



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Проблемы солнечно-земной физики



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 64, номер 5, 2024

Модели краткосрочного прогноза максимального рентгеновского класса солнечных вспышек на основе магнитной энергии активных областей <i>И. В. Зимовец, И. Н. Шарыкин</i>	593
Низкотемпературные периоды в солнечном ветре и Форбуш-понижения: статистическое сравнение <i>А. А. Мелкумян, Н. С. Шлык, А. В. Белов, М. А. Абунина, А. А. Абунин, В. А. Оленева, В. Г. Янке</i>	608
“Полярные” суббури и разрыв Харанга <i>Н. Г. Клейменова, Л. И. Громова, С. В. Громов, Л. М. Малышева, И. В. Дэспирак</i>	624
Идентификация геомагнитных вариаций в околоземном пространстве по спутниковым наблюдениям во время бури 8–9 марта 1970 г. <i>А. А. Соловьев, И. О. Белов, А. В. Воробьев, В. Н. Сергеев</i>	635
Тренды ионосферных индексов солнечной активности <i>М. Г. Деминов</i>	649
Изменение со временем соотношения между критической частотой и высотой слоя F_2 <i>А. Д. Данилов, А. В. Константинова, Н. А. Бербенева</i>	656
Сезонные особенности изменчивости NmF_2 на разных долготах средних широт при повышенной геомагнитной активности <i>В. Х. Депуев, М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова, А. Х. Депуева</i>	667
Влияние ветра в ионосфере на формирование аномалий ОНЧ/НЧ радиосигналов, связанных с подготовкой землетрясений <i>В. М. Сорокин</i>	678
Аэрозольный слой нижней термосферы: II. наблюдение при полной луне <i>А. Н. Беляев, С. Ш. Николайшвили, А. Н. Омельченко, Ю. А. Репин, М. А. Полуаршинов, Ю. В. Смирнов, А. В. Страхов, А. Г. Батищев, В. И. Стасевич, Ю. В. Платов</i>	688
Эволюция Северного аврорального овала в свете современных изменений магнитного поля Земли <i>А. А. Петрова, О. В. Латышева</i>	701

РАЗДЕЛ ДИСКУССИИ

Преобразование Гильберта и свойства солнечных циклов в переменных
“огибающая—мгновенная частота”

И. Г. Шибачев

717

Сравнение трендов различных параметров слоя $F2$

А. Д. Данилов, А. В. Константинова

723

МОДЕЛИ КРАТКОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА МАКСИМАЛЬНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО КЛАССА СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

© 2024 г. И.В. Зимовец^{1,*}, И.Н. Шарыкин^{1,**}

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

*e-mail: ivanzim@cosmos.ru

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

Поступила в редакцию 13.03.2024 г.

После доработки 10.04.2024 г.

Принята к публикации 23.04.2024 г.

Выполнена проверка и сделана оценка точности модели краткосрочного (24 ч) прогнозирования максимального рентгеновского класса солнечных вспышек на основе степенной зависимости от энергии потенциального магнитного поля активной области, которая была предложена М. Aschwanden в 2020 г. Для этого проанализирована выборка из 275 вспышек (253 М-класса и 22 Х-класса) в изолированных активных областях на Солнце в 2010–2023 гг. Экстраполяция магнитного поля в нелинейном бессиловом и потенциальном приближениях сделана с помощью *GX Simulator* на основе фотосферных векторных магнитограмм инструмента *Helioseismic Magnetic Imager* на борту *Solar Dynamics Observatory*. Установлено, что в 6% случаев модель дает заниженный прогнозируемый максимальный класс вспышки относительно наблюдаемого (максимальное занижение в 4.4 раза). Точность модели (среднее отношения наблюдаемого к прогнозируемому максимальному классу вспышек) 0.31 ± 0.47 . Предложены четыре другие статистические модели, две из которых так же, как и обсуждаемая модель, основаны на степенной зависимости максимального класса вспышки от энергии потенциального магнитного поля, а две другие — на степенной зависимости от свободной магнитной энергии. Эти модели дают меньшее количество заниженных прогнозов (или не дают совсем) максимального класса вспышки, но примерно в два-три раза более низкую точность прогноза от 0.11 до 0.17. Дополнительно на основе полученного статистического материала сделаны оценки предельного рентгеновского класса солнечных вспышек. Пять моделей дали разные предельные значения от $\sim X_{14}$ до $\sim X_{250}$. Кратко обсуждается реалистичность этих значений и возможность уточнения моделей на основе расширения выборки событий.

Ключевые слова: Солнце, магнитное поле, активные области, солнечные вспышки, прогноз.

DOI: 10.31857/S0016794024050011, EDN: QRNXMM

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечная вспышка — сложный комплекс процессов быстрой (~ 1 – 100 мин) трансформации свободной магнитной энергии (до $\sim 10^{33}$ эрг) в активной области (АО) в другие виды (каналы) энергии: кинетическую энергию плазмы и ускоренных частиц, электромагнитное излучение в широком спектральном диапазоне от рентгеновских и гамма-волн до радиоизлучения, макроскопические движения плазмы — крупномасштабные выбросы, течения, волны и др. [Priest and Forbes, 2002; Emslie et al., 2012]. Вспышки, особенно наиболее мощные, оказывают воздействие на космическую погоду, и по этой причине их прогнозирование имеет важное значение. Однако краткосрочное (~ 24 ч)

прогнозирование вспышек является сложной задачей. До сих пор не существует методов надежного и точного количественного краткосрочного прогноза вспышек [Ишков, 2023; Georgoulis et al., 2024]. Пока нет возможности прогнозировать с желаемой точностью место, время начала, длительность, пиковую мощность рентгеновского потока (рентгеновский класс), потоки и флюенсы жесткого электромагнитного излучения и другие характеристики солнечных вспышек. Большинство прогнозов вспышек основаны на статистических связях различных характеристик активных областей с их вспышечной продуктивностью. Такие прогнозы дают оценки вероятностей рассматриваемой активной области в заданном наперед

интервале времени (обычно 24 ч) произвести вспышку рентгеновского класса C, M или X, или >M1.0, или >X1.0.

Помимо просто общего рентгеновского класса вспышки желательно прогнозировать количественное значение максимального класса вспышки, которая может произойти в активной области в заданном наперед интервале времени, например, не выше M3.4 или X10.0. Это имеет смысл, поскольку количественный показатель класса вспышки может использоваться для более точной оценки влияния вспышки на космическую погоду, например, ее ионизирующего излучения на ионосферу или флюенса солнечных космических лучей [Belov, 2009; Mahajan et al., 2010]. В целом, чем более высокий класс вспышки, тем более сильные эффекты ожидаются.

В работе [Aschwanden, 2020] предложен метод краткосрочного прогнозирования максимального рентгеновского класса солнечной вспышки на основе расчета энергии потенциального магнитного поля активной области. На основе статистического исследования 172 вспышек классов M и X в 2010–2014 гг. и серии скейлинговых соотношений было получено выражение, связывающее максимальный рентгеновский класс вспышки (F_8^{pred}), которая может произойти в активной области в течение 24 ч, и энергией ее потенциального магнитного поля (E_{POTF}):

$$F_8^{pred} \approx 2.05 \times 10^{-7} \left(\frac{E_{POTF}}{10^{30}} \right)^{0.92}, \quad (1)$$

где F_8^{pred} выражено в Вт м⁻², а E_{POTF} – в эрг.

Это степенное соотношение мы далее будем обозначать модель A. Здесь нижний индекс при F означает поток в длинноволновом канале 1–8 Å приборов X-Ray Sensor (XRS) на борту космических аппаратов серии *Geostationary Operational Environmental Satellite* (GOES) [White et al., 2005], которые традиционно используются для определения рентгеновского класса солнечных вспышек. Применимость соотношения (1) протестирована в работе [Aschwanden, 2020] на базе одного месяца наблюдений в феврале 2011 г. Для этого интервала времени была продемонстрирована адекватность выражения (1). Только для 3 из 14 вспышек классов M и X наблюдаемый поток F_8^{obs} превысил (не более чем в 1.9 раза) прогнозируемый поток F_8^{pred} , при среднем соотношении наблюдаемого и прогнозируемого потока $\langle F_8^{obs}/F_8^{pred} \rangle = 0.58$, что довольно близко к 1, при сопоставимом среднеквадратичном отклонении 0.58. В работе [Нечаева и др., 2024] модель A была протестирована на трех различных активных об-

ластях NOAA 11158 (11–22 февраля 2011 г.), 11675 (16–25 февраля 2013 г.) и 12673 (с 28 августа по 9 сентября 2017 г.) и получено соотношение $\langle F_8^{obs}/F_8^{pred} \rangle = 1.79$ при стандартном отклонении 1.99 и достаточно высоком коэффициенте корреляции 0.77 между наблюдаемым и предсказанным максимальным классом вспышек классов M и X. Эти результаты, основанные на малой выборке активных областей и вспышек, дают основание рассматривать модель A как перспективную для краткосрочного прогнозирования максимального класса вспышки.

Цель данной работы – выполнить проверку применимости модели A для краткосрочного (24 ч) прогноза максимального рентгеновского класса солнечных вспышек и оценить ее точность на существенно более значительной выборке активных областей и вспышек высших классов M и X за 2010–2023 гг. (т.е. за предыдущий 24-й и текущий 25-й солнечные циклы). Также исследуется вопрос использования свободной магнитной энергии активной области для построения моделей краткосрочного прогноза максимального рентгеновского класса вспышки. Дополнительно предлагаются и кратко обсуждаются оценки предельного класса вспышек, которые в принципе могут реализоваться на Солнце, на основе полученного статистического материала.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Поскольку пока не существует методов регулярного измерения магнитного поля в солнечной короне, мы используем экстраполяцию поля с фотосферы в двух приближениях: 1) потенциальном (обозначается нижним индексом *POTF*), при котором электрические токи отсутствуют, и 2) нелинейном бессиловом приближении (нижний индекс *NLFFF*), при котором электрические токи в каждой точке текут вдоль магнитного поля [Прист, 1985; Wiegmann and Sakurai, 2012]. Поскольку потенциальное магнитное поле обладает минимальной энергией при заданной вертикальной компоненте на нижней границе, то свободная магнитная энергия в рассчитываемой области оценивается как разность энергии нелинейного бессилового и потенциального поля,

$$E_{FREE} = E_{NLFFF} - E_{POTF}, \quad (2)$$

где

$$E_{NLFFF, POTF} \approx \iiint_V \frac{B_{NLFFF, POTF}^2}{8\pi} dV \quad (3)$$

и интегрирование делается по трехмерному объему активной области над фотосферой, захватывающему область солнечных пятен и окружаю-

щее пространство вокруг них (см. далее). Подчеркнем, это лишь оценка свободной магнитной энергии активной области, поскольку реальное магнитное поле может отличаться от бессилового, по крайней мере, в нижних слоях атмосферы и в областях сильно разогретой плазмы, где $\beta > 1$ (т.е. где давление плазмы превышает магнитное давление). Однако на данный момент *NLFFF*-приближение достаточно широко используется для активных областей, что протестировано на основе многочисленных сопоставлений с наблюдениями в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах и с результатами численных магнитогидродинамических симуляций, и оно имеет различные реализации (например, [Wiegmann and Sakurai, 2012; Fleishman et al., 2017; Guo et al., 2017; Sharykin et al., 2018, 2020]).

В этой работе экстраполяционные расчеты сделаны с помощью программного комплекса *GX Simulator* [Fleishman et al., 2017; Nita et al., 2023] в составе библиотек программного обеспечения *SolarSoftWare* (<https://www.lmsal.com/solarsoft/>). Необходимыми для нашей работы достоинствами, которыми обладает *GX Simulator*, является возможность автоматического скачивания файлов магнитограмм SDO/HMI из базы данных, задание расчетной области с помощью скриптов, а также высокая скорость вычислений.

В качестве граничных данных при экстраполяции используются векторные фотосферные магнитограммы инструмента *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) [Scherrer et al., 2012] на борту *KA Solar Dynamics Observatory* (SDO), получаемые с шагом 720 с. Для каждого суток мы используем только один набор векторных магнитограмм, соответствующих наблюдениям SDO/HMI около 00:24 UT, что наиболее близко ко времени релиза SRS-файлов (*Solar Region Summary*). Мы специально ограничиваемся расчетом магнитного поля только для одного момента времени за сутки, чтобы симулировать ситуацию реального краткосрочного прогноза на 24 ч вперед.

Информация о характеристиках групп пятен (активных областей) берется из SRS-файлов, ежедневно (1 раз в 24 ч, около 00:30 UT) предоставляемых *Space Weather Prediction Center* (SWPC), *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) и содержащихся в архиве по адресу (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/warehouse/>). Для данной работы мы использовали следующую информацию из SRS-файлов: а) NOAA номер активной области, б) гелиографические координаты центра области, в) кэррингтоновскую долготу центра области L_0 , г) угловой размер активной области вдоль долготы в гелиографических градусах LL ,

д) площадь группы солнечных пятен в миллионных долях солнечной полусферы A_{SS} , е) количество пятен в группе N_{SS} , ё) класс Макинтоша и ж) магнитный класс (Хэйла) области. Активные области с нулевой площадью пятен ($N_{SS} = 0$) и нулевым долготным размером ($LL = 0$) исключены из рассмотрения. Размеры расчетной области задавались следующим образом. Брался угловой размер области LL и домножался на разные коэффициенты $nllx > 1$ (по долготе) и $nll y > 1$ (по широте) в зависимости от LL , причем $nllx \geq nll y$, что учитывает в среднем большее протяжение активных областей вдоль долготы по сравнению с широтой, особенно для крупных областей. Использование коэффициентов $nllx \geq nll y > 1$ позволяет захватить пространство активных областей со всех сторон вокруг солнечных пятен, содержащих значимые магнитные поля. Размер области расчета по высоте такой же как вдоль долготы, т.е. $LL \times nllx$. Из рассмотрения отброшены активные области, гелиографические долготы и широты внешних границ которых выше $\pm 70^\circ$. Мы ограничились рассмотрением только “изолированных” активных областей. Если в расчетный бокс попали целиком или частично другие активные области или же рассматриваемая активная область попадала в выделенный бокс не целиком, то такие активные области отбрасывались. Такое случилось из-за неточности определения координат или углового размера центра области, приведенных в SRS-файлах, или из-за слишком близкого расположения двух и более активных областей. При расчетах в *GX Simulator* угловая гелиографическая координатная сетка трансформирована в прямоугольную декартовую. Для областей с $LL \leq 12^\circ$ шаг расчетной сетки $dx = dy = 1500$ км, для областей с $LL > 12^\circ$ шаг сетки увеличен в два раза ($dx = dy = 3000$ км), чтобы сократить время вычислений.

Так как на сайте NOAA (<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>) доступен каталог солнечных вспышек только до июня 2017 г., мы использовали каталог, предоставленный А.Г. Косовичевым (частная переписка). На момент начала работы в нем содержалась информация о солнечных вспышках до середины июня 2023 г., включающая время начала и пика, рентгеновский класс вспышки, гелиографические координаты и NOAA номер родительской области для вспышек рентгеновских классов C, M и X. Принадлежность вспышек пронумерованным активным областям проверена “в ручном режиме” на основе баз данных о солнечных событиях по тому же адресу, где располагаются SRS-файлы, а также дополнительно на основе ресурсов *Latest Events*

Archive (https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html), *SolarMonitor* (<https://solarmonitor.org/>) и *JHelioviewer* [Muller et al., 2017]. На основе этих же ресурсов, а также оригинальных данных GOES/XRS с шагом 1 мин в каталог добавлена информация о солнечных вспышках классов М и Х для интервала времени с июня по 30 сентября 2023 г. включительно. В этой работе мы ограничиваемся рассмотрением вспышек только двух высших классов М и Х по следующим причинам: во-первых, прогнозирование таких вспышек наиболее важно из-за их более сильного влияния на космическую погоду; во-вторых, доступный нам каталог вспышек содержит далеко не все наблюдавшиеся вспышки класса С и не содержит многочисленных более слабые вспышки классов В, А и ниже. Более того, надежное выявление всех вспышек класса С (и ниже) и определение их принадлежности активным областям на Солнце является нетривиальной задачей, которая, насколько нам известно, не решена в полной мере для солнечных циклов 24 и 25, в отличие от существенно менее многочисленных и наиболее ярких М и Х вспышек. В частности, в существующих каталогах для части С вспышек некорректно определен номер родительской активной области.

Нами рассмотрен интервал времени с 01 мая 2010 г. (с начала регулярного предоставления векторных магнитограмм SDO/HMI) по 30 сентября 2023 г. — начало реализации этой работы. За этот интервал времени суммарно доступно 4894 ежедневных SRS-файлов, согласно которым активные области имели NOAA номера с 11064 по 13450 (т.е. 2386 областей). После селекции, согласно обозначенным выше критериям, нами сделаны расчеты для 2252 различных активных областей. По результатам расчетов суммарно получено 11996 кубов магнитного поля общим объемом 4.81 ТБ. Время расчетов на персональном компьютере (8 ядер Core i7 3.8 ГГц, 64 ГБ ОЗУ) составило ~2.5 месяца, т.е. примерно 65 активных областей за сутки реального времени.

2.1. Результаты: модели прогноза на основе E_{POTF}

На рис. 1 представлено полученное распределение максимального рентгеновского класса вспышки, наблюдаемой в течение суток (24 ч) в активной области, в зависимости от энергии потенциального магнитного поля в ней, E_{POTF} , в совокупности для $N_X = 22$ и $N_M = 253$ вспышек класса Х и М, соответственно. Вспышки 24-го солнечного цикла (до 2017 г. включительно) показаны маленькими черными звездочками,

а вспышки 25-го цикла (с 2021 г.) — маленькими серыми звездочками. Также возле звездочек указаны классы Макинтоша соответствующих активных областей и их номера NOAA. Облако точек имеет, в целом, форму прямоугольного треугольника. Точки не ложатся узко вдоль какой-то определенной линии. Линейный коэффициент корреляции Пирсона 0.25, Спирмана — 0.20, что указывает на отсутствие сильной корреляции между двумя рассматриваемыми параметрами для данной выборки. Резкая горизонтальная граница снизу обусловлена тем, что мы не рассматривали вспышки ниже класса М1.0. Правая граница вблизи максимальной энергии $E_{POTF} \sim 2.2 \times 10^{34}$ (эрг) определяется пятью точками. Все они принадлежат одной активной области 12192 высшего класса Макинтоша Fkc (и класс Хэйла $\beta\gamma\delta$), наблюдавшейся 22–26 октября 2014 г. и обладавшей максимальной площадью солнечных пятен и максимальным магнитным потоком среди всех активных областей 24-го цикла (см. Раздел 3.1). Верхняя наклонная граница “треугольника” точек представляет наибольший интерес для прогноза, поскольку она определяет верхнюю границу рентгеновского класса солнечной вспышки, которая реализуется при заданной энергии потенциального магнитного поля в активной области за рассматриваемые сутки с рассматриваемого момента времени.

Черная штриховая линия на рис. 1 показывает модель A (1), полученную в работе [Aschwanden, 2020]. Эта степенная функция (прямая линия в лог-лог масштабе) лежит вблизи верхней границы точек и в целом довольно адекватно ограничивает сверху их основную массу. Тем не менее, 16 точек из 275 (т.е. ~6%) находятся выше этой линии. Это случаи, когда модель A дает заниженное значение максимального класса вспышки в активной области. Максимальное занижение в 4.4 раза наблюдается для самой мощной вспышки 24-го и текущего 25-го циклов — Х9.3 06 сентября 2017 г. (активная область 12673 классов Dkc и $\beta\gamma\delta$ Макинтоша и Хэйла соответственно), которая показана верхней правой жирной звездочкой. Это может рассматриваться как недостаток модели A , поскольку при прогнозе вспышек в некоторых ситуациях “безопаснее” выдать завышенный класс вспышки, чем заниженный, т.е. перестраховаться. По этой причине, мы предлагаем две другие модели $Z1$ и $Z2$, которые так же, как и модель A , имеют степенную форму:

$$F_8^{pred} = a \times 10^{-7} \left(\frac{E_{POTF}}{10^{30}} \right)^b, \quad (4)$$

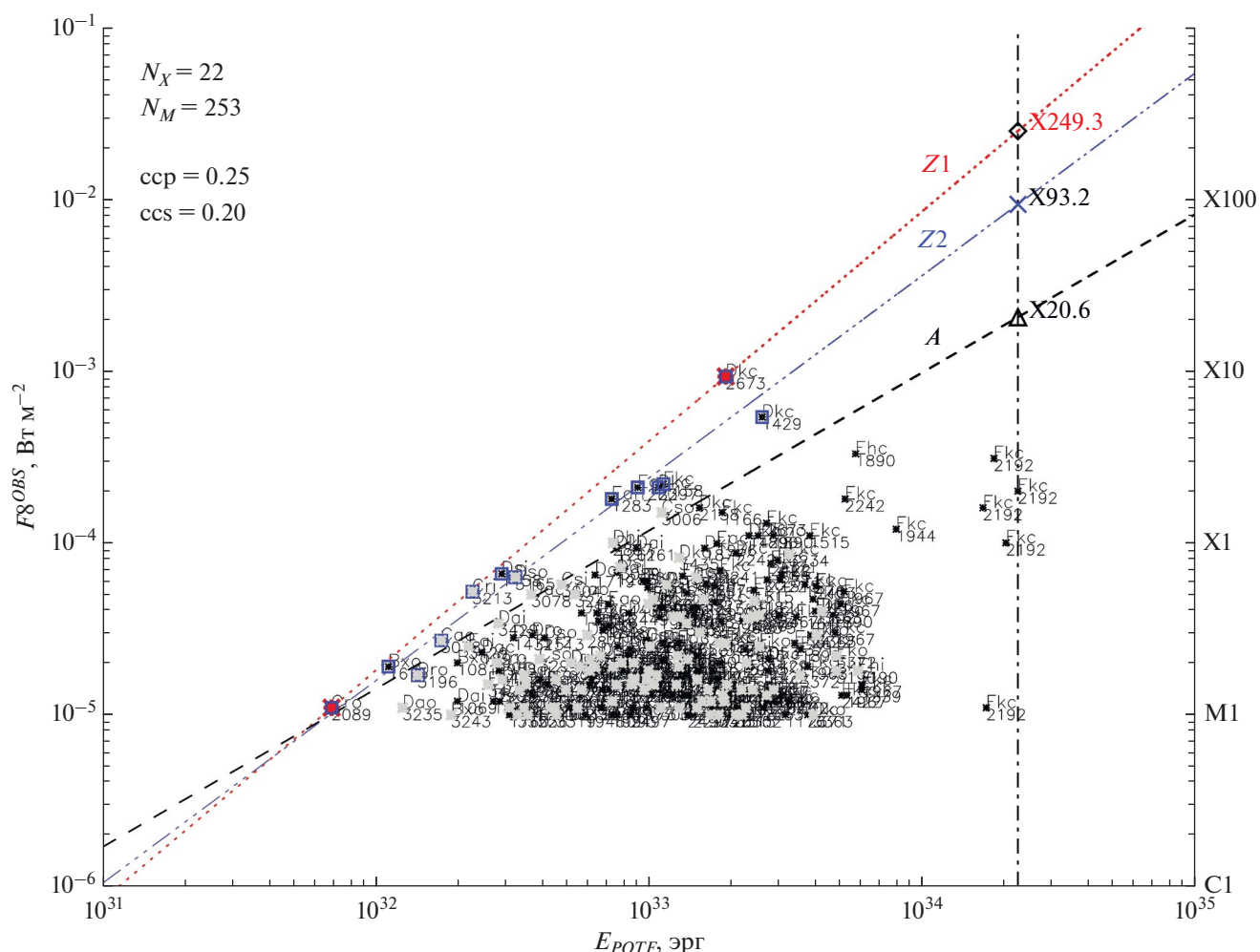


Рис. 1. Зависимость наблюдаемого за сутки максимального рентгеновского класса солнечной вспышки от энергии потенциального магнитного поля в родительской активной области и модели краткосрочного прогноза вспышек: А (штриховая линия), Z1 (пунктирная линия), Z2 (штрихпунктирная линия). Маленькие черные звездочки — вспышки в 2010–2017 гг. (24-й цикл), серые — в 2021–2023 гг. (25-й цикл). Указан NOAA номер активной области и класс Макинтоша. Оценки предельного класса вспышек показаны крупными треугольником, ромбом и крестиком как пересечение моделей А, Z1, Z2, соответственно, с вертикальной штрихпунктирной линией справа.

причем размерность F_8^{pred} Вт м⁻², а E_{POTF} — эрг. Для Z1: $a_{Z1} = 0.39$, $b_{Z1} = 1.34$. Для Z2: $a_{Z2} = 0.70$, $b_{Z2} = 1.18 \pm 0.07$. Модель Z1 получена соединением двух жирных звездочек прямой линией (в лог-лог масштабе) таким образом, что абсолютно все имеющиеся точки лежат не выше этой кривой (пунктирная линия на рис. 1). Эту кривую можно рассматривать как лимитирующую сверху кривую, по крайней мере для данной выборки активных областей и вспышек. Модель Z2 построена несколько иначе. Она строится методом наименьших квадратов на подвыборке из группы точек (13 штук), разбросанных вблизи верхней границы “треугольника” точек данных, показанных

квадратами вокруг мелких звездочек, включая и две жирные звездочки. Один из недостатков этой модели — субъективизм выбора точек этой подвыборки. Мы использовали данный подход, поскольку не знаем метода объективного (по крайней мере с точки зрения математической статистики) фиттирования граничных точек имеющейся выборки. Другой недостаток — наличие нескольких (8 штук) точек выше этой кривой. Однако их количество вдвое меньше, чем для модели А, и максимальное соотношение $\max(F_8^{obs}/F_8^{pred}) = 1.79$, и в этом она превосходит модель А.

Оценка точности моделей A , $Z1$ и $Z2$ представлена на рис. 2, где звездочками, треугольниками и ромбами показаны зависимости отношений F_8^{obs}/F_8^{pred} наблюдаемого максимального класса вспышки к предсказываемым моделями A , $Z1$ и $Z2$, соответственно, от наблюдаемого максимального класса вспышки. Для всех трех моделей имеется тенденция к уменьшению разброса с ростом максимального класса вспышки (а также, очевидно, уменьшение количества вспышек с ростом их класса). Среднее значение (показано горизонтальной штриховой линией) отношения и среднеквадратичное отклонение для модели A : $\langle F_8^{obs}/F_8^{pred} \rangle = 0.31 \pm 0.43$, для модели $Z1$: 0.11 ± 0.17 и для модели $Z2$: 0.17 ± 0.24 . В среднем немного более высокая точность (ближе к 1) у модели A . В целом отмечается невысокая средняя точность всех трех моделей, примерно порядок величины. Это связано с тем, что многие активные области, обладая высокой энергией потенциального поля, по той или иной причине про-

изводят лишь вспышки относительно небольшого класса. Средняя точность меньше оценок, полученных в работах [Aschwanden, 2020] и [Нечаева и др., 2024] на основе малых выборок событий (см. Введение). Это связано с тем, что в тех работах рассмотрены короткие интервалы с малым количеством вспышек, включая наиболее мощные, и с тем обстоятельством, что для наиболее мощных вспышек отношение F_8^{obs}/F_8^{pred} ближе к 1 (см. рис. 2).

2.2. Результаты: модели прогноза на основе E_{FREE}

Теперь проведем аналогичное рассмотрение связи свободной магнитной энергии активных областей, E_{FREE} , и максимального класса вспышек, F_8 , которые они производят в течение суток с момента определения магнитной энергии. На рис. 3 показано распределение соответствующих точек для подвыборки из $N_X = 19$ вспышек клас-

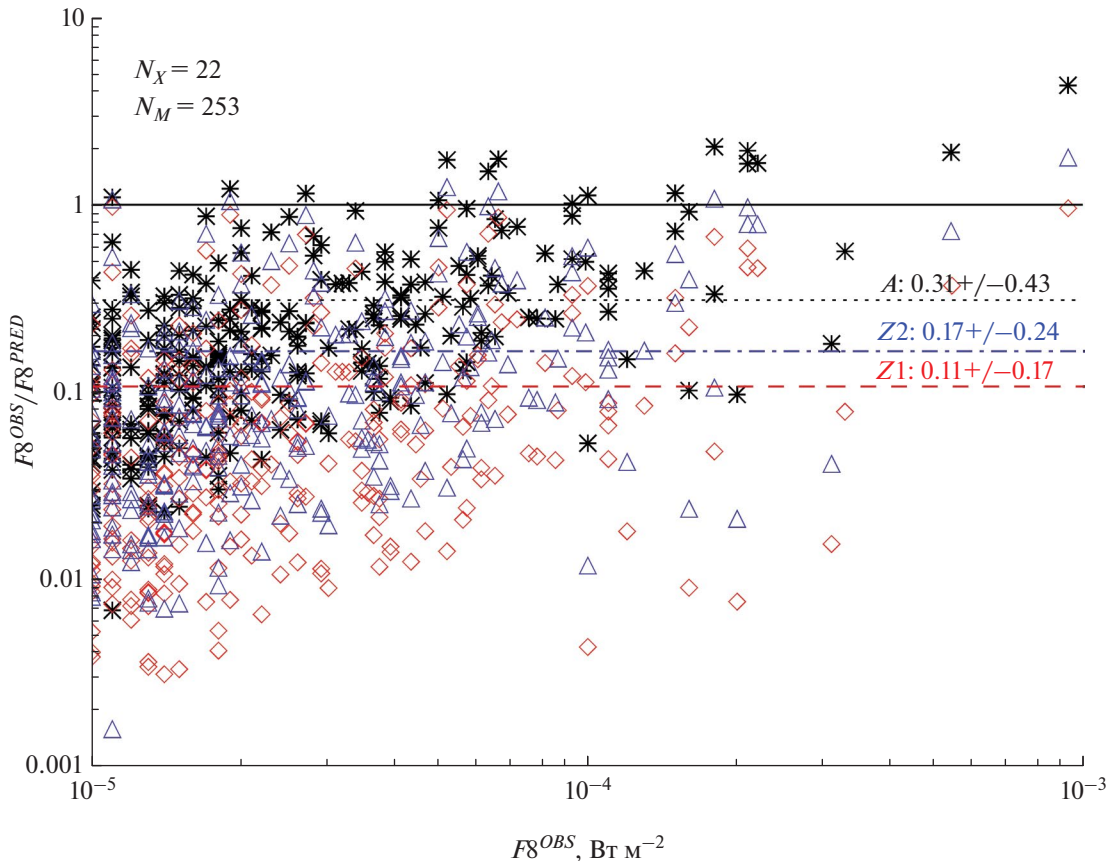


Рис. 2. Зависимость отношения наблюдаемого к прогнозируемому максимальному классу солнечных вспышек от наблюдаемого максимального класса для моделей A (звездочки), $Z1$ (ромбы), $Z2$ (треугольники). Средние значения отношений (плюс-минус среднеквадратичные отклонения) для моделей A , $Z1$ и $Z2$ показаны горизонтальными пунктирной, штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно.

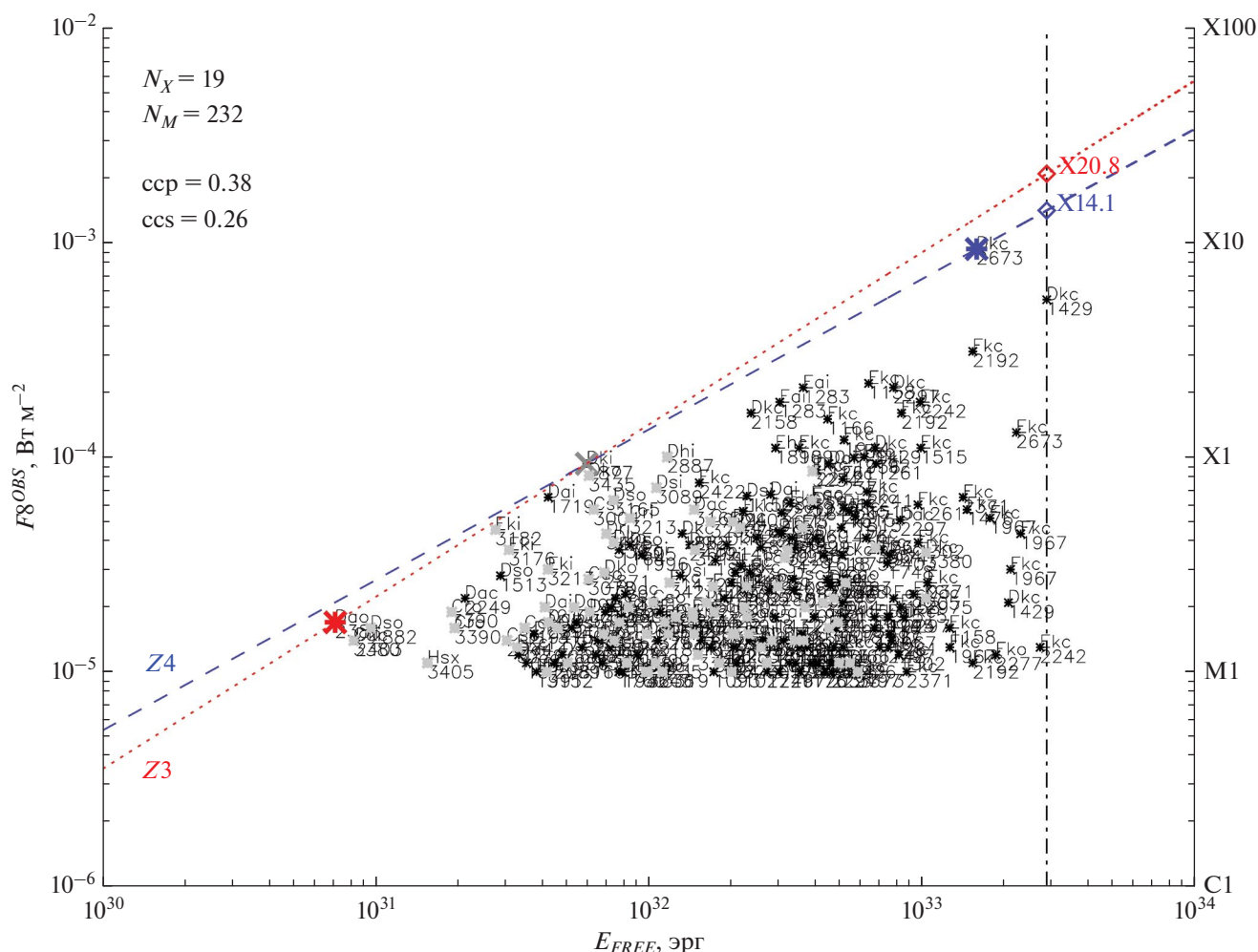


Рис. 3. Зависимость наблюдаемого за сутки максимального рентгеновского класса солнечной вспышки от свободной магнитной энергии в родительской активной области и модели краткосрочного прогноза вспышек: Z3 (пунктирная линия), Z4 (штриховая линия). Черные маленькие звездочки — вспышки в 2010–2017 гг. (24-й цикл), серые маленькие звездочки — в 2021–2023 гг. (25-й цикл). Указан NOAA номер активной области и класс Макинтоша. Оценки предельного класса вспышек показаны крупными ромбами как пересечение моделей Z3, Z4 с вертикальной штрихпунктирной линией справа.

са X и $N_M = 232$ вспышек класса M. Меньшее количество вспышек в этой выборке относительно рассмотренной в предыдущем разделе выборки связано с тем, что здесь исключены активные области, для которых расчет дал отрицательную свободную магнитную энергию $E_{FREE} < 0$, что не является физическим. В целом, распределение точек выглядит аналогично случаю с энергией потенциального поля — облако точек тоже имеет форму прямоугольного треугольника. Однако этот треугольник выглядит несколько более компактным за счет меньшего отрыва точек вблизи правой границы, и также линейная корреляция между парой параметров немного выше: коэффи-

циент корреляции Пирсона 0.38, Спирмана — 0.26. Отметим, что для всей выборки максимальное значение свободной магнитной энергии $\max(E_{FREE}) = 2.86 \times 10^{33}$ эрг почти на порядок величины меньше, чем максимальная энергия потенциального магнитного поля (см. предыдущий раздел), и это значение принадлежит другой активной области — NOAA 11429 с классом Макинтоша Dkc и Хэйла $\beta\gamma\delta$, произведшей 07 марта 2012 г. мощную (но не мощнейшую для циклов 24 и 25) вспышку класса X5.4.

Как и в случае с энергией потенциального магнитного поля, у “треугольного” облака точек выделяется верхняя наклонная граница. Опять же,

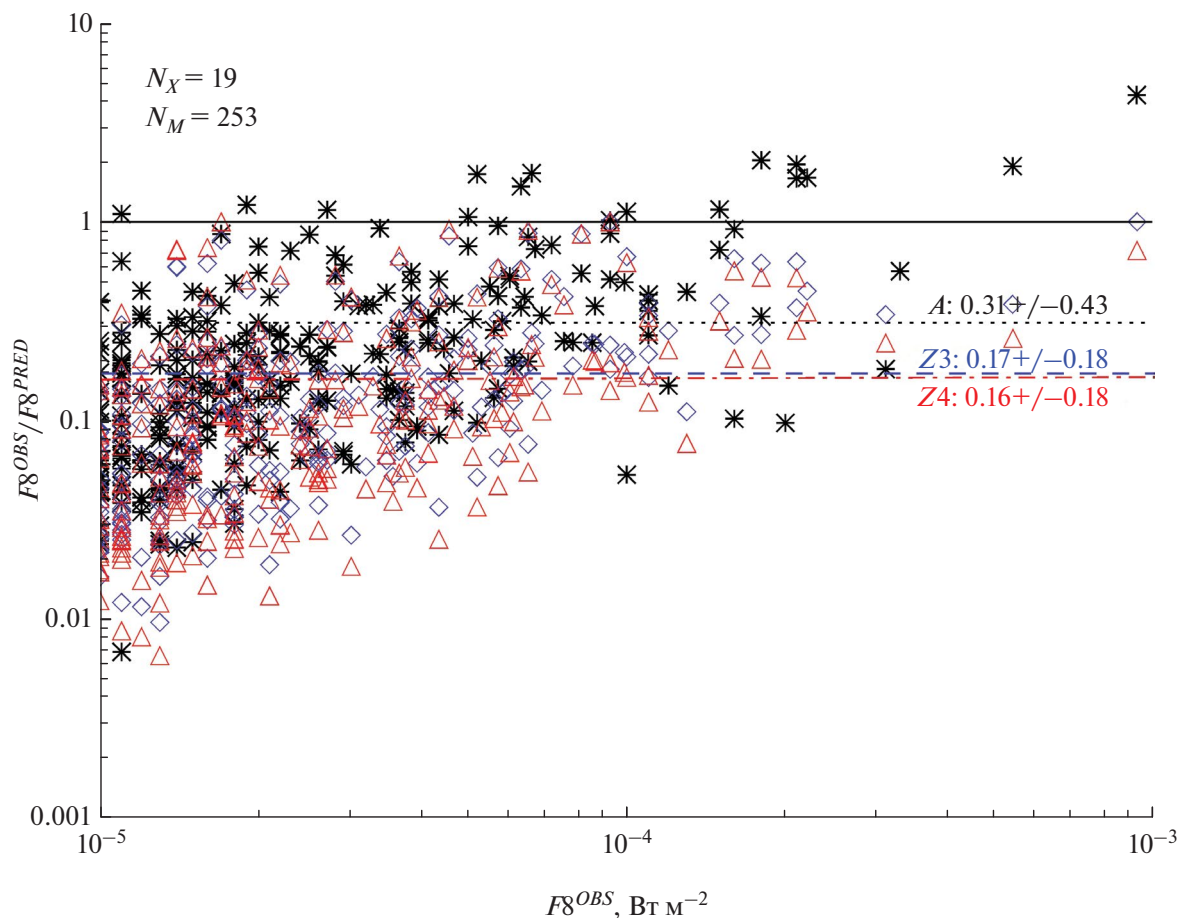


Рис. 4. Зависимость отношения наблюдаемого к прогнозируемому максимальному классу солнечных вспышек от наблюдаемого максимального класса для моделей *A* (звездочки), *Z3* (ромбы), *Z4* (треугольники). Средние значения отношений (плюс-минус среднеквадратичные отклонения) для моделей *A*, *Z3* и *Z4* показаны горизонтальными пунктирной, штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно.

мы не знаем, как ее определить математически корректно. Используем интуитивно понятный подход — найдем минимальный набор пар граничных точек, прямая (в лог-лог масштабе) через которые сверху ограничит все точки выборки. Обнаруживаются две пары таких точек, с общей центральной точкой, выделенной жирным серым крестиком на рис. 3. Крайние точки выделены жирными звездочками. Как и в случае с потенциальным магнитным полем, верхняя правая точка принадлежит активной области 12673 с мощнейшей (за рассмотренный интервал времени) вспышкой X9.3 06 сентября 2017 г., играющей важное значение для всей выборки. Соответствующие степенные зависимости мы обозначим как модель *Z3* и *Z4*, для которых получены следующие значения коэффициентов степенного соотношения (4): $a_{Z3} = 35.33$, $b_{Z3} = 0.80$ и $a_{Z4} = 53.40$, $b_{Z4} = 0.70$. Две соответствующие кривые (пунктир для *Z3*

и штриховая линия для *Z4*) лежат близко друг к другу, и сложно найти принципиальную разницу между ними. Этот вывод подтверждается рассмотрением графика зависимости отношения максимального наблюдаемого к прогнозируемому классу вспышки от максимального наблюдаемого класса вспышки (рис. 4). Для моделей *Z3* и *Z4* точки на графике лежат в целом схожим образом, средние отношения и среднеквадратичные отклонения также близки друг к другу. Для модели *Z3*: $\langle F_8^{obs}/F_8^{pred} \rangle = 0.17 \pm 0.18$, для модели *Z4*: $\langle F_8^{obs}/F_8^{pred} \rangle = 0.16 \pm 0.18$.

Для этих моделей средние значения немного ближе к 1, чем для моделей *Z1*, но ниже чем для модели *A* (звездочки на рис. 4 — для сопоставления). Но так же, как для модели *Z1*, преимуществом моделей *Z3* и *Z4* является отсутствие событий с заниженным предсказанным максимальным классом вспышки (с $F_8^{obs}/F_8^{pred} > 1$).

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего, отметим, что для рассмотренной выборки активных областей в 2010–2023 гг. разброс точек на графиках зависимости максимального рентгеновского класса вспышек F_8^{obs} от энергии потенциального магнитного поля E_{POTF} и свободной магнитной энергии E_{FREE} в этих областях большой (рис. 1, 3) и коэффициент корреляции между указанными парами параметров не высокий (не выше 0.38). Это указывает на то, что нет близкой количественной связи между интегральной магнитной энергетикой всей активной области и максимальной амплитудой вспышки, которую область может произвести в ближайшие сутки. Рассмотрение более короткого прогнозируемого интервала времени 2 ч на примере трех областей из этой выборки в работе [Нечаева и др., 2024] показало, что это не меняет принципиально ситуацию. По всей видимости, конкретный класс вспышки, которую может произвести активная область, сильнее зависит от каких-то других фи-

зических характеристик (или комбинаций характеристик), которые пока однозначно не установлены. Поскольку наблюдаемые вспышки (в частности, всплывающие ленты и петли) занимают лишь часть активной области, и установлено, что во вспышке реализуется только малая доля имеющейся магнитной энергии [Guo et al., 2008; Aschwanden, 2020; Zimovets et al., 2021], то конкретные характеристики нужно определять не для общего объема активной области, а для более локализованных участков. Другими словами, важнее может быть рассматривать локальные (или средние), а не интегральные характеристики активной области [Sun et al., 2015]. Тем не менее, предложенный в работе [Aschwanden, 2020] подход позволяет давать адекватное прогностическое ограничение на максимальный рентгеновский класс вспышки, которая может произойти в ближайшие сутки в активной области, обладающей заданной энергией E_{POTF} . Для 94% рассмотренных случаев степенная модель A (1) [Aschwanden,

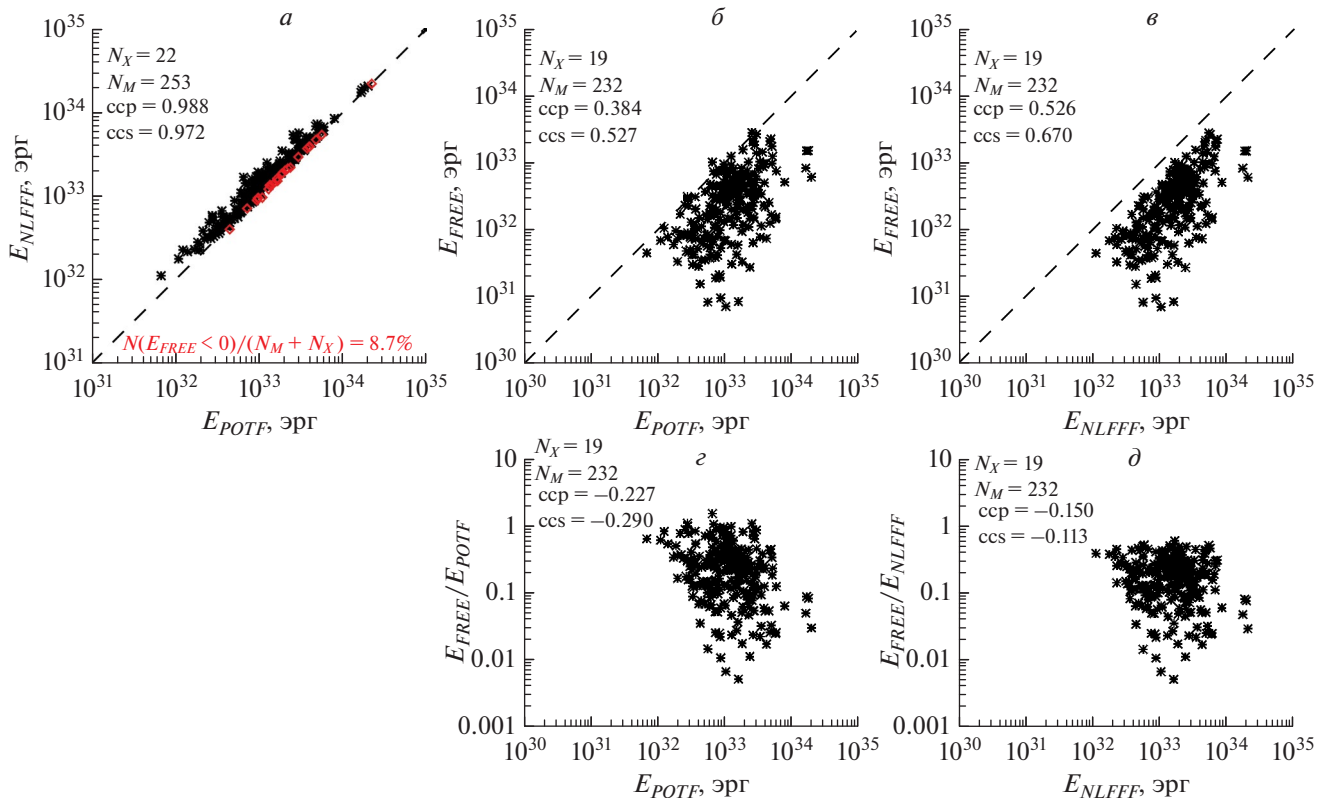


Рис. 5. Зависимости магнитной энергии нелинейного бессилового поля от энергии потенциального магнитного поля (а), свободной магнитной энергии от энергии потенциального поля (б) и от энергии нелинейного бессилового поля (в) в активных областях для рассмотренной выборки вспышек. Штриховая прямая — линия $y = x$. Маленькие квадраты на (а) — случаи с отрицательной свободной магнитной энергией (примерно 8.7%). На (г) и (д) зависимости отношения свободной магнитной энергии к энергии потенциального и нелинейного бессилового поля соответственно.

2020] предсказала верхний порог класса вспышки, который действительно не был преодолен в течение суток относительно времени регистрации магнитного поля в активной области. Однако в 6% случаев модель *A* дала заниженные значения максимального класса вспышки. Максимальное занижение в 4.4 раза было для мощнейшей вспышки 24-го цикла X9.3 06.09.2017. Предложенные нами степенные модели *Z1* и *Z2* для E_{POTF} (*Z3* и *Z4* для E_{FREE}) призваны уменьшить

процент случаев занижения максимального класса вспышки. Однако они дают примерно в 2 раза менее точную оценку с точки зрения среднего отношения максимального наблюдаемого и прогнозируемого класса вспышки $\langle F_8^{obs}/F_8^{pred} \rangle$. В целом же, все пять моделей дают невысокую среднюю точность прогноза от 0.1 (модель *Z1*) до 0.3 (модель *A*), т.е. около одного порядка величины. Средняя точность прогноза может оказаться еще ниже, если принять в рассмотрение вспышки

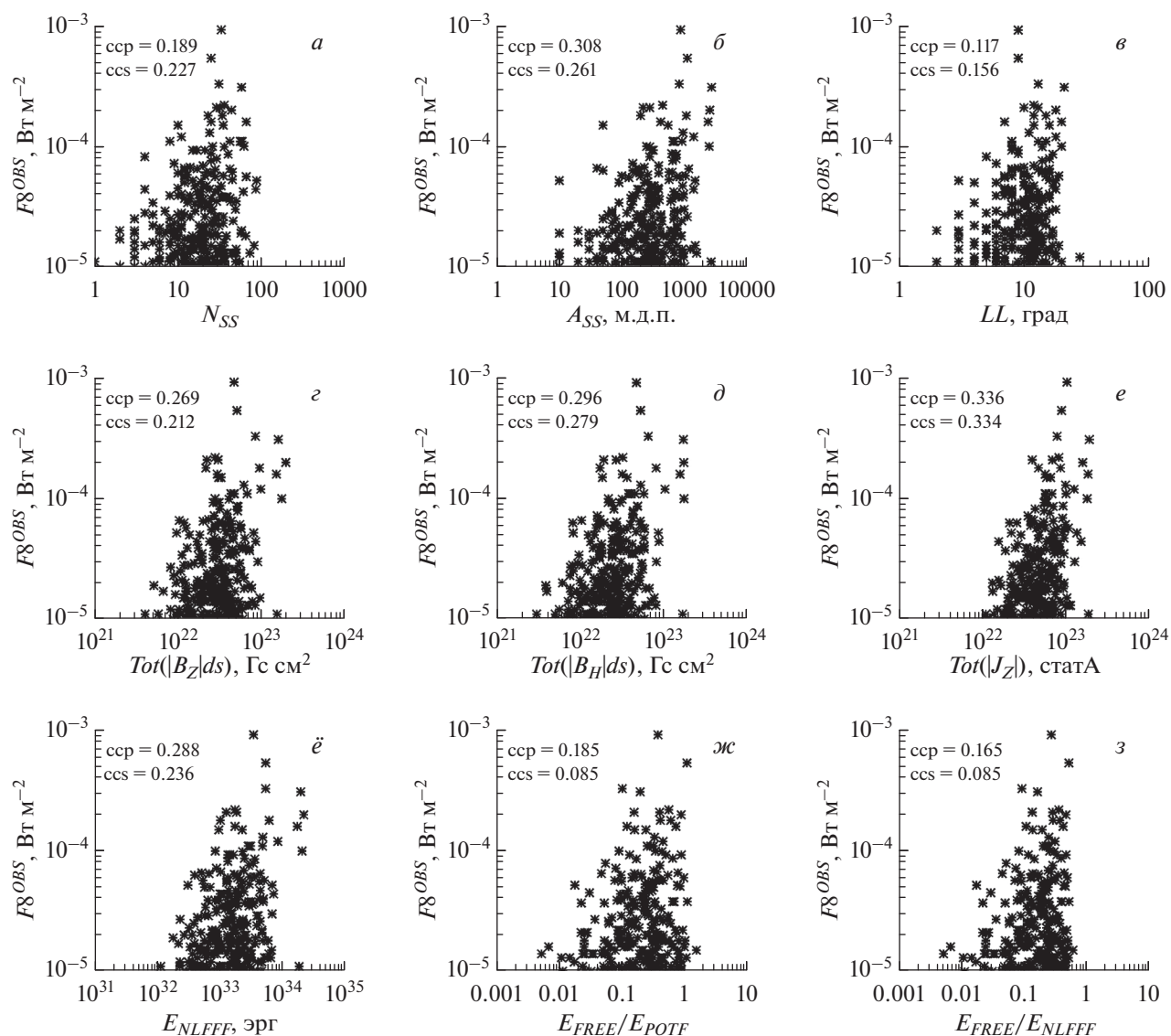


Рис. 6. Зависимости наблюдаемого за сутки максимального класса солнечной вспышки в активной области от ее характеристик: (а) — числа солнечных пятен, (б) — площади пятен, (в) — углового долготного размера группы пятен, (г) — беззнакового потока вертикальной компоненты вектора магнитного поля на фотосфере, (д) — беззнакового “потока” горизонтального поля на фотосфере, (е) — беззнакового вертикального тока на фотосфере, (ё) — энергии нелинейного бессилового магнитного поля, (ж, з) — отношения свободной магнитной энергии к энергии потенциального и нелинейного бессилового магнитного поля соответственно.

классов С и ниже. Однако проверка этого требует отдельной большой работы.

Мы ограничились для построения прогноза рассмотрением только энергии потенциального магнитного поля E_{POTF} и свободной магнитной энергии E_{FREE} и не рассматриваем “полную” энергию магнитного поля, т.е. в данном случае (приближении) энергию нелинейного бессилового поля E_{NLFFF} . Это сделано по следующим причинам. E_{NLFFF} очень сильно коррелирует с E_{POTF} , что демонстрирует рис. 5а. Линейные коэффициенты Пирсона и Спирмана $\text{csr} = 0.99$ и $\text{css} = 0.97$ соответственно. Более того, коэффициент корреляции между E_{NLFFF} и F_8^{obs} примерно такой же низкий (0.24–0.29) как между E_{POTF} и F_8^{obs} (0.20–0.25) (см. рис. 1). Следовательно, рассмотрение E_{NLFFF} не может дать существенного улучшения качества прогноза относительно использования E_{POTF} . При этом, использование E_{POTF} предпочтительнее, поскольку решение задачи об экстраполяции магнитного поля в потенциальном приближении легче, чем в нелинейном бессиловом приближении. Оно единственно для заданных граничных условий и требует граничных данных в виде фотосферных магнитограмм радиальной или продольной лучу зрения составляющих вектора поля, которые проще получить из наблюдений, нежели векторные магнитограммы, необходимые для экстраполяции в нелинейном бессиловом приближении. Расчет в нелинейном бессиловом приближении более чувствителен к качеству граничных данных и заданию граничных условий, и не всегда магнитное поле в активных областях на разных уровнях удовлетворяет бессиловому приближению [Wiegmann and Sakurai, 2012].

Добавим, у нас получилось, что свободная магнитная энергия E_{FREE} не сильно коррелирует с энергией нелинейного бессилового поля E_{NLFFF} (рис. 5б; $\text{csr} = 0.53$, $\text{css} = 0.67$) и еще хуже с энергией потенциального магнитного поля E_{POTF} (рис. 5б; $\text{csr} = 0.38$, $\text{css} = 0.53$). Этот результат отличается от результата, полученного в работе [Aschwanden, 2020], который основан на другом методе магнитной экстраполяции и другой выборке событий, где получена очень высокая корреляция ($\text{cc} = 0.96$) между E_{FREE} и E_{POTF} (см. рис. 1а в [Aschwanden, 2020]). В дополнение, рис. 5г, д показывает разброс примерно на два порядка величины доли свободной магнитной энергии относительно энергии потенциального магнитного поля (E_{FREE}/E_{POTF}) и энергии нелинейного бессилового поля (E_{FREE}/E_{NLFFF}) в активных областях, производящих мощные вспышки классов М и X. Диапазон разброса от $\min(E_{FREE}/E_{POTF}) = 0.005$ и $\min(E_{FREE}/E_{NLFFF}) = 0.005$ до $\max(E_{FREE}/E_{POTF}) =$

$= 1.56$ и $\max(E_{FREE}/E_{NLFFF}) = 0.61$. Средние значения и среднеквадратичные отклонения этих соотношений: $\langle E_{FREE}/E_{POTF} \rangle = 0.30 \pm 0.26$ и $\langle E_{FREE}/E_{NLFFF} \rangle = 0.20 \pm 0.13$. Аналогичные значения получены (или использованы) во многих работах (например, [Rudenko and Myshyakov, 2009; Emslie et al., 2012; Thalmann et al., 2013; Sun et al., 2015; Zimovets et al., 2021; Katsova et al., 2022]), что указывает на адекватность наших расчетов.

Рисунок 6 иллюстрирует, что рассмотрение других интегральных характеристик активных областей не дает улучшения качества прогноза максимального класса вспышки относительно использования свободной магнитной энергии E_{FREE} , поскольку коэффициент корреляции Пирсона между свободной магнитной энергией и F_8^{obs} хоть и не высокий ($\text{csr} = 0.38$; см. рис. 3), но максимальный среди остальных рассмотренных интегральных характеристик, таких как:

- число солнечных пятен в активной области N_{SS} , $\text{csr} = 0.19$, (рис. 6а);
- площадь солнечных пятен A_{SS} , $\text{csr} = 0.31$, (рис. 6б);
- угловая длина группы пятен LL , $\text{csr} = 0.12$, (рис. 6в);
- полный беззнаковый магнитный поток (вертикальной компоненты поля) на фотосфере в активной области $Tot(|B_z|ds)$, где ds — площадь ячейки данных, $\text{csr} = 0.27$, (рис. 6г);
- полный беззнаковый магнитный “поток” тангенциальной компоненты поля на фотосфере $Tot(|B_H|ds)$, $\text{csr} = 0.30$, (рис. 6д) — эта нефизичная величина приведена для сопоставления с магнитным потоком вертикальной компоненты;
- полный беззнаковый вертикальный электрический ток на фотосфере $Tot(|J_z|ds)$, $\text{csr} = 0.34$, (рис. 6е);
- магнитная энергия нелинейного бессилового поля E_{NLFFF} , $\text{csr} = 0.29$, (рис. 6е);
- отношение свободной магнитной энергии к энергии потенциального магнитного поля E_{FREE}/E_{POTF} , $\text{csr} = 0.18$, (рис. 6ж);
- отношение свободной магнитной энергии к энергии нелинейного бессилового поля E_{FREE}/E_{NLFFF} , $\text{csr} = 0.17$, (рис. 6з).

Можно было бы рассмотреть и другие возможные характеристики (например, [Bobra and Couvidat, 2015; Georgoulis et al., 2024]) но мы ограничились этим “субъективным” списком интегральных характеристик в данной работе в качестве примера для сравнения с использованием магнитных энергий E_{POTF} и E_{FREE} .

3.1. Оценка предельного рентгеновского класса солнечных вспышек

Рассмотренные модели максимального класса вспышек (*A*, *Z1–Z4*) позволяют сделать оценку возможного предельного класса вспышки на Солнце. Эта оценка получается как пересечение модельной кривой с вертикальной прямой (штрихпунктир на рис. 1, 3), определяющей максимальное (справа) значение энергии потенциального магнитного поля E_{POTF} (штрих, пунктир и штрих с тройным пунктиром для моделей *A*, *Z1*, *Z2*, соответственно, на рис. 1) или свободной магнитной энергии E_{FREE} (пунктир и штрих для моделей *Z3* и *Z4*, соответственно, на рис. 3) в активной области. Мы получили следующие оценки предельного класса солнечной вспышки (табл. 1): для модели *A* – X20.6 (большой треугольник на рис. 1), для модели *Z1* – X249.3 (большой ромб на рис. 1), для модели *Z2* – X93.2 (большой крестик на рис. 1), для модели *Z3* – X20.8 (большой ромб сверху на рис. 3), для модели *Z4* – X14.1 (большой ромб снизу на рис. 3). Вспышки с такими высокими классами гипотетически могли реализоваться в рассмотренных активных областях, но не реализовались за рассмотренный интервал времени с мая 2010 по сентябрь 2023 гг.

Напомним, что самая мощная вспышка за это время имела класс X9.3 (06.09.2017 г.). Это достаточно близко к тому, что дает модель *Z4* (X14.1). Однако намного меньше того, что дает модель *Z2* (~X93) и особенно модель *Z1* (~X250). Два последних экстраординарных значения получены на основе оценки энергии потенциального магнитного поля в активной области NOAA 12192 (*Fkc*, $\beta\gamma\delta$) в конце октября 2014 г., которая проявила специфические свойства. Во-первых, об-

ласть 12192 обладала максимальной площадью солнечных пятен (2740 миллионных долей полусферы), максимальным беззнаковым потоком магнитного поля (1.97×10^{23} Мкс), максимальным беззнаковым вертикальным электрическим током (1.92×10^{23} статА), максимальной энергией потенциального магнитного поля (2.24×10^{34} эрг) и максимальной энергией нелинейного бессилового поля (2.23×10^{34} эрг) из всех 2252 рассмотренных за 2010–2023 гг. различных активных областей. Во-вторых, за время прохождения по видимому диску с 17 по 30 октября 2014 г. активная область 12192 произвела 6 вспышек класса X и 30 вспышек класса M, причем ни одна из X вспышек не сопровождалась полноценным корональным выбросом массы, KBM [Thalmann et al., 2015]. При этом самая мощная вспышка, произошедшая в области 12192, имела класс всего X3.1, что почти на два порядка меньше оценки модели *Z1* (~X250). Развитие эрупции (и сопутствие вспышки корональным выбросом) может рассматриваться как один из факторов, влияющих на рентгеновский класс вспышки в активной области, но он не является ключевым. С другой стороны, большой магнитный поток и большое количество магнитной энергии в активной области не гарантирует, что она может произвести вспышку очень высокого класса, сопровождающуюся корональным выбросом. Сильное магнитное поле в большом объеме активной области может сдерживать процесс эрупции, остановить развитие магнитного пересоединения, длительные ускорение частиц и нагрев плазмы, что продемонстрировала область 12192 [Sun et al., 2015; Inoue et al., 2016].

К сделанным оценкам предельного класса вспышки надо относиться с большой осторожностью. Они получены на основе статистического, а не физического подхода. И они получены пусть и на довольно большой, но все же ограниченной выборке активных областей и вспышек всего примерно за полтора последних солнечных цикла (24 и 25), далеко не самых мощных. Очевидно, обобщать эти оценки на все циклы нельзя. Видно, что полученные значения, в частности, сильно зависят от наиболее мощных и редких событий, для которых точки ложатся вдоль верхней наклонной границы “треугольника” на графиках максимальный класс вспышки – магнитная энергия (рис. 1, 3). Каждая мощная вспышка, добавленная в эту статистику, может изменить (и уточнить) предложенные модели и, следовательно, значение предельного класса вспышки. Такой же эффект может оказывать добавление активных областей с экстремально высокой магнитной энергетикой ($E_{POTF} > 10^{34}$ эрг и $E_{FREE} > 10^{33}$ эрг). Тем не менее, в работе [Cliver et al., 2022] обсуж-

Таблица 1. Параметры моделей прогноза максимального рентгеновского класса солнечных вспышек (выражения (1), (4)) и оценка предельного рентгеновского класса солнечной вспышки, полученного на основе этих моделей

Параметр	<i>a</i>	<i>b</i>	lim(<i>F</i> ₈)
Модель			
<i>A</i>	2.05	0.92	X20.6
<i>Z1</i>	0.39	1.34	X249.3
<i>Z2</i>	0.70	1.18	X93.2
<i>Z3</i>	35.33	0.80	X20.8
<i>Z4</i>	53.40	0.70	X14.1

дается возможный предельный класс солнечных вспышек на основе моделирования и различных данных для разных эпох, и сделан вывод о том, что вспышки класса $\sim X100$ - $X300$ не исключены для Солнца. Супервспышки на звездах типа Солнца обнаружены в большом количестве. И, например, в работе [Shibata et al., 2013] на основе накопленной статистики супервспышек сделан вывод, что супервспышка с энергией 10^{34} эрг (или рентгеновским классом $\sim X1000$) может происходить раз в ~ 800 лет на такой звезде как Солнце. Другая оценка максимального класса солнечной вспышки $\sim X70$ за 1000 лет получена в работе [Sakurai, 2023] на основе другого подхода. Наши оценки не противоречат выводам этих работ. Однако прямого наблюдения, без зашкаливания детекторов GOES/XRS, мощных вспышек класса выше $X17.4$ (04.11.2003 г.), насколько нам известно, до сих пор не было. Расширение статистики на предыдущие циклы, с использованием оценок рентгеновского класса мощнейших солнечных вспышек (таких как для вспышки 04.11.2003 г. [Brodrick et al., 2005]), а также на вспышки в текущем 25-м цикле активности, должны помочь уточнить наши модели и, следовательно, оценки предельного класса солнечных вспышек. Но более важным и перспективным (в то же время, более сложным), по нашему мнению, является развитие физически обоснованных (а не основанных на статистике или методах машинного обучения) моделей прогноза вспышек.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена экстраполяция магнитного поля в потенциальном и нелинейном бессиловом приближении для 2252 различных активных областей на Солнце в период с 01 мая 2010 г. по 30 сентября 2023 г. Вводная информация по активным областям взята из ежедневных SRS-файлов, предоставляемых SWPC NOAA. Расчеты сделаны с помощью программного пакета *GX Simulator* в составе *SolarSoftWare*. В качестве граничных данных использованы фотосферные векторные магнитограммы SDO/HMI. Вычислены различные характеристики магнитного поля и электрического тока в расчетных кубах, включая энергии потенциального и нелинейного бессилового поля, а также свободную магнитную энергию. На основе доступного нам каталога солнечных вспышек подготовлена выборка из 22 вспышек класса X и 253 вспышек класса M, для изолированных хромосферных активных областей которых за рассмотренный интервал времени нами были получены трехмерные кубы экстраполированного магнитного поля.

На основе этой базы выполнена проверка степенной модели, предложенной в работе [Aschwanden, 2020] для краткосрочного (24 ч) прогноза максимального рентгеновского класса солнечной вспышки от энергии потенциального магнитного поля в активной области. Установлено, что в 6% случаев эта модель дает заниженный прогнозируемый максимальный класс вспышки относительно наблюдаемого, максимальное занижение в 4.4 раза. Точность этой модели, определяемая как среднее отношение наблюдаемого к прогнозируемому максимальному классу вспышек, 0.31 ± 0.47 (среднеквадратичное отклонение).

Предложены четыре другие статистические модели, две из которых так же, как и модель из работы [Aschwanden, 2020], основаны на степенной зависимости максимального класса вспышки от энергии потенциального магнитного поля, а две другие — на степенной зависимости от свободной магнитной энергии. Эти модели дают меньшее количество заниженных прогнозов (или не дают совсем) максимального класса вспышки, но в два-три раза более низкую среднюю точность прогноза от 0.11 до 0.17.

Дополнительно на основе полученного статистического материала и моделей сделаны оценки предельного рентгеновского класса солнечных вспышек. Пять моделей дали разные предельные значения от $\sim X14.1$ до $\sim X249.3$. Сделан вывод о необходимости уточнения моделей на основе расширения выборки событий, а также о необходимости развития более физически обоснованных методов прогноза вспышек.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны коллективам инструментов SDO/HMI (NASA) и GOES/XRS (NOAA) за свободный доступ к данным, без которых эта работа не могла бы быть реализована в настоящее время. Также благодарим разработчиков программного пакета *GX Simulator*, который использован в работе для экстраполяции магнитного поля в активных областях Солнца.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них отсутствует конфликт интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ишков В.Н. Прогноз солнечных вспышечных явлений: солнечные протонные события // Изв. РАН. Сер. физич. Т. 87. № 7. С. 1010–1013. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0367676523701788>
- Нечаева А.Б., Зимовец И.В., Зубик В.С., Шарыкин И.Н. Эволюция характеристик вертикального электриче-

- ского тока и магнитного поля в активных областях Солнца и их связь с мощными вспышками // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 2. С. 175–198. 2024.
- *Пруст Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. Москва: Мир, 592 с. 1985.
- *Aschwanden M.J.* Global energetics of Solar Flares. XI. Flare magnitude predictions of the GOES class // *Astrophys. J.* V. 897. № 1. ID 16. 2020. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab9630>
- *Belov A.* Properties of solar X-ray flares and proton event forecasting // *Adv. Space Res.* V. 43. № 4. P. 467–473. 2009. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.08.011>
- *Bobra M.G., Couvidat S.* Solar flare prediction using SDO/HMI vector magnetic field data with a machine-learning algorithm // *Astrophys. J.* V. 798. № 2. ID 135. 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/135>
- *Brodrick D., Tingay S., Wieringa M.* X-ray magnitude of the 4 November 2003 solar flare inferred from ionospheric attenuation of the galactic radio background // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 110. № 9. ID A09S36. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010960>
- *Cliver E.W., Schrijver C.J., Shibata K., Usoskin I.G.* Extreme solar events // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 19. № 1. ID 2. 2022. <https://doi.org/10.1007/s41116-022-00033-8>
- *Emslie A.G., Dennis B.R., Shih A.Y., Chamberlin P.C., Mewaldt R.A., Moore C.S., Share G.H., Vourlidas A., Welsch B.T.* Global energetics of thirty-eight large solar eruptive events // *Astrophys. J.* V. 759. № 1. ID 71. 2012. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/71>
- *Fleishman G., Anfinogentov S., Loukitcheva M., Mysh'yakov I., Stupishin A.* Casting the coronal magnetic field reconstruction tools in 3D using the MHD Bifrost model // *Astrophys. J.* V. 839. № 1. ID 30. 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6840>
- *Georgoulis M.K., Yardley S.L., Guerra J.A. et al.* Prediction of solar energetic events impacting space weather conditions // *Adv. Space Res.* 2024. (in press). <https://doi.org/10.1016/j.asr.2024.02.030>
- *Guo Y., Cheng X., Ding M.D.* Origin and structures of solar eruptions. II. Magnetic modeling // *Sci. China Earth Sci.* V. 60. № 8. P. 1408–1439. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11430-017-9081-x>
- *Guo Y., Ding M.D., Wiegmann T.* 3D magnetic field configuration of the 2006 December 13 flare extrapolated with the optimization method // *Astrophys. J.* V. 679. № 2. P. 1629–1635. 2008. <https://doi.org/10.1086/587684>
- *Inoue S., Hayashi K., Kusano K.* Structure and stability of magnetic fields in solar active region 12192 based on nonlinear force-free field modeling // *Astrophys. J.* V. 818. № 2. ID 168. 2016. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/818/2/168>
- *Katsova M.M., Obridko V.N., Sokoloff D.D., Livshits I.M.* Solar and stellar flares: frequency, active regions and stellar dynamo // *Astrophys. J.* V. 936. № 1. ID 49. 2022. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac85e3>
- *Mahajan K.K., Lodhi N.K., Upadhyaya A.K.* Observations of X-ray and EUV fluxes during X-class solar flares and response of upper ionosphere // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 115. № 12. ID A12330. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015576>
- *Muller D., Nicula B., Felix S. et al.* JHelioviewer. Time-dependent 3D visualization of solar and heliospheric data // *Astron. Astrophys.* V. 606. ID A10. 2017. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730893>
- *Nita G.M., Fleishman G.D., Kuznetsov A.A., Anfinogentov S.A., Stupishin A.G., Kontar E.P., Schonfeld S.J., Klimchuk J.A., Gary D.E.* Data-constrained solar modeling with GX Simulator // *Astrophys. J. Suppl. S.* V. 267. № 1. ID 6. 2023. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/acd343>
- *Priest E.R., Forbes T.G.* The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 10. № 4. P. 313–377. 2002. <https://doi.org/10.1007/s001590100013>
- *Rudenko G.V., Mysh'yakov I.I.* Analysis of reconstruction methods for nonlinear force-free fields // *Sol. Phys.* V. 257. № 2. P. 287–304. 2009. <https://doi.org/10.1007/s11207-009-9389-7>
- *Sakurai T.* Probability distribution functions of solar and stellar flares // *Physics.* V. 5. № 1. P. 11–23. 2023. <https://doi.org/10.3390/physics5010002>
- *Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I. et al.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Sol. Phys.* V. 275. № 1–2. P. 207–227. 2012. [doi:10.1007/s11207-011-9834-2](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9834-2)
- *Sharykin I.N., Zimovets I.V., Mysh'yakov I.I., Meshalkina N.S.* Flare energy release at the magnetic field polarity inversion line during the M1.2 solar flare of 2015 March 15. I. Onset of plasma heating and electron acceleration // *Astrophys. J.* V. 864. № 2. ID 156. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aada15>
- *Sharykin I.N., Zimovets I.V., Mysh'yakov I.I.* Flare energy release at the magnetic field polarity inversion line during the M1.2 solar flare of 2015 March 15. II. Investigation of photospheric electric current and magnetic field variations using HMI 135 s vector magnetograms // *Astrophys. J.* V. 893. № 2. ID 159. 2020. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab84ef>
- *Shibata K., Isobe H., Hillier A. et al.* Can superflares occur on our Sun? // *Publ. Astron. Soc. Jpn.* V. 65. № 3. ID 49. 2013. <https://doi.org/10.1093/pasj/65.3.49>
- *Sun X., Bobra M.G., Hoeksema J.T., Liu Y., Li Y., Shen C., Couvidat S., Norton A.A., Fisher G.H.* Why is the great solar active region 12192 flare-rich but CME-poor? // *Astrophys. J.* V. 804. № 2. ID L28. 2015. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/804/2/L28>
- *Thalmann J.K., Tiwari S.K., Wiegmann T.* Comparison of force-free coronal magnetic field modeling using vector fields from Hinode and Solar Dynamics Observatory // *Astrophys. J.* V. 769. № 1. ID 59. 2013. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/1/59>
- *Thalmann J.K., Su Y., Temmer M., Veronig A.M.* The confined X-class flares of solar active region 2192 //

Astrophys. J. Lett. V. 801. № 2. ID L23. 2015. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/801/2/L23>

— White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A. Updated expressions for determining temperatures and emission measures from GOES soft X-ray measurements // Sol. Phys. V. 227. № 2. P. 231–248. 2005. <https://doi.org/10.1007/s11207-005-2445-z>

— Wiegmann T., Sakurai T. Solar force-free magnetic fields // Living Rev. Sol. Phys. V. 9. № 1. ID 5. 2012. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2012-5>

— Zimovets I., Sharykin I., Myshyakov I. Quasi-periodic energy release in a three-ribbon solar flare // Sol. Phys. V. 296. № 12. ID 188. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01936-9>

Models for Short-Term Forecast of Maximum X-Ray Class of Solar Flares Based on Magnetic Energy of Active Regions

I. V. Zimovets^{1, *}, I. N. Sharykin^{1, **}

¹Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: ivanzim@cosmos.ru

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

The accuracy of the M. Aschwanden's (2020) model for short-term (24 h) prediction of the maximum X-ray class of solar flares based on the power-law dependence on the energy of potential magnetic field of active regions is checked and assessed. For this purpose, a sample of 275 flares (253 M-class and 22 X-class) in isolated active regions on the solar disk in 2010–2023 is analyzed. Magnetic field extrapolations are made in the nonlinear force-free and potential approximations using the GX Simulator based on photospheric vector magnetograms from the *Helioseismic Magnetic Imager* (HMI) instrument onboard the *Solar Dynamics Observatory* (SDO). It is found that in 6% of cases Aschwanden's model underestimates the predicted maximum flare class relative to the observed one (maximal underestimation by 4.4 times). The accuracy of this model (the average ratio of the observed to predicted maximum flare class) is 0.31 ± 0.47 . Four other statistical models are proposed, two of which, like Aschwanden's model, are based on the power-law dependence of the maximum flare class on the energy of potential magnetic field, and the other two are based on the power-law dependence on the free magnetic energy of active regions. These models give fewer (or no) underestimations of the maximum flare class, but two to three times lower forecast accuracy, ranging from 0.11 to 0.17. Additionally, based on the obtained statistical sample, estimates of the limiting X-ray class of solar flares are made. The five models give different limits ranging from $\sim X14$ to $\sim X250$. The realism of these values and the possibility of refining the models by expanding the sample of events is briefly discussed.

Keywords: Sun, magnetic field, active regions, solar flares, forecast.

УДК 524.1.352; 523.62-726; 550.385.4

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПЕРИОДЫ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ И ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЯ: СТАТИСТИЧЕСКОЕ СРАВНЕНИЕ[#]

© 2024 г. А. А. Мелкумян¹, Н. С. Шлык¹, А. В. Белов¹, М. А. Абунина¹ *,
А. А. Абунин¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 01.03.2024 г.

После доработки 10.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

На основе большого экспериментального материала проводилось сопоставление почасовых значений протонной температуры и скорости солнечного ветра, вычислялась ожидаемая протонная температура и температурный индекс — отношение наблюдаемой температуры к ожидаемой. С использованием базы данных вариаций космических лучей, с 1997 по 2022 гг. были выделены низкотемпературные периоды — интервалы длительностью более 2 ч, в которых почасовые значения температурного индекса не превышают 0.5. В работе исследовались: а) статистические связи между параметрами низкотемпературных периодов и характеристиками Форбуш-понижений, связанных с разными типами солнечных источников; б) распределения параметров низкотемпературных периодов для межпланетных возмущений, содержащих или не содержащих магнитное облако. Полученные результаты показали, что с ростом длительности низкотемпературного периода доля событий, связанных с выбросами из активных областей, растет, а доля рекуррентных событий и событий, связанных с выбросами вне активных областей, уменьшается. Корреляция параметров низкотемпературных периодов с амплитудой Форбуш-понижения слабая, с экваториальной анизотропией космических лучей — умеренная, с северо-южной анизотропией — значительная. Скорость солнечного ветра и величина магнитного поля умеренно коррелируют с температурным индексом, а корреляция размаха этих параметров с длительностью низкотемпературных периодов значительная или сильная.

Ключевые слова: Форбуш-понижения, солнечный ветер, межпланетные возмущения, космические лучи.

DOI: 10.31857/S0016794024050029, EDN: QRNHEZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Существование статистической взаимосвязи между протонной температурой и скоростью солнечного ветра (СВ) было впервые отмечено в Neugebauer and Snyder [1966]. Положительная корреляция температуры и скорости СВ отмечалась многими авторами, которые предлагали различные формулы для расчета $T-V$ зависимости [Burlaga and Ogilvie, 1970; Lopez, 1986, 1987; Neugebauer et al., 2003; Elliot et al., 2005, 2012]. В то же время во многих работах было отмечено отсутствие корреляции между температурой и скоростью СВ и аномально низкие значения

температуры внутри межпланетных корональных выбросов массы (*Interplanetary Coronal Mass Ejection* — ICME) [Gosling, 1973; Richardson and Cane, 1995a; Neugebauer et al., 2003; Elliot et al., 2005]. Richardson and Cane [1995a], выбирая интервалы времени с аномально низкой протонной температурой, проанализировали их связь с ICMEs и ввели понятие температурного коэффициента $KT = T_{obs}/T_{exp}$, где T_{obs} — наблюдаемая протонная температура, T_{exp} — ожидаемая протонная температура, рассчитываемая по значениям скорости СВ. Было показано, что понижение протонной температуры ($KT < 0.5$) является наиболее надежным признаком ICME. Объяснения, почему значимая $T-V$ корреляция исчезает в ICME и почему протонная температура суще-

[#] Дополнительные материалы размещены в электронном виде по DOI статьи: <https://doi.org/10.31857/S0016794024050029>

ственно ниже в ICME, чем в спокойном СВ, были предложены в Gosling [1973], Matthaeus, Elliot and McComas [2006], Demouline [2009]. Долговременные и радиальные (с расстоянием от Солнца) изменения $T - V$ зависимости исследовались в Lopez [1987], Richardson and Cane [1995b], Elliot et al. [2012], Elliot, McComas and DeForest [2016]. Используя большой массив данных (более 300 000 почасовых значений скорости и температуры СВ, начиная с 1965 г.), Мелкумян и др. [2020] и Melkumyan et al. [2021] получили новые формулы $T - V$ зависимости для спокойного СВ и показали, что минимальные значения температурного индекса $KT = T_{obs}/T_{exp}$ связаны с ICMEs, характеризующимися наличием такой структуры, как магнитное облако (МО) [Burlaga et al., 1981; 1982], а максимальные значения — с областями взаимодействия высокоскоростных потоков из корональных дыр и спокойного СВ.

В данной работе для исследования были выбраны интервалы времени >2 ч, в которых температурный индекс принимает значения $KT < 0.5$ (низкотемпературные периоды — НТП), и исследовались их особенности как в целом, так и в случае привязки к МО и/или к Форбуш-понижениям (ФП). ФП называют изменение плотности и анизотропии космических лучей (КЛ) в крупномасштабных возмущениях СВ; во время ФП интенсивность галактических КЛ относительно быстро убывает, а за понижением следует более медленное восстановление [Forbush, 1937; Lockwood, 1971; Iucci et al., 1979]. ФП часто сопровождаются повышенными значениями анизотропии КЛ [Belov et al., 2001, 2009]. По типу межпланетных источников ФП делятся на спорадические, вызванные ICMEs [Cane, 2000], и рекуррентные, вызванные высокоскоростными потоками плазмы из корональных дыр [Richardson, 2004]. В настоящей работе, спорадические события делятся на ФП, связанные с корональными выбросами массы (*Coronal Mass Ejection* — CME) из активных областей (АО), сопровождавшимися солнечными вспышками, и ФП, вызванные волоконными выбросами вне АО. Разница в свойствах этих двух типов событий показана, например, в Gopalswamy et al. [2010a], Melkumyan et al. [2022]. Кроме того, рассматриваются так называемые смешанные события, вызванные двумя и более межпланетными возмущениями [Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022].

Цель настоящей работы — проанализировать, насколько часто в СВ наблюдаются НТП, чем кроме низкой температуры они отличаются от остальных периодов, и как они связаны с ICME, МО, ФП и периодами повышенной геомагнитной активности. В работе исследуются свойства

и характеристики НТП в различных группах событий, в частности, сравнение проводится для межпланетных возмущений, характеризующихся наличием или отсутствием МО у орбиты Земли, а также для ФП, связанных с разными типами солнечных источников. Большой объем используемых данных (с января 1997 по декабрь 2022 г.) позволяет использовать статистические методы для исследования поведения параметров НТП.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Для вычисления ожидаемой протонной температуры T_{exp} и температурного индекса $KT = T_{obs}/T_{exp}$ использовались почасовые параметры межпланетной среды, взятые из базы данных OMNI [King and Papitashvili, 2005; <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>]. Для невозмущенного СВ по значениям протонной температуры и скорости строились модели линейной регрессии, с помощью которых вычислялись почасовые значения ожидаемой температуры T_{exp} и температурного индекса KT для всего исследуемого интервала времени. Критерии выделения невозмущенного СВ, а также алгоритм построения регрессионных моделей, выбор оптимальной модели и вычисление почасовых значений T_{exp} и KT описаны подробно в работах Мелкумян и др. [2020] и Melkumyan et al. [2021]. Здесь отметим, что по результатам вышеупомянутых исследований лучшей моделью для невозмущенного СВ оказалась степенная модель вида $\log T = a + b \log V$ с коэффициентами $a = -3.745 \pm 0.001$, $b = 3.29 \pm 0.02$ для $V < 425$ км/с и $a = -1.016 \pm 0.001$, $b = 2.25 \pm 0.02$ для $V \geq 425$ км/с. Именно в соответствии с ними и рассчитывались значения параметров T_{exp} и KT . Информация об НТП, выделенных по результатам расчетов, приведена по ссылке (http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2024/LowTempInterv_list_1965_2022.txt). Все параметры вариаций КЛ рассчитывались методом глобальной съемки для частиц жесткостью 10 ГВ [Белов и др., 2018]. В настоящей работе используются данные с января 1997 г., так как в используемых базах данных содержится непрерывная почасовая информация о параметрах СВ с этого времени.

С помощью созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush Effects and Interplanetary Disturbances* — FEID) (<https://tools.izmiran.ru/w/feid>) <https://tools.izmiran.ru/feid> часть НТП была идентифицирована с ФП, связанными с разными типами солнечных и межпланетных источников. Для привязки ФП к солнечному источнику в базе данных FEID проводился комплексный анализ вариаций КЛ,

межпланетных и солнечных данных, описанный в работах Мелкумян и др. [2018], Melkumyan et al. [2022]. И использованные списки МО взяты из статей [Huttunen et al., 2005; Lynch et al., 2003, 2005; Marubashi and Lepping, 2007; Ермолаев и др., 2009; Gopalswamy et al., 2010b; Kim et al., 2013; Richardson and Cane, 2010] и онлайн-каталогов (https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html, <http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/>, https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html, https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_fluxrope/LWS_CDAW2010_ICMEtbl.html, <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>). Данные по геомагнитной активности (ГА) брались из (<ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/>) [Matzka et al., 2021] и (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>).

В настоящей работе каждый НТП рассматривается как независимое событие и характеризуется несколькими параметрами, во-первых, описывающими структуру НТП, и во-вторых, показывающими связь НТП с характеристиками СВ, КЛ и ГА. К первым относятся: а) длительность НТП в часах (*Duration* — *DUR*); б) средняя величина температурного индекса (*KT*); в) мощность (*SUM*) — сумма отклонений почасовых значений температурного индекса от 0.5. Ко вторым относятся: а) средние значения скорости СВ (*V*), индукции межпланетного магнитного поля (ММП, *B*) и геомагнитных индексов (*Dst*, *Ap*); б) размах значений скорости СВ (*VR*), индукции ММП (*BR*) и вариаций плотности КЛ (*CR*). Связанные с НТП Форбуш-понижения характеризуются амплитудой (*AF*), максимальным значением экваториальной анизотропии КЛ (*Axy*) и размахом северо-южной анизотропии КЛ (*Az*). В работе исследуются и сравниваются для разных групп событий статистические распределения этих параметров и взаимосвязи между ними. Сравнение проводится для межпланетных возмущений, характеризующихся наличием или отсутствием МО у орбиты Земли, а также для ФП, связанных с разными типами солнечных источников.

Большое количество данных позволяет использовать статистические методы для анализа распределений параметров и связей между ними в разных группах событий, в том числе, в полной группе событий (группа FULL) и в группе событий, привязанных к ФП (группа FD). Исследуется также сходство и различие между событиями, вызванными разными типами источников: а) корональными выбросами массы (группа CME); б) высокоскоростными потоками из корональных дыр (группа CH); в) несколькими источниками (группа MIX). События, связанные с ICMEs, де-

лятся на две подгруппы: CME1 (НТП, связанные с корональными выбросами из АО, сопровождаемыми солнечными вспышками) и CME2 (НТП, связанные с волоконными выбросами вне АО). В работе также сравниваются НТП, связанные с ICMEs, при наличии или отсутствии МО у орбиты Земли. Для этого в группах FULL, FD, CME, MIX, CME1, CME2 выделяются события, характеризующиеся наличием или отсутствием МО.

Статистический подход к анализу данных предполагает, что свойства большого количества изучаемых объектов представляют доминирующие признаки индивидуального события. Для исследования распределений параметров и статистических связей между ними в разных группах событий: а) строились гистограммы, диаграммы размаха, диаграммы рассеяния и круговые диаграммы; б) вычислялись характеристики распределений (среднее значение, медиана, межквартильный интервал (*Interquartile Range* — *IQR*), размах, асимметрия), парные коэффициенты корреляции, кумулятивные функции распределения (*Cumulative Distribution Function* — *CDF*). Для сравнения коэффициентов корреляции вычислялись *z*-статистика и уровень значимости *p*; разница между двумя коэффициентами считалась статистически значимой при $p < 0.05$. Оценка силы корреляционной связи давалась по шкале Чеддока [Chaddock, 1925]: $r < 0.3$ — слабая, $0.3 \leq r < 0.5$ — умеренная, $0.5 \leq r < 0.7$ — значительная, $r \geq 0.7$ — сильная. Для оценки нормальности (логнормальности) распределений использовался критерий согласия Колмогорова-Смирнова: вычислялись значения статистики и уровень значимости *p*; гипотеза о нормальности (логнормальности) распределения принималась при $p > 0.05$. Логнормальное распределение описывает мультипликативные процессы, в которых изменение параметра под каким-либо внешним воздействием зависит от предыдущего значения этого параметра; нормальное распределение описывает процессы, в которых такая зависимость отсутствует.

На рис. 1 представлен пример из базы данных FEID, демонстрирующий НТП (залитая серым цветом область на второй панели), связанный с ФП, вызванным ICME с МО у орбиты Земли. Первая (верхняя) панель показывает индукцию ММП (левая шкала) и скорость СВ (правая шкала), на второй панели показано поведение температурного индекса, третья сверху панель показывает вариации плотности КЛ (кривая A0, левая шкала), изменение северо-южной компоненты анизотропии КЛ (вертикальные линии на кривой, *Az*, левая шкала) и экваториальной составляющей анизотропии КЛ (столбики *Axy*, правая

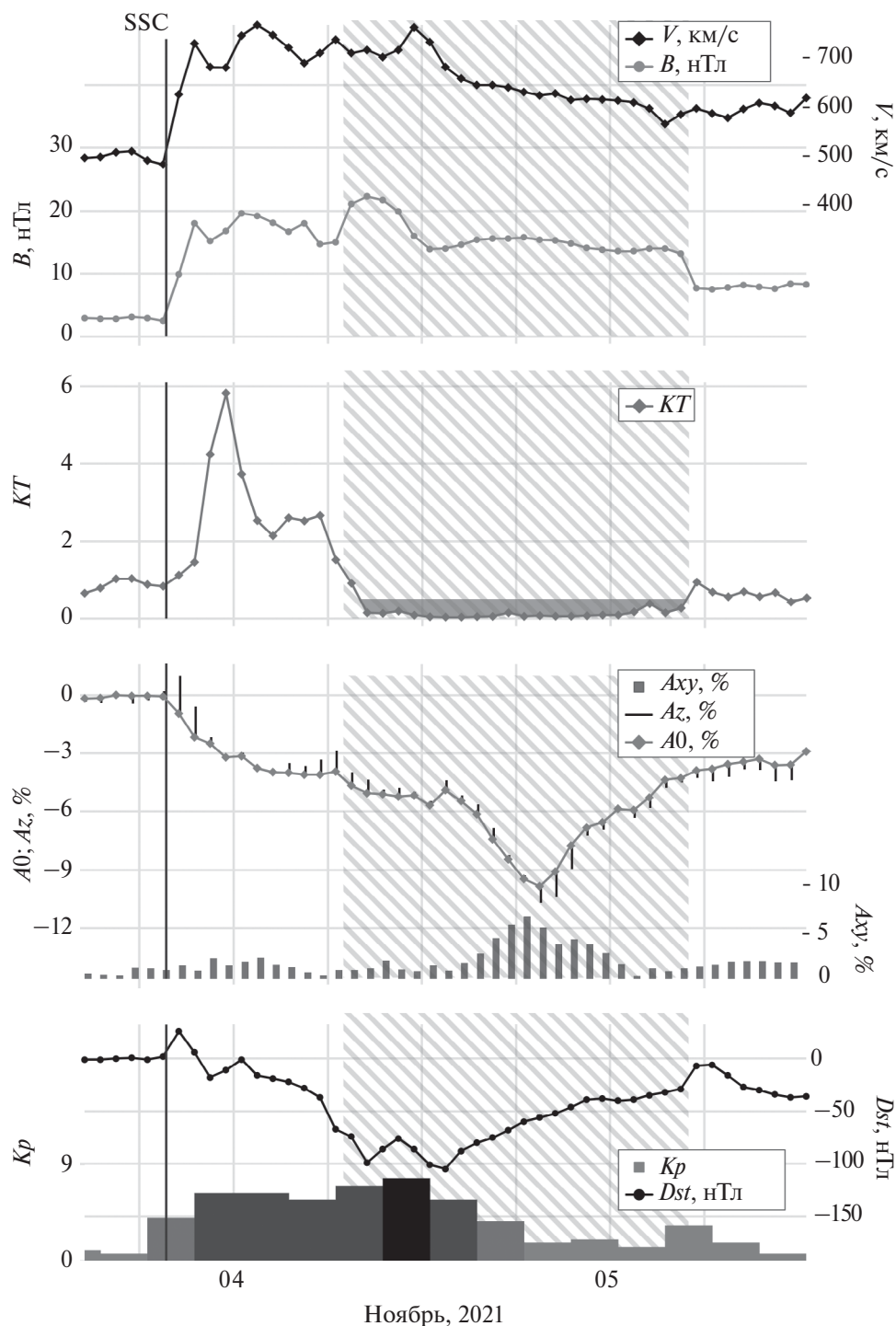


Рис. 1. Пример ФП из группы СМЕ+МС.

шкала), а на четвертой (нижней) панели изображено поведение геомагнитных Kp - и Dst -индексов. Вертикальной линией обозначается начало ФП, заштрихованный прямоугольник обозначает время прохождения МО. Данное событие связано с межпланетным возмущением, вызванным

солнечной вспышкой (M1.7 с координатами N14E01 в 01:20 UT 2 ноября 2021 г., АО 12891) и последовавшим корональным выбросом массы (в 02:48 UT с начальной скоростью 1473 км/с). 3 ноября 2021 г. в 19:42 UT было зарегистрировано SSC (*Sudden Storm Commencement*). В околозем-

ном космическом пространстве экстремальные значения параметров солнечного ветра составили: $V_{\max} = 762$ км/с, $B_{\max} = 22.3$ нТл, длительность НТП $DUR = 21$ ч, а мощность $SUM = 2.05$. Также в указанном возмущении наблюдалась структура МО продолжительностью 32 ч (с 07 UT 4 ноября по данным каталога (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>). Величина ФП в событии составила $AF = 9.8\%$, максимальная экваториальная составляющая анизотропии КЛ достигла значения $A_{\text{ху}}_{\max} = 6.77\%$, а разброс значений северо-южной составляющей анизотропии составил $Az_{\text{range}} = 3.23\%$. Была зарегистрирована очень большая магнитная буря ($Kp_{\max} = 8-$, $Dst_{\min} = -105$ нТл).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1 Статистические свойства параметров НТП

Для интервала времени с января 1997 по декабрь 2022 г. были получены НТП (“события”) длительностью >2 ч, имеющие почасовые значения температурного индекса <0.5 (группа FULL, $N = 2359$ событий). С помощью базы данных FEID, часть этих событий была привязана к ФП, для которых точно определен солнечный источник (группа FD, $N = 1483$). Большое количество исследуемого материала в табл. 1 позволяет провести статистический анализ параметров НТП как в целом, так и для отдельных групп событий, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников. Мы сравнили распределения параметров в группах FULL и FD, чтобы понять, насколько представительны будут результаты статистического анализа параметров НТП

в группах CME, CH, MIX, CME1, CME2, включающих только события, связанные с ФП из базы данных FEID. Для групп FULL и FD в табл. 2 представлены характеристики распределений исследуемых параметров (среднее значение, медиана, межквартильный интервал, размах, асимметрия). Для примеров гистограмм выбраны параметры B и SUM , так как их распределения соответствуют логнормальному закону, и параметр KT , так как его распределение существенно отличается от распределений остальных параметров. Из соображений масштаба на рис. 2 не показаны значения $B = 47.9$ нТл (группы FULL и FD) и $SUM = 3.64$ (группа FULL). Для всех параметров, кроме KT , форма гистограмм и положительные значения коэффициента асимметрии показывают, что распределения характеризуются правосторонней асимметрией и “хвостами” в области больших значений в обеих группах событий. Проверка закона распределения каждого из параметров (с помощью критерия Колмогорова-Смирнова) показала, что распределения параметров B и SUM подчиняются логнормальному закону в группах FULL и FD, распределения остальных параметров не согласуются с нормальным или логнормальным законом ни в одной из двух групп событий. Необычная форма распределения и отрицательный коэффициент асимметрии для параметра KT связаны с тем, что значения этого параметра обрезаны сверху ($KT < 0.5$). Полное (необрезанное) распределение почасовых значений температурного индекса представлено в Melkumyan et al. [2021], где показано, что это распределение унимодальное, островершинное, имеет положительную асимметрию и длинный “хвост” в области больших значений.

Таблица 1. Количество событий в разных группах

Группа	N	Группа	N	Группа	N
FULL	2359	FULL+MC	243	FULL–MC	2116
FD	1483	FD+MC	179	FD–MC	1304
CME1	262	CME1+MC	27	CME1–MC	235
CME2	500	CME2+MC	98	CME2–MC	402
MIX	572	MIX+MC	54	MIX–MC	518
CH	149	—	—	—	—

Примечание. FULL – общее количество исследуемых НТП; FD – события, привязанные к Форбуш-понижениям; CME1 – события, связанные с корональными выбросами массы из АО; CME2 – события, вызванные корональными выбросами массы вне АО; MIX – события с несколькими источниками; CH – события, связанные с высокоскоростными потоками из корональных дыр; FULL+MC, FD+MC, CME1+MC, CME2+MC, MIX+MC, FULL–MC, FD–MC, CME1–MC, CME2–MC, MIX–MC – события, характеризующиеся наличием или отсутствием магнитного облака в каждой группе.

Таблица 2. Характеристики распределений параметров НТП в группах FULL и FD

Параметр	Группа	Среднее	Медиана	IQR	Min	Max	Асимметрия
<i>DUR</i>	FULL	8.2 ± 0.2	5.5	4–10	3	64	2.74
	FD	8.6 ± 0.2	6	4–10	3	59	2.57
<i>KT</i>	FULL	0.37 ± 0.00	0.39	0.32–0.43	0.08	0.50	–0.89
	FD	0.36 ± 0.00	0.37	0.31–0.42	0.08	0.50	–0.80
<i>SUM</i>	FULL	0.52 ± 0.01	0.35	0.18–0.66	0.01	3.64	2.22
	FD	0.57 ± 0.01	0.39	0.22–0.73	0.01	3.32	1.95
<i>V</i>	FULL	402 ± 2	382	341–437	244	1069	1.91
	FD	412 ± 2	393	348–446	244	1069	1.89
<i>VR</i>	FULL	26.8 ± 0.8	16	8–30	0	620	5.09
	FD	29.4 ± 1.1	17	9–32	0	620	5.14
<i>B</i>	FULL	5.93 ± 0.08	4.90	3.27–7.42	0.60	47.90	2.36
	FD	6.42 ± 0.11	5.46	3.57–8.11	1.15	47.90	2.36
<i>BR</i>	FULL	1.77 ± 0.05	1.1	0.5–2.1	0	41.4	6.48
	FD	1.93 ± 0.07	1.2	0.6–2.3	0	41.4	6.02
<i>CR</i>	FULL	0.38 ± 0.01	0.21	0.13–0.38	0.01	11.56	7.28
	FD	0.43 ± 0.02	0.24	0.14–0.43	0.01	11.56	6.93
<i>Dst</i>	FULL	-14.5 ± 0.6	–7	–21 – +1	–352	31	–3.29
	FD	-17.2 ± 0.8	–8	–25 – 0	–352	30	–3.19
<i>Ap</i>	FULL	10.3 ± 0.4	5	2–9	0	296	5.61
	FD	12.1 ± 0.5	5	3–12	0	296	5.09

Примечание. *DUR* (Duration) – длительность НТП в часах; *KT* – средняя величина температурного индекса; *SUM* – сумма отклонений почасовых значений температурного индекса от 0.5; *V* – средние значения скорости СВ; *B* – индукция ММП; *Dst*, *Ap* – индексы геомагнитной активности; *VR* – размах значений скорости СВ; *BR* – размах значений индукции ММП; *CR* – размах значений вариаций плотности КЛ.

Сравнение статистических характеристик каждого из параметров в группах FULL и FD не показало наличие значимых различий между двумя группами; можно считать, что это две выборки из одной и той же генеральной совокупности. Таким образом, все сделанные ниже выводы о свойствах НТП, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников, можно распространить также на события, не связанные с ФП из базы данных FEID.

3.2. НТП и ФП, связанные с солнечными источниками разных типов

Количество НТП, рассматриваемых в настоящей работе, отличается для разных типов солнечных источников (табл. 1). С корональными выбросами из АО, сопровождаемыми солнечными вспышками, связаны 18 % всех привязанных к ФП событий, с волоконными выбросами вне АО – 34 %, с высокоскоростными потоками из корональных дыр – 10 % и с несколькими источ-

никами — 38 %. Как показано на рис. 3, с увеличением длительности НТП количество событий в различных группах меняется по-разному. С ростом длительности НТП, доля событий, связанных с корональными выбросами, сначала убывает, а потом возрастает (группа СМЕ: 53 % при $DUR > 2$ ч, 49 % при $DUR > 10$ ч, 45 % при $DUR > 18$ ч, 57 % при $DUR > 40$ ч). При этом, доля событий, связанных с СМЕ из АО, растет, а доля событий, связанных с волоконными выбросами вне АО, уменьшается (см. рис. 3). Хотя изначально количество НТП, связанных с волоконными выбросами вне АО, почти в два раза больше, чем

количество НТП, связанных с СМЕ из АО, для продолжительных НТП ($DUR > 18$ ч) количество “волоконных” и “вспышечных” событий практически одинаково, а для очень длительных НТП количество событий в группе СМЕ1 существенно больше, чем в группе СМЕ2. Таким образом, с ростом длительности НТП происходит “перераспределение” связанных с ICME событий в пользу СМЕ из АО. По-видимому, частично это может быть объяснено тем фактом, что в более медленных “волоконных” СМЕ регистрируемая у Земли протонная температура оказывается выше из-за длительного взаимодействия со спо-

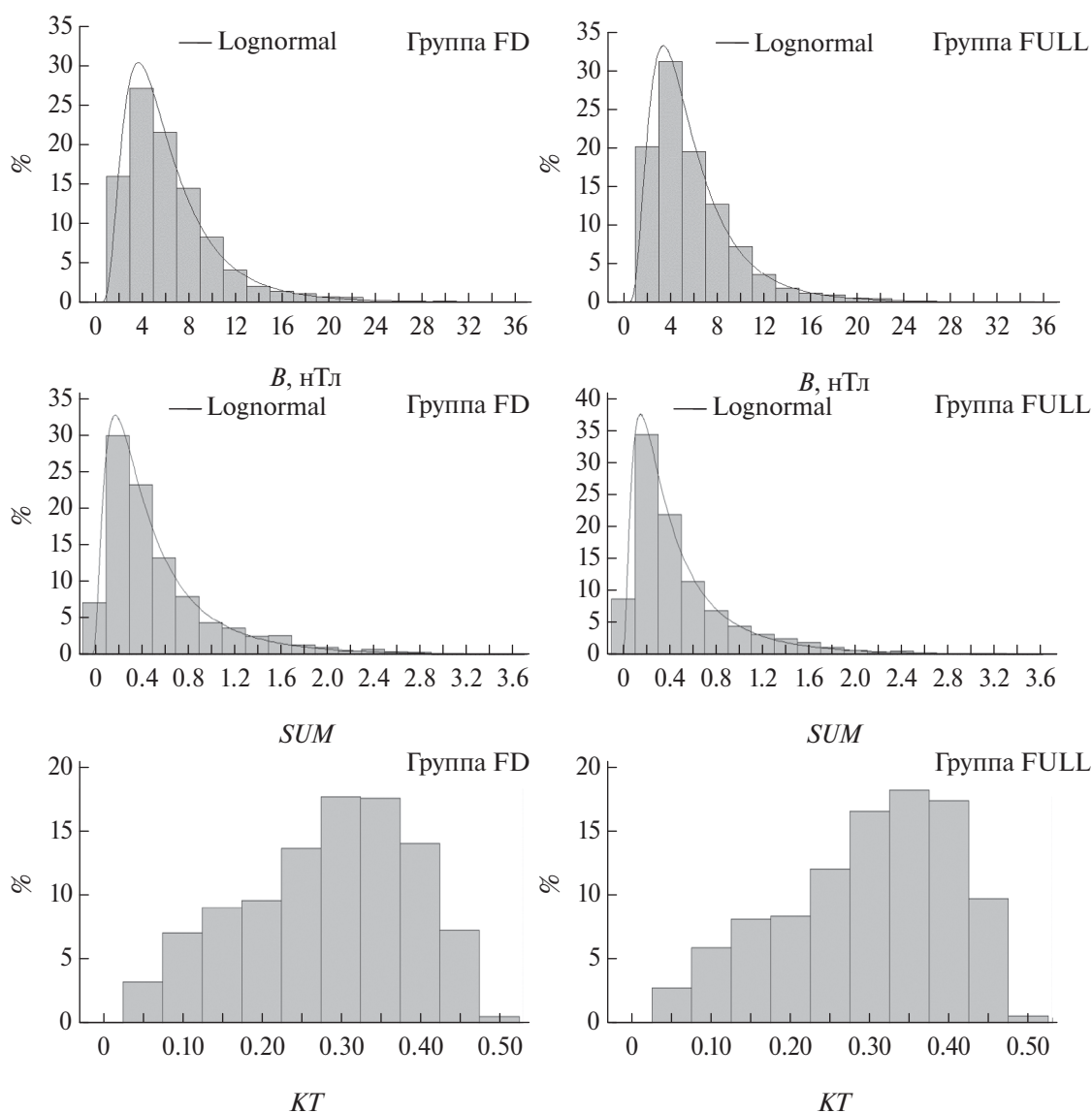


Рис. 2. Гистограммы параметров SUM , B , KT в группах FULL и FD (из соображений масштаба не показаны значения $SUM = 3.64$ в группе FULL, $B = 47.9$ нТл в обеих группах).

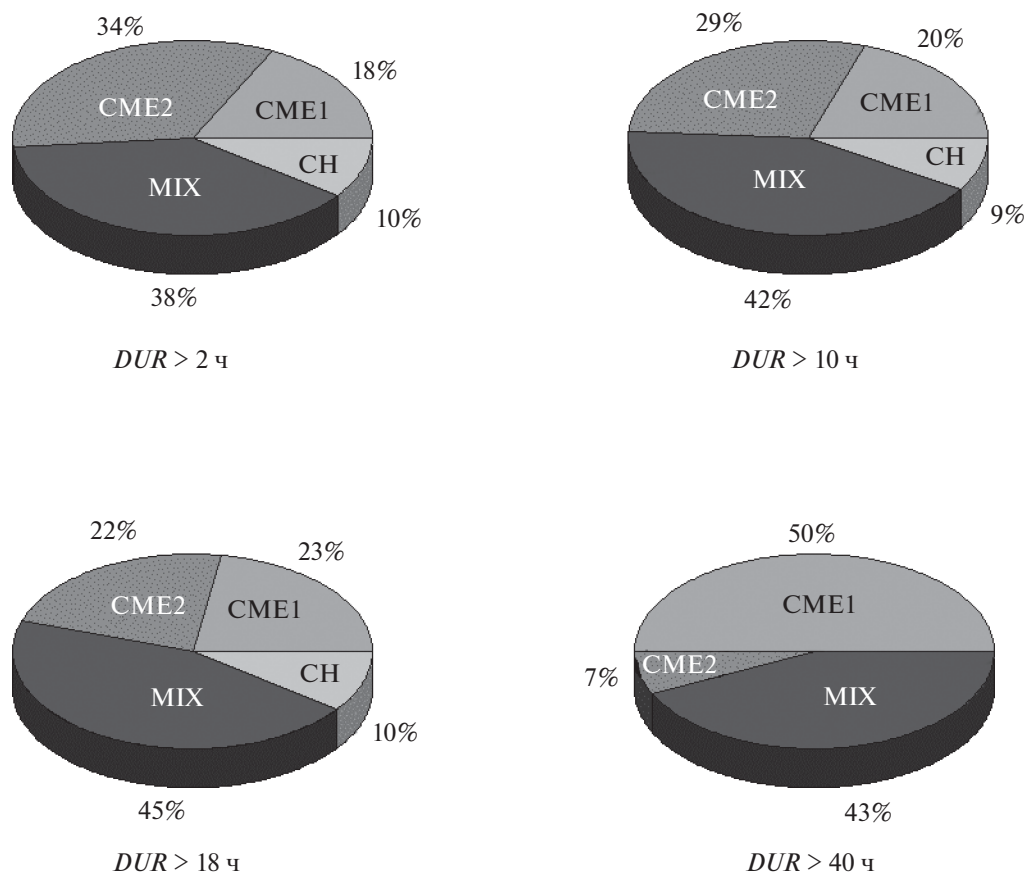


Рис. 3. Доля событий, связанных с солнечными источниками разных типов, при длительности НТП > 2 ч, 10 ч, 18 ч и 40 ч.

койным (фоновым) СВ. С ростом длительности НТП доля смешанных событий слабо возрастает, а доля связанных с НТП рекуррентных событий сначала почти не меняется, а потом резко падает. При очень большой продолжительности НТП рекуррентные ФП вообще не наблюдаются. Отсутствие длительных НТП в таких событиях не удивительно, поскольку рекуррентные ФП вызваны высокоскоростными потоками из корональных дыр, одной из основных характеристик которых является высокая температура (напр., [Bothmer and Zhukov, 2007]).

Нами были посчитаны характеристики распределений параметров НТП в группах CME, CH, MIX, CME1, CME2, доступ по ссылке (http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2024/appendix_123.pdf) см. Приложение 1. На рис. 4 представлены диаграммы размаха параметров для тех же групп событий (кроме группы CME). Из соображений масштаба на рис. 4 не показаны значения $B = 47.90$ нТл, $B = 33.53$ нТл, $B = 30.78$ нТл, $V = 1069$ км/с в группе CME1 и $CR = 11.58$ %

в группе MIX. За исключением скорости СВ в группе CH, распределения всех параметров, кроме KT , во всех группах событий характеризуются положительной асимметрией и “хвостами” в области больших значений. Распределения температурного индекса во всех группах событий отличаются от распределений остальных параметров очень большой шириной (значения коэффициента эксцесса: от -0.04 в группе CME2 до 1.14 в группе CH) и левосторонней асимметрией (значения коэффициента асимметрии: от -0.52 в группе CME1 до -1.03 в группе CH). Как уже упоминалось выше, такая форма распределений связана с выборкой исследуемых событий по критерию $KT < 0.5$. Что касается скорости СВ в группе CH, в работе Мелкумян и др. [2018] показано, что для ФП, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр, распределение максимальной (в течение ФП) скорости СВ почти симметричное и близкое к нормальному закону. В настоящей работе распределение средней (в течение НТП) скорости СВ в группе CH также характеризуется сравнительно малыми значениями

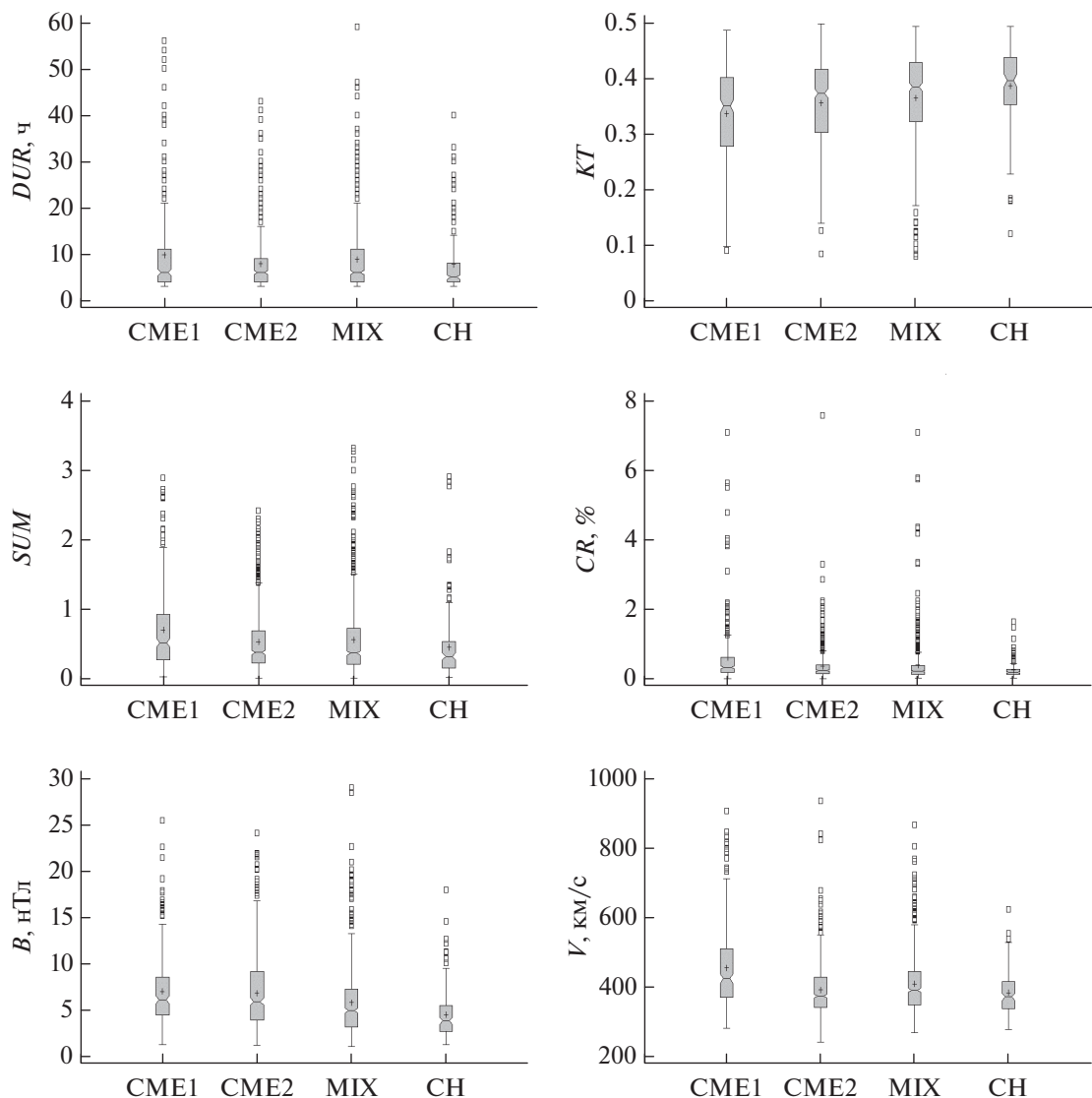


Рис. 4. Диаграммы размаха параметров DUR , KT , SUM , CR , B , V в группах CME1, CME2, MIX и CH (из соображений масштаба не показаны значения $B = 47.90$ нТл, $B = 33.53$ нТл, $B = 30.78$ нТл, $V = 1069$ км/с в группе CME1 и $CR = 11.58$ % в группе MIX).

асимметрии (0.92) и эксцесса (0.91), заметно отличающаяся как от распределений других параметров, так и от распределений параметра V в других группах событий. Последнее можно объяснить тем, что низкие скорости в высокоскоростных потоках из корональных дыр наблюдаются достаточно редко, так как для их наблюдения нужна еще более низкая скорость фонового СВ, в то время как в ICMEs они наблюдаются значительно чаще, формируя сдвиг распределения в сторону низких значений.

Для разных групп событий были рассчитаны значения парных коэффициентов корреляции параметров DUR , KT , SUM между собой и с харак-

теристиками СВ, КЛ, ГА и ФП, доступ по ссылке (http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2024/appendix_123.pdf), см. Приложение 2. Для параметра AF во всех группах событий корреляция с параметрами DUR , KT , SUM оказалась слабая или статистически незначимая. В то же время корреляция параметров DUR , KT , SUM с максимальными значениями экваториальной анизотропии КЛ (A_{xy}) умеренная, а с размахом северной анизотропии КЛ (A_z) значительная. Амплитуда ФП определяется не только той частью межпланетного возмущения, в которой были зарегистрированы низкие значения температурного индекса. Очень часто, минимум плотности

КЛ наблюдается еще до входа Земли в область низкой температуры. Поэтому параметр AF слабее связан с характеристиками НТП, чем параметр CR , определяемый внутри НТП. Анизотропия КЛ более изменчива, чем плотность КЛ, и в отличие от изменений плотности, которые определяются условиями в обширной области внутренней гелиосферы, анизотропия сильнее связана с изменениями характеристик среды именно в точке наблюдения. Эти изменения часто бывают значительно сильнее, чем средние изменения в области создания ФП. В НТП, как правило, сильно меняются величина, и еще больше, направление ММП, и это непосредственно сказывается на величине и направлении анизотропии КЛ. Это объясняет большую изменчивость анизотропии КЛ внутри НТП.

Средние (в течение НТП) значения скорости СВ и индукции ММП умеренно коррелируют с величиной температурного индекса и не показывают статистической связи с продолжительностью и мощностью НТП. При этом, значения коэффициентов корреляции $V-KT$ и $B-KT$ внутри каждой группы событий одинаковы. В то же время, размах (в течение НТП) параметров СВ и ММП показывает корреляцию от умеренной до сильной как с величиной KT , так и с длительностью и мощностью НТП во всех группах событий. Самая высокая корреляция наблюдается между параметрами VR и DUR , то есть изменение скорости СВ сильнее зависит от длительности НТП, чем изменение других параметров. Известно, что в магнитных облаках (которые более подробно обсуждаются ниже) скорость СВ падает со временем (напр., [Gosling, 1990; Belov et al., 2015]) и, как правило, чем дольше время этого снижения, чем больше величина изменения скорости. Размах вариаций КЛ коррелирует умеренно или значительно с параметрами DUR , KT , SUM во всех группах событий. Наблюдается также умеренная корреляция геомагнитных индексов с параметром KT во всех группах, кроме СН. При этом, для Ap - и Dst -индексов коэффициенты корреляции с KT практически одинаковы (по модулю) и не меняются от группы к группе. Известно, что разница в поведении Ap - и Dst -индексов связана с тем, что для конструирования этих индексов используются показания магнитовариационных станций, расположенных на разных геомагнитных широтах, и в них оказываются включенными отклики разных магнитосферно-ионосферных токовых систем. Полученные результаты показывают, что связь между характеристиками низкотемпературных периодов и геомагнитной активности не отличается для экваториальной и полярной токовых систем.

3.3. Низкотемпературные периоды и магнитные облака

В интервале времени 1997–2022 гг. связь НТП с МО установлена для $\approx 10\%$ всех событий (группа $FULL+MC$, $N = 243$), причем привязанными к ФП из них оказались $N = 179$ событий (группа $FD+MC$). Количество НТП, связанных с МО, зависит от типа солнечного источника, вызывающего ФП: а) $N = 98$ в группе $SME2+MC$ ($\approx 20\%$ от всех событий, связанных с волоконными выбросами вне АО); б) $N = 27$ в группе $SME1+MC$ ($\approx 10\%$ от всех событий, связанных с $SMEs$ из АО); в) $N = 54$ в группе $MIX+MC$ ($\approx 10\%$ от всех смешанных событий). Ниже приводятся результаты статистического сравнения параметров НТП для групп событий с МО и без МО.

На рис. 5 показаны гистограммы параметров НТП для событий, связанных (группа $FD+MC$) или не связанных (группа $FD-MC$) с МО. На рисунке видно существенное различие между распределениями параметра KT в двух группах событий. Для НТП, связанных с МО, распределение ближе к симметричному, для НТП без МО наблюдается существенная отрицательная асимметрия и сдвиг распределения в сторону больших значений параметра KT . Это совпадает с результатами Melkumyan et al. [2021], где проводился анализ только почасовых значений температурного индекса без выполнения условия $KT < 0.5$ не менее трех часов подряд. Что касается длительности НТП, то форма гистограмм параметра DUR в обеих группах схожая (островершинное распределение с положительной асимметрией и длинным “хвостом” в области больших значений), хотя количественные соотношения разные (например, мода распределения показывает частоту 50% для событий без МО и 37% для событий с МО). Чтобы решить вопрос о сходстве или различии распределений параметра DUR для событий с МО и без МО, были построены графики кумулятивной функции распределения, представленные на рис. 6. На рис. 6 видно, что графики CDF параметра DUR в группах с МО и без МО практически совпадают, за исключением небольших отличий на участке $15 \text{ ч} \leq DUR \leq 20 \text{ ч}$. В то же время, графики CDF параметра KT подтверждают существенное различие распределений этого параметра в группах с МО и без МО. Анализ гистограмм на рис. 5 показывает, что наименьшее различие между распределениями в группах событий с МО и без МО наблюдается для параметра V , наибольшее — для параметров B (распределение заметно сдвигается в сторону больших значений при наличии МО) и KT (сдвиг распределения в сторону больших значений при отсутствии МО).

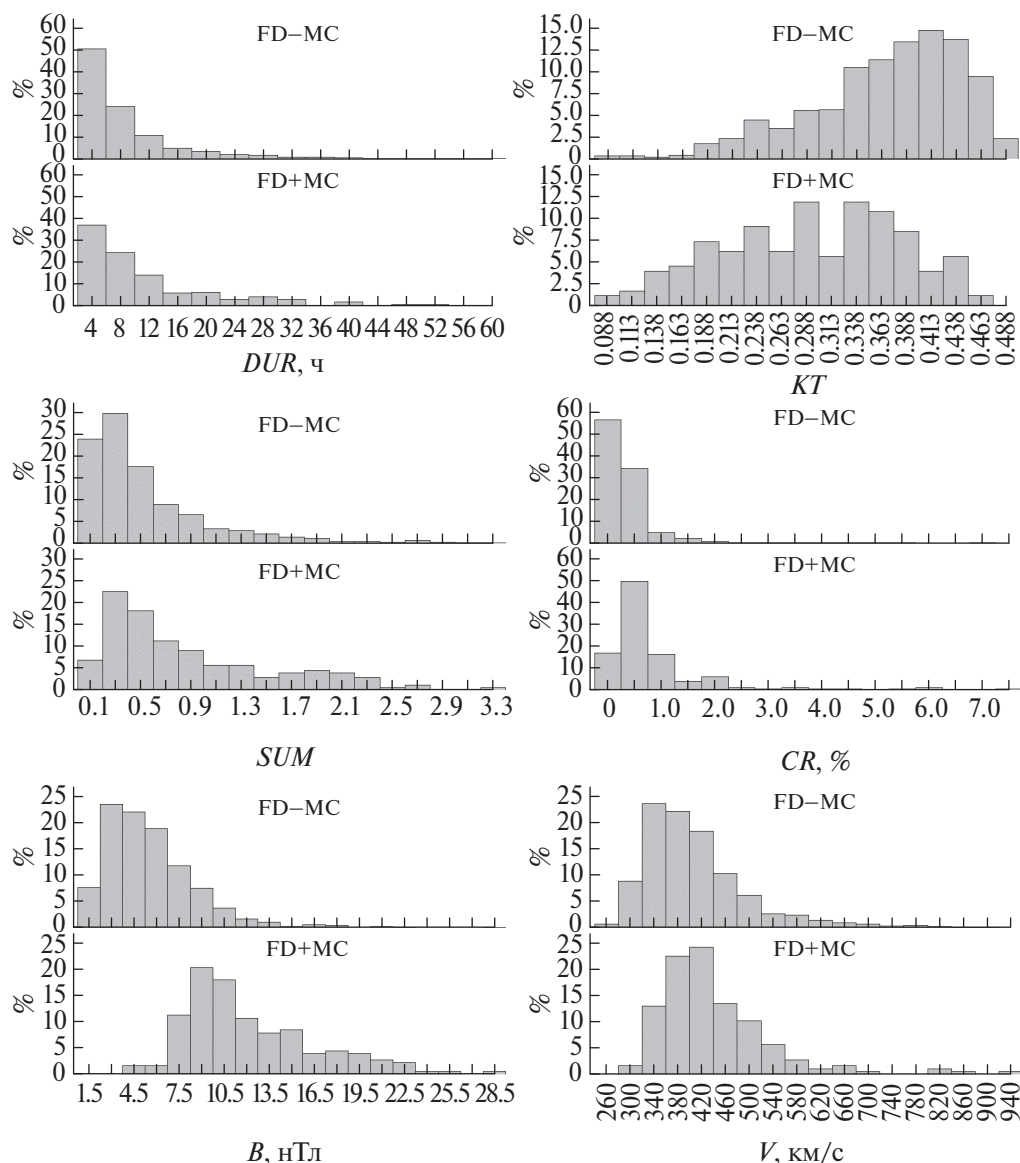


Рис. 5. Гистограммы параметров *DUR*, *KT*, *SUM*, *CR*, *B*, *V* в группах FD+MC и FD-MC (из соображений масштаба не показаны значения $B = 47.90$ нТл, $V = 1069$ км/с в группе FD+MC и $B = 33.53$ нТл, $B = 30.78$ нТл, $CR = 11.58$ % в группе FD-MC).

Это можно объяснить характеристиками, присущими МО: повышенные значения ММП и пониженные температуры СВ (напр., [Belov et al., 2015] и ссылки в ней). Для распределения параметра *CR* также наблюдается сдвиг в сторону больших значений для НТП, связанных с МО, что подтверждает вывод о том, что ICME с МО более эффективно модулируют КЛ, чем ICME без МО (напр., [Zhang and Burlaga, 1988; Kumar and Badruddin, 2014; Абунина и др., 2021]).

Нами были посчитаны статистические характеристики параметров НТП для групп событий

с МО и без МО, доступ по ссылке (http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2024/appendix_123.pdf) см. Приложение 3. Значения этих характеристик также показывают, что наименьшая разница между группами наблюдается для распределения скорости СВ. Хотя средние значения параметра *V* немного выше в группе СМЕ+МС, межквартильные интервалы в группах СМЕ+МС и СМЕ-МС перекрываются, а значения асимметрии практически равны, что говорит о близости распределений параметра *V* в этих двух группах. В то же время, в группе МІХ+МС медиана и верхний квар-

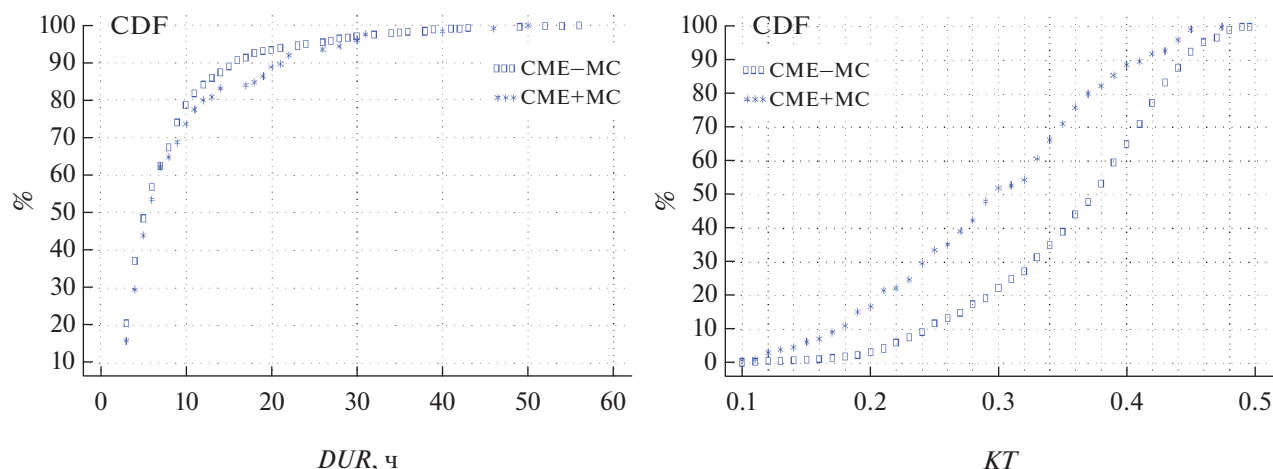


Рис. 6. Графики кумулятивной функции распределения параметров DUR и KT в группах CME+MC и CME–MC.

тель распределения параметра VR значительно больше, а асимметрия значительно меньше, чем в группе MIX–MC.

Вообще, для большинства параметров различие между распределениями с МО и без МО заметнее в группе MIX, чем в группе CME. Это может объясняться характером исходных данных: в группу CME–MC включены только события, связанные с ICMEs, а в группу MIX–MC входят события, каждое из которых связано одновременно (в той или иной степени) и с ICME, и с СН. Особенно существенна эта разница в распределениях параметра DUR , где медианы в группах CME+MC и CME–MC совпадают (6 ч), а медиана в группе MIX+MC (11 ч) в два раза больше, чем в группе MIX–MC (5 ч). Средние значения параметра KT ниже при наличии МО, а межквартильные интервалы значительно перекрываются в группах с МО и без МО для событий, связанных с ICME, и почти не перекрываются для смешанных событий. Таким образом, для параметра KT разница между событиями с МО и без МО также выражена заметнее для смешанных событий.

Наибольшая разница между группами событий с МО и без МО наблюдается для индукции ММП. Межквартильные интервалы параметра B не пересекаются в группах с МО и без МО ни для событий, связанных с корональными выбросами (CME+MC: IQR = 9.4–14.3 нТл, CME–MC: IQR = 3.8–7.6 нТл), ни для смешанных событий (MIX+MC: IQR = 9.0–15.6 нТл, MIX–MC: IQR = 3.2–6.8 нТл). Разница между распределениями параметра B обусловлена наличием или отсутствием МО и не зависит от типа источника (CME или MIX). То же самое можно сказать о распределениях параметра BR . Для размаха вариаций КЛ

медиана выше в группе CME+MC ($CR = 0.48\%$), чем в группе CME–MC ($CR = 0.24\%$), но межквартильные интервалы распределений перекрываются (CME+MC: 0.27–0.80%; CME–MC: 0.15–0.42%). Для смешанных событий, межквартильные интервалы параметра CR в группах с МО (0.38–1.12%) и без МО (0.13–0.35) не перекрываются, а коэффициент асимметрии в группе MIX+MC много меньше (2.41), чем в группе MIX–MC (10.54). Таким образом, размах вариаций КЛ больше при наличии МО, чем при его отсутствии, но для смешанных событий эта разница проявляется значительно сильнее.

Поскольку выше были упомянуты особенности группы смешанных событий, добавим, что в этой группе чаще встречаются события с большими скоростями, которые обусловлены дополнительным воздействием высокоскоростных потоков из корональных дыр. В группе MIX наблюдается большее изменение скорости и поля во время НТП, что приводит и к большей изменчивости уровня вариаций КЛ. Еще одной особенностью группы MIX+MC является большая продолжительность НТП, наряду с более низкими значениями KT . Возможно, эти факты взаимосвязаны, и их можно было бы понять, если предположить, что МО в этой группе часто попадают на спад скорости СВ в высокоскоростном потоке из корональной дыры, что должно приводить к расширению области МО с дополнительным охлаждением плазмы в нем.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получен и опубликован полный каталог НТП (интервалов времени > 2 ч, в которых температурный индекс принимает значения < 0.5 ,

(http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2024/LowTempInterv_list_1965_2022.txt) за 1965–2022 гг. и представлены результаты статистического анализа параметров НТП и связанных с ними ФП и МО. В качестве параметров НТП использовались их длительность (DUR) и мощность (SUM), средние значения температурного индекса (KT), скорости СВ (V), индукции ММП (B), геомагнитных индексов (Dst , Ap), а также размах скорости СВ (VR), индукции ММП (BR) и вариаций КЛ (CR). В качестве параметров ФП использовались амплитуда (AF), максимальное значение экваториальной анизотропии КЛ (A_{xy}) и размах северо-южной анизотропии КЛ (A_z). Проводилось сравнение распределений параметров и связей между ними как в целом (группы FULL и FD), так и для групп событий, связанных с разными типами солнечных источников (группы CME, CH, MIX, CME1, CME2). Для спорадических и смешанных событий проводился также сравнительный анализ распределений, характеризующихся наличием или отсутствием связи НТП с МО.

В работе показано, что почти все выделенные НТП частично или полностью перекрываются с периодами ФП. Рассмотренные группы событий FULL и FD являются выборками из одной и той же генеральной совокупности, и выводы о свойствах НТП, связанных с ФП, вызванными разными типами солнечных и межпланетных источников, можно распространить на события, не связанные с ФП.

Примерно 90% всех НТП относятся к событиям, обусловленным ICMEs. Установлены связи между типом солнечного источника и длительностью НТП: с ростом длительности НТП доля событий, связанных с ICMEs, сначала уменьшается, а потом резко возрастает, при этом происходит “перераспределение” событий в пользу CMEs из АО, сопровождаемых солнечными вспышками. По-видимому, “волоконные” выбросы (вне АО) имеют тенденцию к повышению протонных температур из-за более длительного взаимодействия с СВ по мере распространения. В рекуррентных ФП НТП большой длительности отсутствуют, что связано с изначально более высокими значениями скорости и температуры СВ в потоках плазмы из корональных дыр.

Получено, что распределения большинства параметров островершинные, с положительной асимметрией и “хвостом” в области больших значений для всех типов солнечных источников (кроме симметричного распределения параметра V в группе CH), а распределение параметра KT , наоборот, плосковершинное с отрицательной асимметрией, что связано с выбором по критерию $KT < 0.5$.

Для всех типов солнечных источников обнаружена слабая или статистически незначимая корреляция амплитуды ФП с параметрами DUR , KT , SUM , в то время как корреляция анизотропии КЛ с этими параметрами умеренная (A_{xy}) или значительная (A_z). Этот факт, по-видимому, объясняется большей изменчивостью анизотропии КЛ в сравнении с плотностью, и ее связью с локальными изменениями характеристик среды, которые часто бывают более выраженными, чем средние изменения во всей области создания ФП. Также для всех типов солнечных источников была обнаружена умеренная корреляция параметров B и V с параметром KT ; при этом размах скорости СВ и индукции ММП показывает корреляцию от умеренной (BR) до сильной (VR) как с KT , так и с параметрами DUR и SUM , что свидетельствует о прочной связи рассчитываемого температурного индекса с реально измеряемыми параметрами СВ и ММП и возможностью его использования в дальнейшем для идентификации межпланетных возмущений.

Показано, что распределение параметра KT для событий с МО близко к симметричному, а для событий без МО имеет сдвиг в сторону больших значений; что еще раз подтверждает целесообразность использования малых значений параметра KT для выделения МО в данных СВ. Наименьшее различие между распределениями в группах событий с МО и без МО наблюдается для параметра V , наибольшее — для параметров B (сдвиг в сторону больших значений при наличии МО) и KT (сдвиг в сторону больших значений, наоборот, при отсутствии МО). Обнаруженные закономерности хорошо согласуются с типичными характеристиками, присущими МО: повышенные значения ММП и пониженные температуры СВ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам мировой сети станций космических лучей, обеспечивающим данные непрерывной регистрации нейтронной компоненты (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf). Благодарим базу данных NMDB (www.nmdb.eu), основанную в рамках программы Европейского Союза FP7 (контракт № 213007). Работа базируется на экспериментальных данных Уникальной научной установки “Российская национальная сеть станций космических лучей”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данное исследование поддержано текущим финансированием института, дополнительные гранты не привлекались.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Прямушкина И.И., Янке В.Г. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 5. С. 572–582. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021050023>
- 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. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Основные свойства Форбуш-эффектов, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 163–176. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018020025>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Поведение скорости и температуры солнечного ветра в межпланетных возмущениях, создающих Форбуш-понижения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 547–556. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040100>
- Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Влияние взаимодействующих возмущений солнечного ветра на вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 694–703. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021060134>
- Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A., Struminsky A.B., Yanke V.G. What determines the magnitude of forrush decreases? // Adv. Space Res. V. 27. № 3. P. 625–630. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00095-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00095-3)
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena // Proc. IAU Symposium. № 257. P. 119–130. 2009. <https://doi.org/10.1017/S1743921309029676>
- Belov A., Abunin A., Abunina M., Eroshenko E., Oleneva V., Yanke V., Papaioannou A., Mavromichalaki H. Galactic cosmic ray density variations in Magnetic Clouds // Solar Phys. V. 290. P. 1429–1444. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0678-z>
- Bothmer V., Zhukov A. The Sun as the prime source of space weather. In: Space Weather- Physics and Effects. Springer Praxis Books. Springer, Berlin, Heidelberg. P. 31–102. 2007. https://doi.org/10.1007/978-3-540-34578-7_3
- Burlaga L.F., Ogilvie K.W. Heating of solar wind // ApJ. V. 159. P. 659–670. 1970. <https://doi.org/10.1086/150340>
- Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R.J. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations // J. Geophys. Res. V. 86. P. 6673–6684. 1981. <https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673>
- Burlaga L., Klein L., Sheeley N.R. Jr., Michels D.J., Howard R.A., Koomen M.J., Schwenn R., Rosenbauer H. A magnetic cloud and a coronal mass ejection // Geophys. Res. Lett. V. 9. № 12. P. 1317–1320. 1982. <https://doi.org/10.1029/GL009i012p01317>
- Cane H.V. CMEs and Forbush decreases // Space Sci. Revs. V. 93. № 1–2. P. 55–77. 2000. <https://doi.org/10.1023/A:1026532125747>
- Chaddock R.E. Principles and Methods of Statistics (1st ed.). Boston: Houghton Mifflin Company, 471 p. 1925.
- Demouline P. Why Do Temperature and Velocity Have Different Relationships in the Solar Wind and in Interplanetary Coronal Mass Ejections? // Sol. Phys. V. 257. P. 169–184. 2009. <https://doi.org/10.1007/s11207-009-9338-5>
- Elliott H.A., McComas D.J., Schwadron N.A., Gosling J.T., Skoug R.M., Gloeckler G., Zurbuchen T.H. An improved expected temperature formula for identifying interplanetary coronal mass ejections // J. Geophys. Res. V. 110. № A4. ID A04103. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010794>
- Elliott H.A., Henney C.J., McComas D.J., Smith C.W., Vasquez B.J. Temporal and radial variation of the solar wind temperature-speed relationship // J. Geophys. Res. Space. V. 117. ID A09102. 2012. <https://doi.org/10.1029/2011JA017125>
- Elliott H.A., McComas D.J., DeForest C.E. Long-term trends in the solar wind proton measurements // Astrophys. J. V. 832. № 1. ID. 66. 2016. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/1/66>
- Forbush S.E. On the effects in the cosmic-ray intensity observed during magnetic storms // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108.3>
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Mäkelä P. Coronal Mass Ejections from Sunspot and non-Sunspot Regions. In Magnetic Coupling between the Interior and the Atmosphere of the Sun, eds. Hasan S. S. and Rutten R. J., Astrophysics and Space Science Proc., Springer Berlin Heidelberg. P. 289–307. 2010a. https://doi.org/10.1007/978-3-642-02859-5_24
- Gopalswamy N., Xie H., Mäkelä P., Akiyama S., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A., Bougeret J.-L. Interplanetary shocks lacking type II radio bursts // Astrophys. J. V. 710. № 2. P. 1111–1126. 2010b. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/710/2/1111>
- Gosling J.T., Pizzo V., Bame S.J. Anomalous low proton temperatures in the solar wind following interplanetary shock waves — Evidence for magnetic bottles? // J. Geophys. Res. V. 78. № 13. P. 2001–2009. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i013p02001>
- Gosling J.T. Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space // Geophys. Monogr. V. 58. P. 343–364, 1990. <https://doi.org/10.1029/GM058p0343>
- Huttunen K.E.J., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H.E.J. Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23 // Annales Geophysicae. V. 23. № 2. P. 625–641. 2005. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-625-2005>

- *Iucci N., Parisi M., Storini M., Villaresi G.* Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space // *Nuovo Cimento C*. V. 2. P. 1–52. 1979.
- *Kim R.S., Gopalswamy N., Cho K.S., Moon Y.J., Yashiro S.* Propagation Characteristics of CMEs associated with Magnetic Clouds and Ejecta // *Solar Physics*. V. 284. № 1. P. 77–88. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0230-y>
- *King J.H., Papitashvili N.E.* Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // *J. Geophys. Res.* V. 110. I. A2. A02104. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010649>
- *Kumar A., Badruddin.* Interplanetary coronal mass ejections, associated features, and transient modulation of galactic cosmic rays // *Solar Phys.* V. 289. P. 2177–2205. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0465-7>
- *Lockwood J.A.* Forbush decreases in the cosmic radiation // *Space Sci. Revs.* V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
- *Lopez R.E., Freeman J.W.* The solar wind proton temperature-velocity relationship // *J. Geophys. Res.* V. 91. P. 1701–1705. 1986. <https://doi.org/10.1029/JA091iA02p01701>
- *Lopez R.E.* Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships // *J. Geophys. Res.* V. 92. P. 11189–11194. 1987. <https://doi.org/10.1029/JA092iA10p11189>
- *Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A., Antiochos S.K.* Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // *Journal of Geophysical Research Space Physics*. V. 108. № A6. ID 1239. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009591>
- *Lynch B.J., Gruesbeck J.R., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K.* Solar cycle-dependent helicity transport by magnetic clouds // *Journal of Geophysical Research*. V. 110. № A8. ID A08107. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011137>
- *Marubashi K., Lepping R.P.* Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus- and cylinder-shaped flux ropes models // *Annales Geophysicae*. V. 25. № 11. P. 2453–2477. 2007. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-2453-2007>
- *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. <https://doi.org/10.1029/2020SW002641>
- *Matthaeus W.H., Elliot H.A., McComas D.J.* Correlation of speed and temperature in the solar wind // *J. Geophys. Res.* V. 111. № A10. ID A10103. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006JA011636>
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A.* Solar wind temperature-velocity relationship over the last five solar cycles and Forbush decreases associated with different types of interplanetary disturbance // *MNRAS*. V. 500. № 3. P. 2786–2797. 2021. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa3366>
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Shlyk N.S., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G.* Forbush decreases associated with coronal mass ejections from active and non-active regions: statistical comparison // *MNRAS*. V. 515. № 3. P. 4430–4444. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac2017>
- *Neugebauer M., Snyder C.W.* Mariner 2 Observations of the solar wind: 1. Average properties // *J. Geophys. Res.* V. 71. P. 4469–4484. 1966. <https://doi.org/10.1029/JZ071i019p04469>
- *Neugebauer M., Steinberg J.T., Tokar R.L., Barraclough B.L., Dors E.E., Wiens R.C., Gingerich D.E., Luckey D., Whiteaker D.B.* Genesis on-board determination of the solar wind flow regime // *Space Sci. Rev.* V. 105. P. 661–679. 2003. <https://doi.org/10.1023/A:1024478129261>
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta // *J. Geophys. Res.* V. 100. № A12. P. 23397–23412. 1995a. <https://doi.org/10.1029/95JA02684>
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Regions of abnormally low proton temperature as signatures of ejecta in the solar wind and their solar cycle dependence / 24th ICRC. Rome, Italy, 1995. V. 4. P. 868–871. 1995b.
- *Richardson I.G.* Energetic Particles and Corotating Interaction Regions in the Solar Wind // *Space Sci. Rev.* V. 111. № 3. P. 267–376. 2004. <https://doi.org/10.1023/B:SPAC.0000032689.52830.3e>
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): Catalog and summary of properties // *Solar Phys.* V. 264. № 1. P. 189–237. 2010. <https://doi.org/10.1007/s11207-010-9568-6>
- *Shlyk N.S., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G.* Forbush decreases caused by paired interacting solar wind disturbances // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. V. 511. № 4. P. 5897–5908. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac478>
- *Zhang G., Burlaga L.* Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A4. P. 2511–2518. 1988. <https://doi.org/10.1029/JA093iA04p02511>

Solar Wind Low-Temperature Intervals and Forbush Decreases: A Statistical Comparison

A. A. Melkumyan¹, N. S. Shlyk¹, A. V. Belov¹, M. A. Abunina^{1, *},
A. A. Abunin¹, V. A. Oleneva¹, V. G. Yanke¹

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences
(IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia*

**e-mail: abunina@izmiran.ru*

Based on a large amount of experimental material, the hourly values of the solar wind speed and proton temperature were compared; the expected proton temperature and the temperature index (the ratio of the observed temperature to the expected one) were calculated. Using the Cosmic Ray Variations Database, from 1997 to 2022 low-temperature intervals were identified (intervals lasting more 2 hours, in which hourly values of the temperature index less than 0.5). The work investigated: a) statistical relationships between the parameters of low-temperature intervals and the characteristics of Forbush decreases associated with different types of solar sources; b) distributions of parameters of low-temperature intervals for interplanetary disturbances containing or not containing a magnetic cloud. The results obtained showed that with increasing duration of the low-temperature interval, the proportion of events associated with ejections from active regions increases, and the proportion of recurrent events and events associated with ejections outside active regions decreases. The correlation of the parameters of low-temperature intervals with the amplitude of Forbush decreases is weak, with the equatorial anisotropy of cosmic rays – moderate, with the north-south anisotropy – significant. The solar wind speed and magnetic field strength correlate moderately with the temperature index, and the correlation of the range of these parameters with the duration of low-temperature intervals is significant or strong.

Keywords: Forbush decreases, solar wind, interplanetary disturbances, cosmic rays.

УДК 533.951

“ПОЛЯРНЫЕ” СУББУРИ И РАЗРЫВ ХАРАНГА

© 2024 г. Н. Г. Клейменова^{1, *}, Л. И. Громова², С. В. Громов², Л. М. Малышева¹,
И. В. Дэспирак³

¹Институт физики Земли РАН (ИФЗ РАН), Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН(ИЗМИРАН),
Москва, Троицк, Россия

³Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты (Мурманская обл.), Россия

*e-mail: ngk1935@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 25.01.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Выполнен анализ 214 случаев “полярных” суббурь на скандинавском меридиане IMAGE, т.е. суббурь, на геомагнитных широтах выше $\sim 70^\circ$ MLAT в 19–02 MLT в магнито-спокойное время при отсутствии отрицательных магнитных бухт на более низких широтах. Разрыв Харанга, разделяющий по широте западный и восточный электроджеты, является типичной структурой для указанного MLT-сектора высокоширотной ионосферы. Исследовано глобальное распределение ионосферных электроджетов и положение разрыва Харанга во время развития “полярных” суббурь на основе карт, построенных по результатам сферического гармонического анализа магнитных измерений на 66 одновременно работающих ионосферных спутниках связи проекта AMPERE. На основе анализа карт показано, что мгновенное положение экваториальной границы ионосферного тока “полярной” суббури определяет мгновенное положение полярной границы разрыва Харанга, а полярная граница восточного электроджета определяет его экваториальную границу. Установлено, что 90% “полярных” суббурь наблюдается одновременно с возрастанием планетарной суббуревой активности по AL -индексу и развитием магнитосферной суббури в послеполуночном секторе. При этом развитие вечерних “полярных” суббурь связано с формированием околполуночных магнитных вихрей на геомагнитных широтах $\sim 70^\circ$ MLAT вблизи “носа” разрыва Харанга указывающих на резкое локальное усиление продольных токов. Это приводит к формированию в вечернем секторе приполярных широт новой суббури, названной “полярной” суббурей с типичными характерными признаками начала суббури (всплесками геомагнитных пульсаций $Pi2$, резким началом суббури вблизи экваториальной границы сжатого в это время овала, развитием “токового клина суббури” и т.д.

Ключевые слова: магнитосфера, магнитная буря, суббуря, ионосферные токи.

DOI: 10.31857/S0016794024050035, **EDN:** QRHFTR

1. ВВЕДЕНИЕ

Под термином “суббуря”, введенным С.-И. Акасофу [Akasofu, 1964], понимается комплекс глобальных взаимосвязанных явлений, наблюдаемых в магнитосфере, ионосфере и на земной поверхности, возникающих при взрывообразном высвобождении энергии, накопленной в хвосте магнитосферы за счет её обтекания возмущенным солнечным ветром. Одним из основных проявлений магнитосферной суббури являются отрицательные магнитные бухты в авроральных и приполярных широтах длительностью 1–3 ч, напри-

мер, [Rostoker et al., 1980]. Развитие суббури вызывается интенсификацией крупномасштабной конвекции, продольных токов и высыпаний авроральных частиц, например, [Baker et al., 1996].

Несмотря на то, что суббури достаточно интенсивно исследуются как экспериментально, так и теоретически, до сих пор нет понимания, где и как возникают и начинаются суббури и каков механизм их возбуждения. Нет даже четкой общепринятой формулировки морфологических характеристик суббури, нередко возникают дискуссии, какую отрицательную магнитную бухту

можно называть суббурей, а какую нет. В литературе имеется несколько противоречивых моделей генерации суббури, причем каждая предложенная модель подтверждается соответствующими наблюдательными фактами. Это свидетельствует как о сложности этого явления, так и о том, что в различных геофизических условиях имеют место разные виды магнитосферных суббурь с различной пространственно-временной динамикой.

За счет взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли в авроральной и высокоширотной ионосфере постоянно наблюдается конвекция плазмы, например, [Nishida, 1968; Нерпег, 1977]. Отдельные её интенсификации были названы “конвективной бухтой” [Pytte et al., 1978], представляющей собой развитие двух-вихревой токовой системы *DP2* с центрами вихрей в утреннем (западный электроджет) и вечернем (восточный электроджет) секторах, как показано на схеме на рис. 1а, взятой из работы [Baumjohann, 1983]. Имеются существенные различия между классической магнитосферной суббурей и конвективной бухтой [Pytte et al., 1978а; Baumjohann, 1983; Sergeev et al., 2001]. В отличие от конвективной бухты с пологим началом, “классическая” суббуря характеризуется резким началом (substorm onset) с брейкпапом полярных сияний, сопровождающимся формированием особой 3-х мерной системой продольных токов, образующей так называемый “токовый клин суббури” (*Substorm Current Wedge - SCW*), например, [McPherron et al., 1973; Кепко et al., 2015], на западном краю которого отмечаются вытекающие продольные токи, а на восточном — втекающие. Токовый клин суббури — это одно-вихревая токовая система *DPI* (рис. 1а). На земной поверхности развитие токового клина суббури сопровождается появле-

нием среднеширотной положительной магнитной бухты в *X*-компоненте поля.

Магнитосферная суббуря — типичное ночное возмущение в области аврорального овала, который сдвигается к полюсу с уменьшением геомагнитной активности [Feldstein and Starkov, 1967]. Как правило, суббуря начинается с внезапного уярчения (брейкапа) спокойной дуги полярного сияния вблизи экваториальной границы аврорального овала. В зависимости от положения этой границы авроральный овал считается “нормальным” при её расположении на 65–66° MLAT, “расширенным” (*expanded*), если она находится ниже 65° MLAT, и “сжатым” (*contracted*), если экваториальная граница овала выше 66–67° MLAT [Lui et al., 1973]. В соответствии с этим, суббури в зависимости от геомагнитной широты расположения их начала (*onset*) классифицируются как “нормальные” или “классические”, “расширенные” и суббури “на сжатом овале”, которые исследованы менее всего и явно недостаточно.

В последние годы суббури на сжатом овале наиболее детально исследовались в работах [Клейменова и др., 2012, 2023; Дэспирак и др., 2014, 2022; Сафаргалеев и др., 2018; Safargaleev et al., 2020; Kleimenova et al., 2023], где для краткости такие суббури были названы “полярными” суббурями, поскольку наблюдаются вблизи полярного края аврорального овала. Было установлено [Клейменова и др., 2012, 2023; Kleimenova et al., 2023], что “полярные” суббури обычно регистрируются на геомагнитных широтах выше ~68–70° MLAT в предполуночные часы (20–22 MLT) при слабой геомагнитной активности (*Kp* ~1–2), и сопровождаются интенсивными геомагнитными пульсациями диапазона *Pi2* и *Pi3*. Заметим, что согласно

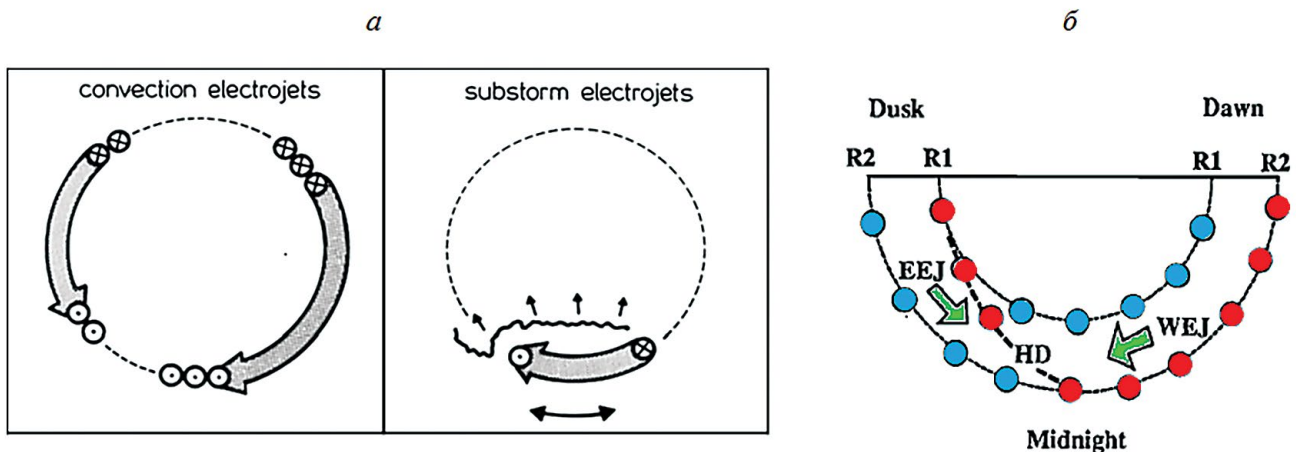


Рис. 1. (а) — Схема конвективной бухты и магнитосферной суббури из работы [Baumjohann, 1983]; (б) — схема токов в разрыве Харанга из работы [Koskinen and Pulkkinen, 1995]

[Feldstein and Starkov, 1967], геомагнитная широта $\sim 68\text{--}70^\circ$ MLAT соответствует экваториальной границе вечернего сектора аврорального овала в магнито-спокойных условиях.

При благоприятных метеоусловиях во время “полярных” суббурь регистрируются высокоширотные полярные сияния в виде вытянутых вдоль овала дуг, иногда с необычными спиральными структурами [Safargaleev et al., 2020; Дэспирак и др., 2022]. Было найдено [Дэспирак и др., 2014, 2019; Despirak et al., 2018], что “полярные” суббури обычно наблюдаются во время медленного потока солнечного ветра, часто после прохождения высокоскоростного рекуррентного потока. Общие закономерности развития “полярных” суббурь соответствуют типичным характеристикам “классических” суббурь, а именно, формирование токового клина суббури (положительные магнитные бухты в более низких широтах), скачкообразное перемещение электроджета к полюсу после начала суббури, генерация геомагнитных пульсаций $Pi2$. Таким образом, “полярные” суббури можно рассматривать как особый тип суббурь, наблюдаемых в *слабо возмущенных условиях* в вечернем секторе сжатого аврорального овала, т.е. на геомагнитных широтах выше $\sim 68\text{--}70^\circ$ MLAT.

В области пространства, типичной для развития “полярных” суббурь, находится так называемый разрыв Харанга (*Harang discontinuity* – HD) [Harang, 1946; Нерпнер, 1972; Kamide and Vickrey, 1983], представляющий собой узкую широтную полосу, вытянутую по долготе в интервале $\sim 21\text{--}24$ MLT, разделяющую одновременно существующие на разных широтах западный и восточный электроджеты, т.е. отрицательные (более полярные) и положительные (более экваториальные) магнитные бухты [Kissinger et al., 2013 и ссылки в этой работе]. Теоретическое объяснение формирования разрыва Харанга приведено, например, в работе [Erickson et al., 1991]. Положение разрыва Харанга и его широтный размер меняются в пространстве и во времени в зависимости от геомагнитных условий, как это показано, например, в работе [Kunkel et al., 1986].

Схема разрыва Харанга из работы [Koskinen and Pulkkinen, 1995] приведена на рис. 1б для Северного полушария. В послеполуночном секторе, т.е. к востоку от разрыва Харанга, втекающие продольные токи находятся на более высокоширотной (приполярной) зоне R1, а вытекающие — на более экваториальной — R2, что соответствует формированию западного электроджета полярнее вытекающих токов. В дополуночном, вечернем секторе, т.е. к западу от разрыва Харанга, ситуация меняется на противоположную: в высо-

коширотной зоне R1 наблюдаются вытекающие токи, а в более низкоширотной зоне R2 — втекающие, и формируется восточный электроджет. Это значит, что разрыв Харанга характеризует резкое перемещение вытекающих продольных токов (и соответствующее высыпание мягких электронов) в сторону полярной границы аврорального овала. При этом западный электроджет резко сдвигается к северо-западу.

В ряде работ, например, [Nielsen and Greenwald, 1979; Baumjohann et al., 1981; Koskinen and Pulkkinen, 1995; Weygand et al., 2008; Zou et al., 2009] обсуждалась возможная связь области начала (onset) типичной, т.е. “классической”, суббури с положением разрыва Харанга. Так, в работе [Nielsen and Greenwald, 1979] было установлено, что область источника начала суббури, как правило, располагается несколько полярнее разрыва Харанга, определенного по наземным магнитным наблюдениям, или совпадает с ним. Однако другие авторы [Baumjohann et al., 1981; Koskinen and Pulkkinen, 1995; Bristow et al., 2003; Zou et al., 2009], использовавшие наблюдения на радарх, пришли к выводу, что область источника начала (onset) суббури находится экваториальнее разрыва Харанга на $1\text{--}2^\circ$ или совпадает с ним. Это несоответствие результатов свидетельствует о том, что проблема связи окончательно не решена, эта связь может быть разной для различных типов магнитных суббурь.

Целью данной работы является исследование связи “полярных” суббурь (т.е. суббурь на сжатом овале) с положением разрыва Харанга.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Работа основана на анализе наземных наблюдений на скандинавской сети магнитометров IMAGE с дискретизацией 10 с (<http://space.fmi.fi/image/>) [Tanskanen, 2009]. В работе использовались станции профиля PPN (Polesie) – NAL (Ny Alesund). Это единственная в мире плотная сеть станций, расположенных почти вдоль выбранного геомагнитного меридиана ($\sim 100\text{--}110^\circ$ MLON, с MLT = UT+2.5 ч) от полярных широт архипелага Шпицберген (NAL $\sim 76^\circ$ MLAT) до среднеширотных станций Германии (PPN $\sim 47^\circ$ MLAT), географические и геомагнитные координаты всех станций приведены на сайте IMAGE. На используемом профиле станций имеется лишь одна “дырка” (пропуск наблюдений) — между Шпицбергом и континентом. Промежуточной станцией между архипелагом Шпицберген и материком является ст. Bear Island (BJN, 71.4° MLAT) на острове Медвежий, ближайшей к континенту станцией, является Sorooya (SOR, 67.8° MLAT).

Если магнитные бухты наблюдались в BJN, но отсутствовали в SOR, то условной низкоширотной границей появления магнитных бухт можно считать середину расстояния между пунктами BJN и NOR, т.е. порядка 70° MLAT, поэтому эта широта и использовалась как граничная в развитии “полярных” суббурь. Это соответствует условиям сжатого овала [Lui et al., 1973]. Как правило, начало (onset) почти всех исследуемых “полярных” суббурь на скандинавском меридиональном профиле IMAGE наблюдалось в obs. BJN или между BJN и SOR. В работе также используются данные некоторых среднеширотных станций, взятые с сайта планетарной сети магнитометров INTERMAGNET (<https://imag-data.bgs.ac.uk>).

Глобальное пространственное распределение ионосферных токов во время исследуемых “полярных” суббурь исследовалось по общедоступным данным проекта AMPERE, представленным на сайте <http://ampere.jhuapl.edu/products> в виде обобщенных за 10 мин карт распределения ионосферных токов, построенных по результатам сферического гармонического анализа магнитных измерений на 66 одновременно работающих ионосферных спутниках на высоте ~ 780 км. По этим измерениям также вычисляются карты распределения втекающих и вытекающих в ионосферу продольных токов. К сожалению, эти карты представляются в красно-синем изображении, что делает невозможным их представление в черно-белом варианте журнала, поэтому в данной работе они не используются. (Заметим, что рисунки в цвете доступны в электронной версии статьи).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для исследования возможной связи “полярных” суббурь с планетарной суббуревой активностью появление “полярных” суббурь на меридиане IMAGE было сопоставлено с вариациями AL -индекса. Мы использовали те же случаи “полярных” суббурь в зимние сезоны 2010–2020 гг., которые исследовались в работе [Клейменова и др., 2023], за исключением событий, во время которых не было данных регистрации на ионосферных спутниках AMPERE. Таким образом, было выбрано 214 случаев “полярных” суббурь. Результат исследований показал, что в 90% случаев развитие “полярных” суббурь на профиле IMAGE сопровождалось одновременным возрастанием суббуревой активности по AL -индексу. Анализ 21 случая “полярных” суббурь, не сопровождаемых всплеском AL -индекса, показал, что в 15 событиях западный электроджет в послеполюсном секторе наблюдался на очень высоких

широтах, далеко от береговых станций Диксон и Тикси, по данным которых вычисляется AL -индекс. В 6 событиях усиление продольного тока наблюдалось в очень узкой по долготе и широте области. Похожее событие обсуждалось и в работе [Дэспирак и др., 2022].

Кроме того, был выполнен анализ пространственного распределения ионосферных токов по данным спутниковых наблюдений AMPERE во время появления “полярных” суббурь на профиле IMAGE. Исследования показали, что перед началом (или одновременно с ним) подавляющего большинства вечерних дополуночных “полярных” суббурь наблюдается интенсивный магнитный вихрь в околополуночном секторе, свидетельствующий о резком локальном усилении продольных токов. Вихрь, вращающийся по часовой стрелке, является индикатором интенсификации втекающих продольных токов, а вихрь, вращающийся против часовой стрелки, — вытекающих продольных токов.

На рис. 2 приведены четыре примера карт ионосферных токов AMPERE во время начала типичных случаев “полярных” суббурь, зарегистрированных на профиле IMAGE, положение которого показано стрелкой в нижнем левом углу карт. Под каждой картой также показаны графики AL -индекса в рассматриваемое на карте время. На всех картах видно, что к востоку от меридиана IMAGE в раннем утреннем секторе Земли наблюдается развитие западного электроджета на геомагнитных широтах порядка 70° MLAT, т.е. выше типичных широт “классических” суббурь.

Наиболее четко начало “полярной” суббури на меридиане IMAGE можно определить по наблюдениям в BJN. Для случаев, рассмотренных на рис. 2, мы сравнили данные в BJN с наблюдениями на ст. Диксон (DIK, геомагнитные координаты 157° MLON и 69.3° MLAT, магнитограммы в работе не приводятся), расположенной к востоку от Скандинавии. Заметим, что в другой сибирской ст. Тикси (197° MLON, 66.7° MLAT, магнитограммы не приводятся), находящейся на более низких геомагнитных широтах, амплитуда отклонений во время рассмотренных суббурь была значительно меньше и резкого начала суббури не отмечалось. В табл. 1 приведено время начала “полярной” суббури (UT) в BJN и начало суббури в Диксон для 4-х событий на рис. 2.

Видно, что с точностью в несколько минут начало “полярной” суббури на меридиане IMAGE совпадает с началом суббури в Диксоне или немного отстает. К западу от магнитного вихря электроджет сдвинулся к западу, в сторону поляр-

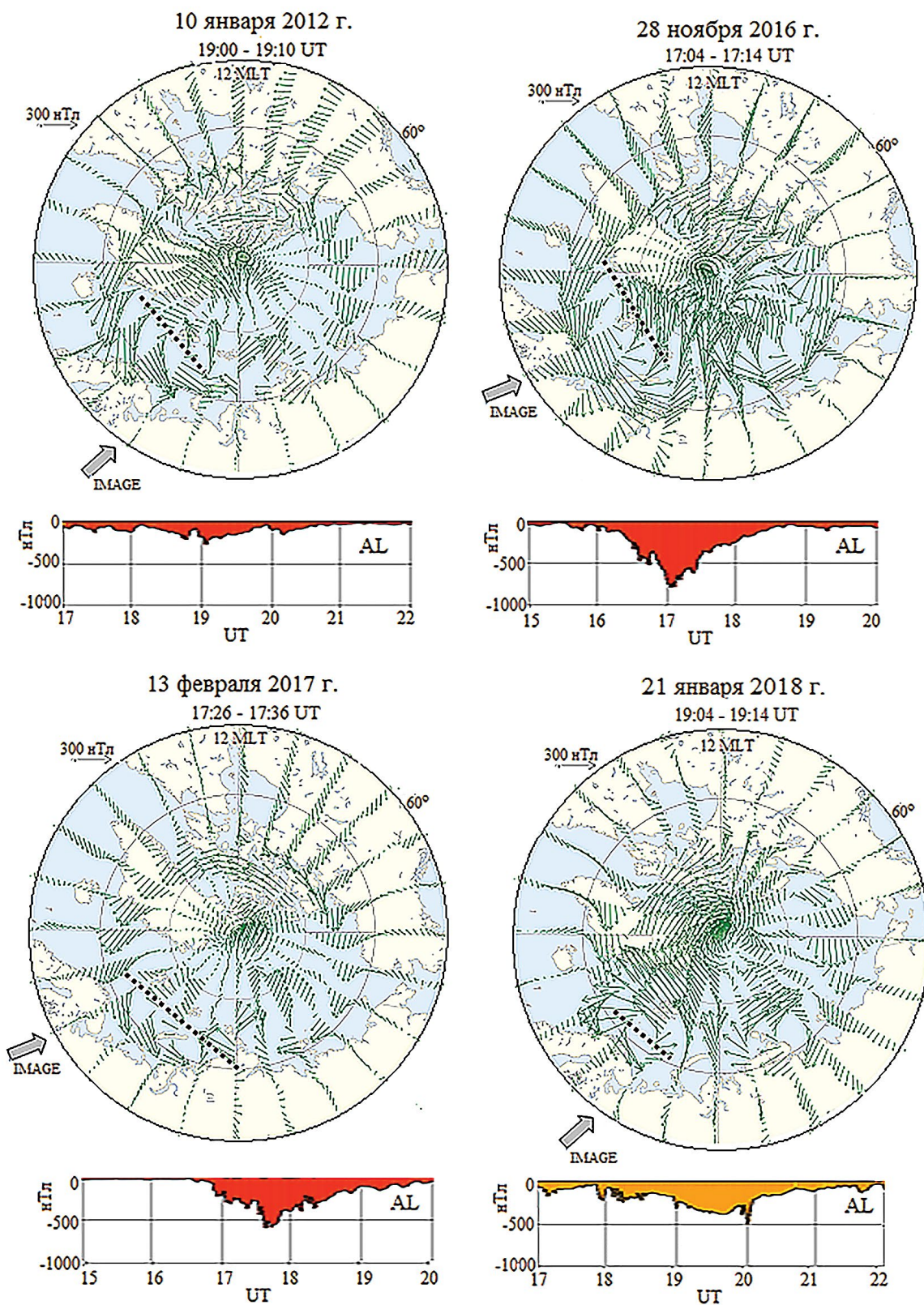


Рис. 2. Типичные примеры распределения глобальных ионосферных токов по данным измерений на спутниках системы AMPERE и вариации планетарного суббурового AL-индекса во время 4-х “полярных” суббурь. Подробности в тексте.

Таблица 1. Время начала “полярной” суббури в BJN и начало суббури в Диксон для 4-х событий на рис. 2

Дата	Начало суббури в BJN	Начало суббури в DIK
10. 01.2012	19:00 UT	18:55 UT
28.11.2016	17:05 UT	17:03 UT
13.02.2017	17.30 UT	17.28 UT
21.01.2018	19.00 UT	18.56 UT

ной границы вечернего аврорального овала на геомагнитные широты до порядка $76\text{--}78^\circ$ MLAT.

На всех примерах четко виден околополуночный магнитный вихрь, причем наиболее часто имеет место формирование двух, а иногда и больше одновременных вихрей: ближе к утреннему краю наблюдается вихрь, вращающийся по часовой стрелке, а ближе к вечернему краю — вихрь, вращающийся против часовой стрелки. Первый свидетельствует об интенсификации втекающих продольных токов, а второй — об усилении вытекающих токов, сопровождающимся усилением высыпания мягких электронов, вызывающих полярные сияния. Развитие магнитного вихря резко “поворачивает” западный электроджет в дополуночном секторе в сторону полярной границы аврорального овала, где формируется ионосферный электроджет с низкоширотной границей порядка $\sim 70^\circ$ MLAT. На более низких широтах усиливается восточный электроджет. Узкая, вытянутая по долготе широтная граница между западным и восточным электроджетами представляет собой разрыв Харанга, “нос” который начинается от магнитного вихря и вытягивается к западу

Положение разрыва Харанга четко прослеживается на всех четырех картах AMPERE представленных на рис. 2. На картах видно, что экваториальная граница “полярных” суббурь представляют собой полярную границу сформировавшегося разрыва Харанга, а полярная граница восточного электроджета, расположенного на более низких широтах (в субваторальных, а иногда даже и в авроральных широтах), являются экваториальной границей разрыва Харанга.

На рис. 3 подробно рассмотрено одно из типичных событий “полярных” суббурь 5 декабря 2020 г. Слева показаны магнитограммы IMAGE, на которых видно резкое начало “полярной” суббури около 20.10 UT на ст. BJN (71.4° MLAT), а ниже на ст. SOR (67.3° MLAT), регистрируется уже положительная магнитная бухта, их разделяет море и разрыв Харанга, расстояние между станциями около 400 км. На среднеширотной

обс. Борк (BOX, 114° MLON, 54.4° MLAT) видна четкая положительная магнитная бухта в X-компоненте поля и четкая положительная бухта в Y-компоненте поля, указывающая на то, что источник этой суббури находится к востоку от данного меридиана. На рис. 3 также показана магнитограмма среднеширотной обс. Иркутск (IRT, 179° MLON, 47.8° MLAT), находящейся 65° восточнее Борка. Видно, что в Иркутске регистрируется отрицательная бухта в Y-компоненте поля, что означает, что источник суббури находится к западу от Иркутска, следовательно, между Борком и Иркутском.

Это подтверждается приведенной в правом верхнем углу картой AMPERE распределения ионосферных токов, положение Борка и Иркутска на которой показано стрелками внизу карты. Три интенсивных магнитных вихря видны в околополуночном секторе. К востоку от вихрей виден западный электроджет на широте около 70° MLAT, а к западу от вихрей западный электроджет резко переместился в сторону полюса, на более низких широтах усилился восточный электроджет. Пунктирной линией на карте показан разрыв Харанга. В правом нижнем углу рисунка показан график AL-индекса. Видно, что “полярная” суббуря на меридиане IMAGE и суббулевая активность в ночном секторе начинаются почти одновременно (с точностью до нескольких минут).

Источником “полярных” суббурь, наблюдаемых на сети IMAGE в приполярной области вечернего сектора, по-видимому, может быть локальное усиление продольных токов, индикатором которого является развитие магнитного вихря в околополуночном секторе. Эти магнитные вихри, по-видимому, также вызывают развитие магнитной суббури к востоку от вихря, т.е. в утреннем секторе. Действительно, в ряде работ, например, [Opgehoorth et al., 1980; Untiedt and Baumjohann, 1993; Lyatsky et al., 2001] была установлена связь развития “классической” суббури с появлением вихря в эквивалентных ионосферных токах.

5 декабря 2020 г.

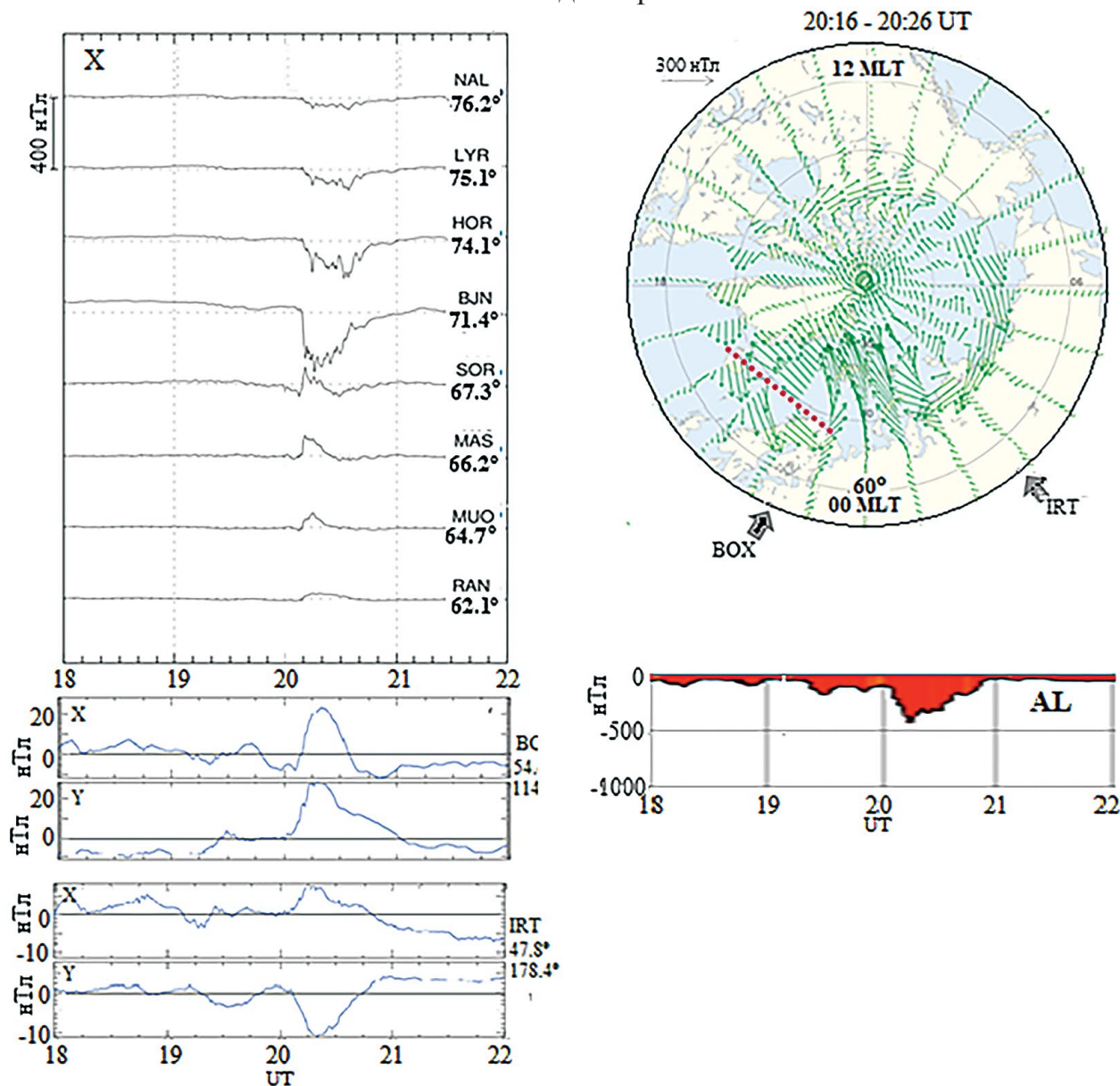


Рис. 3. Пример одной из типичных “полярных” суббурь 5 декабря 2020 г.: магнитограммы некоторых станций IMAGE и среднеширотных obs. Борок (BOX) и Иркутск (IRT), а также карта распределения ионосферных токов по данным AMPERE и вариации AL-индекса.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

“Полярные” суббури являются типичным явлением в вечернем секторе сжатого овала. Понятие “сжатый” овал означает, что в обсуждаемое время полярные сияния наблюдаются в высоких широтах в узкой области вблизи полярного края аврорального овала, т.е. там же, где мы отмечаем появление “полярных” суббурь. Ранее было показано, например, [Клейменова и др., 2012;

Despirak et al., 2022], что в метео благоприятных условиях “полярные” суббури, как правило, сопровождаются дугами высокоширотных полярных сияний, вызываемых локальным усилением продольных токов (поэтому вначале исследовались “полярные” суббури только в зимние периоды, когда при благоприятных метеоусловиях возможны наблюдения полярных сияний). Это может быть подтверждением того, что генерация

“полярных” суббурь тоже связана с усилением вытекающих продольных токов (*upward* FACs) зоны R1, вызывающих сияния. Ряд авторов считает, что источник этих продольных токов находится на фланге магнитосферы [Ebihara and Tanaka, 2022] и, наиболее вероятно, связан с низкоширотным входным слоем (*LLBL*) [Bythrow et al., 1981; Siscoe et al., 1991; Troshichev, 2003], где быстрый поток магнитошиша может взаимодействовать с медленными магнитосферными потоками.

Важным является также вопрос, сопровождается ли начало (*onset*) “полярных” суббурь брейкапом полярных сияний и где находится область источника *onset*. К сожалению, в окрестностях BJN, где обычно на профиле IMAGE наблюдается начало “полярной” суббури, нет наблюдений полярных сияний. Однако в работе [Milan et al., 2010] представлены результаты статистического анализа пространственно-временного распределения более 2000 авроральных брейкапов (ярких всплесков сияний) как индикатора начала суббури, зарегистрированных на спутнике IMAGE. В этой работе было получено, что на геомагнитных широтах выше 67–68° MLAT авроральные брейкапы наблюдаются в предполуночное время. Это соответствует результатам исследования “полярных” суббурь [Клейменова и др., 2023]. Можно сделать вывод, что начало “полярных” суббурь, как и “классических” суббурь, по-видимому, сопровождается появлением аврорального брейкапа, который, к сожалению, из-за отсутствия наземных оптических наблюдений в “нужном” месте пока не регистрировался.

Известно, что через 10–15 мин после начала “классической” суббури, на фазе ее развития, за счет азимутального давления плазмы, полярные сияния и ионосферные токи начинают быстро перемещаться на вечернюю сторону к полюсу (полярная экспансия суббури), формируя “движущийся к западу изгиб сияний” (*Westward Travelling Surge* – WTS), например, [Tighe and Rostoker, 1981; Baumjohann, 1983]. Можно предположить, что подобный процесс, по-видимому, имеет место и в слабо-возмущенных геомагнитных условиях, т.е. при сжатом авроральном овале, когда экваториальная граница овала расположена на достаточно высоких геомагнитных широтах (~68–70° MLAT), и проявляется как развитие в вечернем секторе особого типа суббурь, названных “полярными” суббурями, которые, в свою очередь, формируют полярную границу разрыва Харанга.

Заметим, что в ряде ранних работ, например, [Pytte et al., 1978b; Hones et al., 1985] появление

отрицательных магнитных бухт в высоких широтах интерпретировалось как развитие “*poleward leap*” суббури в позднюю восстановительную фазу суббури за счет вытягивания силовых линий источника далеко в хвост магнитосферы. Таким же процессом вытягивания силовых линий в хвост магнитосферы объяснялось и развитие “движущегося к западу изгиба полярных сияний” (WTS). Однако в настоящее время многие из исследователей “хвостовую” идею генерации суббурь не поддерживает и склоняется к мысли, что источник суббури находится в замкнутой магнитосфере. Это было даже опубликовано в одной из последних работ “отца” суббури – Акасофу [Akasofu, 2017].

При этом морфологические характеристики “*poleward leap*” принципиально отличаются от высокоширотной экспансии магнитосферных суббурь [Pytte et al., 1978], прежде всего, отсутствием геомагнитных пульсаций *Pi2*, а также отсутствием формирования токового клина (SCW), т.е. отсутствием положительных магнитных бухт в средних широтах. Таким образом, “полярные” суббури можно рассматривать как особый тип высокоширотных суббурь, наблюдаемых в приполярных широтах вечернего сектора сжатого аврорального овала. “Полярные” суббури формируют полярную границу разрыва Харанга, а наблюдаемые на более низких широтах положительные магнитные бухты – его экваториальную границу.

5. ВЫВОДЫ

Исследовано глобальное распределение положения ионосферных электроджетов и разрыва Харанга по данным спутниковых измерений проекта AMPERE во время 214 “полярных” суббурь, зарегистрированных на скандинавском меридиональном профиле IMAGE в зимние сезоны 2010–2020 гг. Показано, что мгновенное положение экваториальной границы ионосферного тока “полярной” суббури определяет мгновенное положение полярной границы разрыва Харанга, а полярная граница восточного электроджета определяет его экваториальную границу

Установлено, что 90% “полярных” суббурь наблюдается одновременно с возрастанием планетарной суббуревой активности по *AL*-индексу и развитием магнитосферной суббури в послеполуночном секторе. В подавляющем большинстве несовпадающих событий развитие западного электроджета отмечалось на очень высоких широтах, значительно выше широт станций, по данным которых вычисляется *AL*-индекс суббуревой планетарной активности.

Показано, что появление “полярных” суббурь связано с развитием околополуденных магнитных вихрей в западном ионосферном токе, вызывающих на резкую локальную интенсификацию продольных электрических токов. При этом к востоку от вихря усиливается ионосферный электроджет утренней авроральной суббури, а к западу наблюдается резкое смещение западного ионосферного тока к полярным широтам вечернего сектора, подобное так называемому “движущемуся к западу изгибу полярных сияний” (*westward travelling surge* – WTS), наблюдаемому после начала (*onset*) “классической” суббури. Это приводит к формированию в вечернем секторе приполярных широт новой суббури, названной “полярной” суббурей с типичными характерными признаками суббури (всплесками геомагнитных пульсаций $Pi2$, началом (*onset*) суббури вблизи экваториальной границы сжатого в это время овала, развитием “токового клина суббури” (*substorm current wedge*-SCW) и т.д.).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей баз данных сетей IMAGE (<https://space.fmi.fi/image/>), INTERMAGNET (https://imag-data.bgs.ac.uk/GIN_V1/GINForms2/), SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/>) и проекта AMPERE (<http://ampere.jhuapl.edu/products>) за возможность их использования в данном исследовании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования выполнены в рамках госзаданий институтов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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/10.1134/S0016793214050041>
- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Любич А.А., Малышева Л.М., Громова Л.И., Ролдугин А.В., Козелов Б.В. Полярные магнитные суббури и сияния на Шпицбергене: событие 17 декабря 2012 // Изв. РАН. Сер. Физ. Т. 86. № 3. С. 340–348. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0367676522030097>
- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Малышева Л.М., Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Волновая структура магнитных суббурь в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 785–793. 2012 <https://doi.org/10.1134/S0016793212060059>
- Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Дэспирак И.В., Малышева Л.М., Громов С.В., Любич А.А. Особенности полярных суббурь: анализ отдельных событий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 3. С. 327–339. 2023 <https://doi.org/10.31857/S0016794023600023>.
- Сафаргалеев В.В., Митрофанов В.М., Козловский А.Е. Комплексный анализ полярных суббурь на основе магнитных, оптических и радарных наблюдений на Шпицбергене // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 4. С. 793–808. 2018. <https://doi.org/10.1134/S0016793218040151>
- Akasofu S.-I. The development of the auroral substorm // Planet. Space Sci. V. 12(4). P. 273–282. 1964. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(64\)90151-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90151-5)
- Akasofu S.-I. Where is the magnetic energy for the expansion phase of auroral substorms accumulated? 2. The main body, not the magnetotail // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 122. P. 8479–8487. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023074>
- Baker D.N., Pulkkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. Neutral line model of substorms: Past results and present view // J. Geophys. Res. V. 101. P. 12975–13010. 1996. <https://doi.org/10.1029/95ja03753>
- Baumjohann W., Pellinen R.J., Opgenoorth H.J., Nielsen E. Joint two-dimensional observations of ground magnetic field and ionospheric electric fields associated with auroral zone currents: current systems associated with local auroral break-ups // Planet. Space Sci. V. 29. P. 431 – 447. 1981. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(81\)90087-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(81)90087-8)
- Baumjohann W. Ionospheric and field-aligned current systems in the auroral zone: A concise review // Adv. Space Res. V. 2(10). P. 55–62. 1983.
- Bristow W.A., Sofko G., Stenbaek-Nielsen H.C., Wei S., Lummerzheim D., Otto A. Detailed analysis of substorm observations using SuperDARN, UVI, ground-based magnetometers, and all-sky imagers // J. Geophys. Res. V. 108 (A3). P. 1124. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009242>
- Bythrow P.F., Heelis R.A., Hanson W.B., Power R.A., Hoffman R. A. Observational evidence for a boundary layer source of dayside region 1 field-aligned currents // J. Geophys. Res. V. 86 (A7). P. 5577. 1981. <https://doi.org/10.1029/JA086iA07p05577>
- Despirak I.V., Lubchich A.A., Kleimenova N.G. High-latitude substorm dependence on space weather conditions in solar cycle 23 and 24 (SC23 and SC24) // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2018. V. 177. P. 54–62. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.09.011>
- Ebihara Y., Tanaka T. Where is Region 1 field-aligned current generated? // J. Geophys. Res.: Space Physics. P. 127. 2022. <https://doi.org/10.1029/2021JA029991>
- Erickson G.M., Spiro R.W., Wolf R.A. The physics of the Harang discontinuity // J. Geophys. Res. V. 96. P. 1633–1645. 1991. <https://doi.org/10.1029/90JA02344>
- Feldstein Y.L., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and geomagnetic disturbances // Planet. Space Sci. V. 15. № 2. P. 209–229. 1967. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(67\)90190-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90190-0)
- Harang L. The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. V. 51. P. 353 – 380. 1946. <https://doi.org/10.1029/TE051i003p00353>.

- *Heppner J.P.* The Harang discontinuity in auroral belt ionospheric current // *Geophys. Norv.* V. 29. P. 105 – 120. 1972.
- *Heppner J.P.* Empirical models of high-latitude electric fields // *J. Geophys. Res.* V. 82. P. 1115– 1125. 1977. <https://doi.org/10.1029/JA082i007p01115>.
- *Hones E.W.* The poleward leap of the auroral electrojet as seen in auroral images // *J. Geophys. Res.* V. 90. P. 5333– 5337. 1985. <https://doi.org/10.1029/JA090iA06p05333>
- *Kamide Y., Vickrey J.F.* Variability of the Harang discontinuity as observed by the Chatanika radar and the IMS Alaska magnetometer chain // *Geophys. Res. Lett.* V. 10. № 2. P. 159–162. 1983. <https://doi.org/10.1029/GL010i002p00159>
- *Kepko L., McPherron R.L., Amm O. et al.* Substorm Current Wedge revisited // *Space Sci. Rev.* V. 190. P. 1–46. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0124-9>
- *Kissinger J., Wilder F.D., McPherron R.L., Hsu T.-S., Baker J.B.H., Kepko L.* Statistical occurrence and dynamics of the Harang discontinuity during steady magnetospheric convection // *J. Geophys. Res.: Space Physics* V. 118. P. 5127–5135. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50503>
- *Kleimenova N.G., Despirak I.V., Malysheva L.M., Gromova, L.I., Lubchich A.A., Roldugin A.V., Gromov S.V.* Substorms on a contracted auroral oval // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 245. P. 106049–106062. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106049>
- *Koskinen H.E.J., Pulkkinen T.I.* Midnight velocity shear zone and the concept of Harang discontinuity // *J. Geophys. Res.* V. 100. P. 9539 – 9547. 1995. <https://doi.org/10.1029/95JA00228>.
- *Kunkel T., Baumjohann W., Untied J., Greenwald R.* Electric fields and currents at the Harang discontinuity: A case study // *J. Geophys. V.* 59. P. 73–86. 1986.
- *Lui A.T.Y., Perreault P.D., Akasofu S.-I., Anger C.D.* The diffuse aurora // *Planet. Space Sci.* V. 21(5). P. 857–861. 1973. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(73\)90102-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(73)90102-5)
- *Lui A.T.Y., Akasofu S.-I., Hones E.W. Jr., Bame S.J., McIlwain C.E.* Observation of the plasma sheet during a contracted oval substorm in the prolonged quiet period // *J. Geophys. Res.* V. 81 (7). P. 1415–1419. 1976. <https://doi.org/10.1029/JA081i007p01415>
- *Lyatsky, W., Cogger L.L., Jackel B., Hamza A.M., Hughes W.J., Mur D., Rasmussen O.* Substorm development as observed by Interball UV imager and 2-D magnetic array // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* V. 63. P. 1609 – 1621. 2001. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00045-1](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00045-1).
- *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>
- *Milan S.E., Boakes P.D., Hubert B.* Response of the expanding/contracting polar cap to weak and strong solar wind driving: Implications for substorm onset // *J. Geophys. Res.*, V. 113, A09215, 2008. <https://doi.org/10.1029/2008JA013340>
- *Nielsen N.E., Greenwald A.* Electron flow and visual aurora at the Harang discontinuity // *J. Geophys. Res.* V. 84. P. 4189–4200. 1979. <https://doi.org/10.1029/JA084iA08p04189>.
- *Nishida A.* Geomagnetic DP2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena // *J. Geophys. Res.* V. 73 (5). P. 1795–1803. 1968. <https://doi.org/10.1029/JA073i005p0179>
- *Oppenoorth H.J., Pellinen R.J., Maurer H., Küppers F., Heikkila W.J., Tanskanen P.* Ground-based observations of an onset of localized field-aligned currents during auroral breakup around magnetic midnight // *J. Geophys. V.* 4. P. 101–115. 1980.
- *Pytte T., McPherron R.L., Jr., Hones E.W., Wes H.I.* Multiple-satellite studies of magnetospheric substorms, III. Distinction between polar substorms and convection-driven negative ba // *J. Geophys. Res.* V. 83 (A2). P. 663–679. 1978a.
- *Pytte T., McPherron R.L., Kivelson M.G., Wes H.I. Jr., Hones E.W.* Multiple-satellite studies of magnetospheric substorms: Plasma sheet recovery and the poleward leap of auroral zone activity // *J. Geophys. Res.* V. 83. P. 5256–5268. 1978b. <https://doi.org/10.1029/JA083iA11p05256>
- *Rostoker G., Akasofu S.-I., Foster J., Greenwald R.A., Kamide Y., Kawasaki K., Lui A.T.Y., McPherron R.L., Russell C.T.* Magnetospheric substorms definitions and signatures // *J. Geophys. Res.* V. 85 (A4). P. 1663–1668. 1980.
- *Safargaleev V.V., Kozlovsky A.E., Mitrofanov V.M.* Polar substorm on 7 December 2015: preonset phenomena and features of auroral breakup // *Ann. Geophys.* V. 38 (4). P. 901–918. 2020. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-901-2020>
- *Sergeev V.A., Kubyshkina M.V., Liou K., Newell P.T., Park G., Nakamura R., Mukai T.* Substorm and convection bay compared: Auroral and magnetotail dynamics during convection bay // *J. Geophys. Res.* V. 106. P. 18,843–18,855. 2001
- *Siscoe G.L., Lotko W., Sonnerup B.U.O.* A high-latitude, low-latitude boundary layer model of the convection current system // *J. Geophys. Res.* V. 96 (A3). P. 3487. 1991. <https://doi.org/10.1029/90ja02362>
- *Tanskanen E.F.* A comprehensive high-throughput analysis of substorms observed by IMAGE magnetometer network: Years 1993–2003 examined // *J. Geophys. Res.* V. 114. P. A05204. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008JA013682>
- *Tighe W., Rostoker G.* Characteristics of westward travelling surges during magnetospheric substorms // *J. Geophys. V.* 50 (1). P. 51–67. 1981. Retrieved from <https://journal.geophysicsjournal.com/JofG/article/view/12>
- *Troshichev O.A.* Low-latitude boundary layer and generation of field-aligned currents // *Earth’s low-latitude boundary layer.* P. T. Newell, and T. Onsager (Eds.). P. 329–334. AGU. 2003. <https://doi.org/10.1029/133GM33>
- *Untiedt J., Baumjohann W.* Studies of polar current systems using the IMS Scandinavian magnetometer array //

Space Sci. Rev. V. 63. P. 245–390. 1993. <https://doi.org/10.1007/BF00750770>.

— Weygand J.M., McPherron R.L., Frey H., Amm O., Kauristie K., Viljanen A.T., Koistinen A. Relation of substorm onset to Harang discontinuity // J. Geophys. Res. V. 113. P. A04213. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007JA012537>

— Zou S., Lyons L.R., Wang C.-P., Boudouridis A., Ruohoniemi J.M., Anderson P.C., P.L. Dyson P.C., Devlin J.C. On the coupling between the Harang reversal evolution and substorm dynamics: A synthesis of SuperDARN, DMSP, and IMAGE observations // J. Geophys. Res. V. 114. P. A01205. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008JA013449>.

“Polar” Substorms and the Harang Discontinuity

N. G. Kleimenova^{1,*}, L. I. Gromova², S. V. Gromov², L. M. Malysheva¹, I. V. Despirak³

¹*Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

*e-mail: ngk1935@yandex.ru

We analyzed 214 cases of “polar” substorms on the Scandinavian meridian IMAGE, i.e. substorms recorded by magnetometers located at geomagnetic latitudes above $\sim 70^\circ$ MLAT at 19–02 MLT under magnetically quiet time in the absence of negative magnetic bays at lower latitudes. The Harang Discontinuity, which separates the westward and eastward electrojets by latitude, is a typical structure for the indicated MLT sector of the high-latitude ionosphere. The global distribution of ionospheric electrojets and the location of the Harang discontinuity during the development of “polar” substorms were studied by the maps constructed from the results of spherical harmonic analysis of the magnetic measurements on 66 simultaneous ionospheric communications satellites of the AMPERE project. Based on these maps analysis, it is shown that the instantaneous location of the equatorial boundary of the ionospheric current of a “polar” substorm determines the instantaneous location of the polar boundary of the Harang Discontinuity, and the polar boundary of the eastward electrojet determines its equatorial boundary. It has been established that the appearance of 90% of the “polar” substorms is observed simultaneously with increasing of the planetary substorm activity according to the *AL*-index and the development of a magnetospheric substorm in the post-midnight sector. At the same time, the development of the evening “polar” substorms is associated with the formation of near-midnight magnetic vortices at geomagnetic latitudes of $\sim 70^\circ$ MLAT (near the “nose” of the Harang discontinuity), indicating a sharp local enhancement of the field-aligned currents. This leads to the formation of a new substorm in the evening sector of near-polar latitudes, called a “polar” substorm with typical features of the onset of a substorm (*Pi2* geomagnetic pulsation bursts, an abrupt onset of the substorm close to the equatorial boundary of the constructed oval (the development of a “substorm current wedge” — etc.)

Keywords: magnetosphere, magnetic storm, substorm, ionospheric currents.

УДК 550.3, 550.385

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПО СПУТНИКОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ ВО ВРЕМЯ БУРИ 8–9 МАРТА 1970 г.

© 2024 г. А. А. Соловьев^{1,2, *}, И. О. Белов^{1, **}, А. В. Воробьев^{1,3, ***}, В. Н. Сергеев^{1, ****}

¹Геофизический центр РАН (ГЦ РАН), Москва, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), Москва, Россия

³Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

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

**e-mail: i.belov@gcras.ru

***e-mail: geomagnet@list.ru

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

Поступила в редакцию 18.09.2023 г.

После доработки 23.01.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Работа посвящена исследованию исторических геомагнитных спутниковых данных, зарегистрированных во время сильной магнитной бури 8–9 марта 1970 г. Помимо данных советского спутника Космос-321 в анализе использовались данные американского спутникаOGO-6, который выполнял геомагнитные измерения в то же время. Изучались вариации внешних магнитных полей, зафиксированные в спутниковых и наземных наблюдениях магнитного поля. Настоящее исследование также послужило толчком к созданию усовершенствованной программной реализации модели аврорального овала АРМ, которая позволяет восстанавливать его положение и интенсивность высыпаний как в прошлом, так и в квазиреальном времени. Идентифицированы магнитные вариации, создаваемые в околоземном пространстве различными источниками. В частности, выделены сигналы кольцевого тока, экваториального и авроральных электроджетов. Статья подчеркивает непреходящую ценность исторических данных наблюдений магнитного поля, хранящихся в центрах данных и непрерывно цифруемых силами их сотрудников.

Ключевые слова: внешнее магнитное поле, морфология возмущений, моделирование аврорального овала, спутниковые наблюдения, исторические данные.

DOI: 10.31857/S0016794024050046, EDN: QRGADL

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее детальные данные о динамике магнитного поля Земли (МПЗ), вызванной как внешними, так и внутренними источниками, обеспечиваются наблюдениями полного вектора МПЗ низкоорбитальными спутниками с высоким наклоном орбиты [Olsen et al., 2010]. Как правило, высота орбиты таких спутников варьируется от 200 до 800 км. Основная ценность таких данных состоит в полном пространственном покрытии измерениями околоземного пространства за короткий интервал времени. Первые векторные измерения геомагнитного поля появились благодаря запуску спутниковой миссии Magsat. В результате были получены ценные данные за

шестимесячный период между 1979 и 1980 гг., которые позволили впервые построить надежную модель главного МПЗ [Mandea, 2006]. В течение последующих двадцати лет спутниковые измерения такого уровня не проводились, и только с конца 1990-х годов была начата долгосрочная программа изучения МПЗ из космоса, которая длится до сих пор. На сегодняшний день спутники Swarm [Friis-Christensen et al., 2006] являются основным источником информации о динамике МПЗ космического базирования. Существуют и другие низкоорбитальные спутники, регистрирующие параметры МПЗ, однако их данные в открытом доступе отсутствуют.

До появления векторных наблюдений из космоса регистрировались только скалярные измерения полной напряженности МПЗ, которые, несомненно, также представляют большой интерес. Первый магнитометрический спутник Спутник-3 был запущен 15 мая 1958 г. [Skuridin, 1975]. В этой связи необходимо отметить большой труд исследовательских групп, направленный на оцифровку аналоговых массивов исторических данных (МЦД). Так, например, в 2020 г. сотрудниками МЦД по солнечно-земной физике в г. Москве был оцифрован ценный массив скалярных наблюдений МПЗ, которые выполнялись в рамках одних из первых геомагнитных спутниковых миссий Космос-49 (1964 г.) и Космос-321 (1970 г.) [Krasnoperov et al., 2020].

Космос-49 функционировал 11 дней в течение осени 1964 г. — этот период пришелся на минимум солнечной активности между 19 и 20 циклами [Долгинов и др., 1967]. Это обстоятельство делает данные Космоса-49 более пригодными для изучения главного МПЗ, поскольку они в меньшей степени были подвержены зашумленности от внешних полей. Так, *Dst*-индекс геомагнитной активности в течение 11 указанных дней варьировался между -20 и 15 нТл. Напомним, что этот индекс вычисляется по данным приэкваториальных магнитных обсерваторий и отражает интенсивность кольцевого магнитосферного тока, которая увеличивается во время геомагнитных бурь. Космос-321 проработал 53 дня в зимне-весенний период 1970 г., который приходился на максимум солнечной активности 20-го цикла [Долгинов и др., 1976]. Тем самым, полученные за этот период данные являются ценным материалом для изучения магнитосферных и ионосферных магнитных полей. Наоборот, для изучения главного МПЗ эти данные должны быть существенным образом отфильтрованы для очистки от сигналов внешних полей.

В этот же период, с 1965 по 1971 гг., работали американские спутники серии POGO (*Polar Orbiting Geophysical Observatory*). В частности, спутники OGO-2, OGO-4 и OGO-6 обеспечили скалярные измерения магнитного поля [Jackson and Vette, 1975], которые были использованы для построения модели Международного эталонного геомагнитного поля (IGRF) за 1965 г. [Cain et al., 1967]. Оцифрованные магнитные данные, собранные этими спутниками, доступны на веб-сайте Датского технического университета (https://www.space.dtu.dk/english/research/scientific_data_and_models/magnetic-satellites). Такие исторические данные предоставляют широкие возможно-

сти для ретроспективного анализа геомагнитного поля, от изучения отдельных геомагнитных событий до исследования динамики главного МПЗ. Очевидно, привлечение дополнительно данных наземных обсерваторий делает такой анализ более полным (см., например, [Kozyreva et al., 2019; Petrov and Krasnoperov, 2020]).

Целью данной работы является изучение отдельных сигналов внешних магнитных полей за период геомагнитной бури 8–9 марта 1970 г. Источником информации послужили оцифрованные массивы скалярных наблюдений магнитного поля, которые выполнялись спутниками Космос-321 и OGO-6. Для тех лет характерный срок работы подобных спутников составлял от нескольких недель до месяцев. Именно поэтому анализируемый материал, который представляет собой бурю, запечатленную в данных низкоорбитальных спутников, является довольно редким. При интерпретации полученных результатов дополнительно анализировались современные данные моделирования, дающие представление о конфигурации аврорального овала во время рассматриваемой бури.

2. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА БУРИ 8–9 МАРТА 1970 Г. И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Полученные спутником Космос-321 данные представляют большой интерес для изучения вариаций полей именно магнитосферного и ионосферного происхождения, поскольку за период измерений наблюдался максимум солнечной активности. Удачным образом за 53-дневный период его функционирования имела место сильная геомагнитная буря, которая произошла 8–9 марта 1970 г. Об этом свидетельствуют значения индекса геомагнитной активности *Dst*, опустившиеся до -284 нТл (рис. 1), что классифицирует указанное событие как супербурю ($Dst \leq -250$ нТл). Именно этому событию, редкому с точки зрения наличия для него спутниковых наблюдений, и посвящено настоящее исследование.

По характеру изменения *Dst* исследуемая супербуря была отнесена к типу III, т.к. *Dst* оставался отрицательным в течение более 72 часов до момента достижения своего минимального значения. Она была вызвана областью сжатия перед магнитным облаком (Sheath) — именно эта часть возмущенного потока в солнечном ветре в среднем возбуждает наиболее сильные бури [Ермолаев и др., 2007]. Связанная с этим событием солнечная вспышка класса M5.1 возникла в локации S11E09 (нумерация зон по линии калыция) активного региона 10614 [Meng et al., 2019; Formisano, 1973].

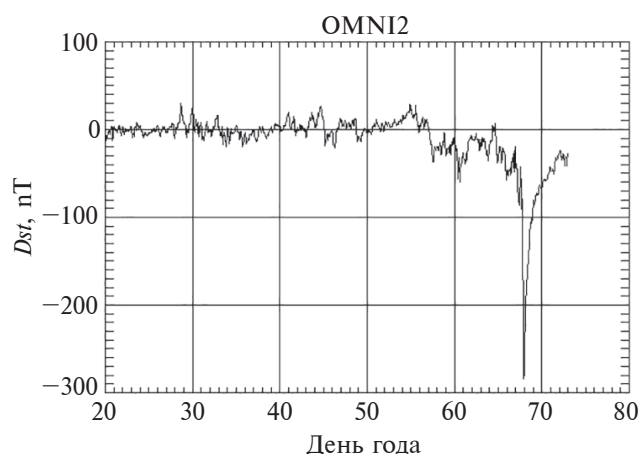


Рис. 1. Значения Dst -индекса с 20 января по 13 марта 1970 г. (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>).

Изучим более детально состояние межпланетной среды за период 6–10 марта 1970 г. Для этого обратимся к параметрам солнечного ветра (рис. 2а), регистрируемым межпланетными спутниками в точке Лагранжа $L1$, данные которых аккумулируются в системе OMNIweb (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>). Основным триггером глобальных магнитных возмущений служат отрицательные значения вертикальной компоненты B_z межпланетного магнитного поля. С 7 по 8 марта она испытывала сильные флуктуации, достигая пикового отрицательного значения -20 нТл в районе 20 UT 8 марта. Предшествовал этому резкий скачок скорости солнечного ветра V с 500 до 800 км/с около 9–11 UT того же дня. Он же привел к стремительному повышению плотности солнечного ветра n с 5 до 50 см⁻³ около 19–20 UT. Изменения всех этих параметров являются показательными предвестниками геомагнитной бури.

Для диагностики околоземного пространства привлечем к исследованию наземные данные о вариациях магнитного поля. Рассмотрим за 6–10 марта 1970 г. значения индексов геомагнитной активности, которые вычисляются по наземным наблюдениям магнитного поля, отражающие (1) уровень геомагнитной возмущенности в планетарном масштабе (Kp -индекс), (2) интенсификацию токов вдоль границ аврорального овала в субполярной зоне ионосферы (AE -индекс) и (3) интенсивность кольцевого тока (Dst -индекс) (рис. 2б). К сожалению, PC -индекс для оценки геомагнитной активности над полярной шапкой, вызванной изменениями межпланетного магнитного поля, до 1975 г. недоступен. С 6 марта наблюдался уверенный рост значений Kp -индекса с 3 баллов до 8.5 (максимальное зна-

чение Kp -индекса составляет 9 баллов), которое было достигнуто к 20–21 UT 8 марта, после чего последовали довольно резкий спад до середины 9 марта и снова всплеск до 6 баллов около 17 UT того же дня. Анализируя значения Dst -индекса можно наблюдать характерное для масштабной бури бухтообразное ослабление магнитного поля до почти -300 нТл около 22 UT 8 марта, совпадающее по времени с пиковым значением Kp -индекса. Этот период характеризует главную фазу геомагнитной бури, после которой последовала медленная фаза восстановления. На графике AE -индекса максимальный пик наблюдается около 14 UT 8 марта; следующий за ним изолированный всплеск приходится на 9 марта, в районе 17 UT. Первый пик, составляющий ~ 2300 нТл, связан с общей активизацией электромагнитных процессов в полярной шапке, а второй, достигающий ~ 900 нТл, — с активизацией суббулевой активности на фоне восстановительной фазы бури.

Согласно [Долгинов и др., 1972], за период бури 8–9 марта 1970 г. со спутника Космос-321 была получена фрагментарная информация за следующие временные интервалы:

1. 23:18 UT 8 марта — 00:44 UT 9 марта (виток 744);
2. 00:50 — 03:49 UT 9 марта (витки 745, 746);
3. 23:23 UT 9 марта — 00:49 UT 10 марта (виток 760).

Таким образом, указанная информация была получена в периоды фазы восстановления бури, релаксации токового кольца и развития отдельных суббурь. Перечисленные витки отмечены кругами на графике Dst на рис. 2б. Вместе с тем, в самих каталогах данных [Долгинов и др., 1976] наблюдения за эти периоды отсутствуют (рис. 3), возможно, по причине сбоев в их передаче со спутников. Такие сбои могли быть вызваны воздействием потока высокоэнергетических частиц, который сопровождал активизацию солнечного ветра, на бортовую электронику. Возможно, эти данные были утрачены при первичной обработке данных либо при составлении каталога. Тем не менее, данные спутника Космос-321 за весь период наблюдений имеют достаточно плотное географическое покрытие Земли и могут быть использованы при изучении глобальных токовых структур (см. рис. 3).

Однако, в [Долгинов и др., 1972] приведены полярные проекции траектории спутника за витки 744, 746 и 760 при его пересечении полярной шапки южного полушария в ночные часы по местному магнитному времени с отображением измеренной магнитной вариации и указанием по-

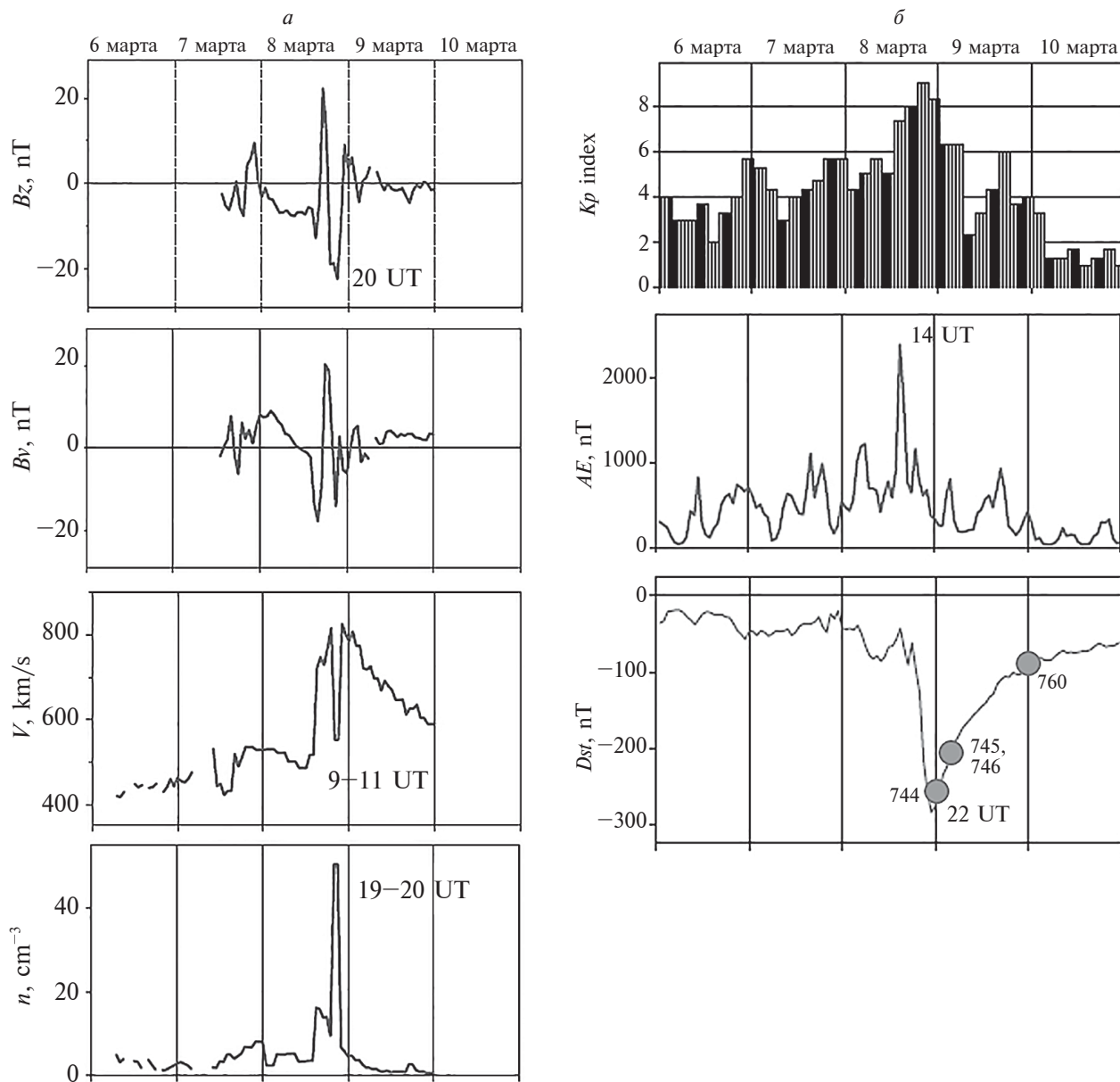


Рис. 2. Параметры межпланетного магнитного поля и солнечного ветра за 6–10 марта 1970 г.: (а) — компоненты B_z и B_y в системе координат GSE, скорость V и плотность n ; (б) — индексы геомагнитной активности K_p , AE и Dst . Кругами на графике Dst обозначены временные отметки витков 744, 745–746 и 760 спутника Космос-321.

ложения аврорального электроджета (рис. 4). Высота спутника при этом составляла 290–330 км.

Для более подробного изучения этого события с привлечением спутниковых наблюдений единственным вариантом остается использовать данные аналогичной спутниковой миссии OGO-6, выведенной на полярную орбиту в тот же период времени [Jackson and Vette, 1975]. Приполярные ионосферные токовые системы во время сильных геомагнитных возмущений имеют сложную кон-

фигурацию. Для разделения их вкладов на ночной/дневной стороне в северном/южном полушарии требуется преобразование времен отсчетов из UT в местное время (LT). Это дает возможность понять, где в каждый момент времени находился низкоорбитальный спутник с учетом его квазигелиосинхронной орбиты. Кроме того, интерес представляет только возмущенная составляющая МПЗ, т.е. его вариации относительно некоторого базового уровня. Наблюдаемое на высоте проле-

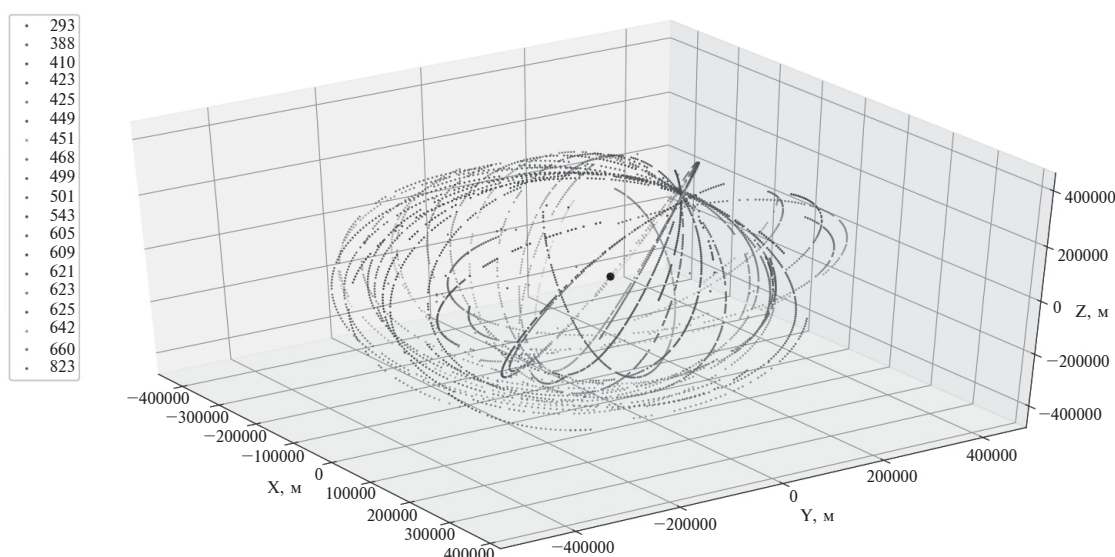


Рис. 3. Витки спутника Космос-321, данные по которым приведены в каталоге [Долгинов и др., 1976], с указанием их номеров.

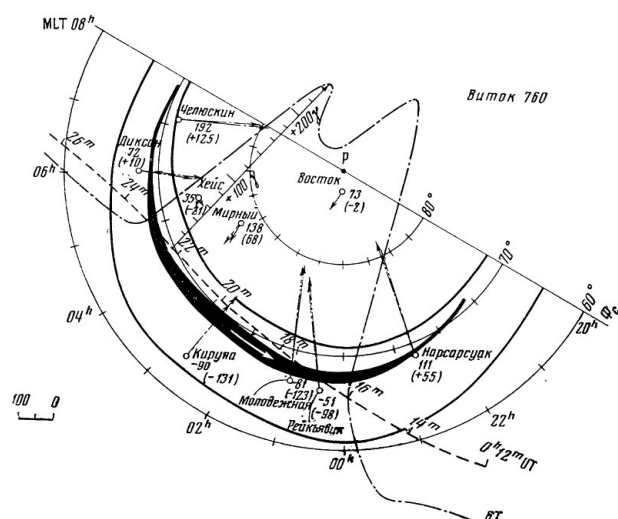


Рис. 4. Пролет спутника Космос-321 над полярной шапкой южного полушария на витке 760 в координатах “исправленная геомагнитная широта” — “местное магнитное время”. Показаны траектория движения спутника с указанием отсчетов UT, возмущенная составляющая поля δT вдоль траектории и положение аврального овала [Долгинов и др., 1972].

та спутника магнитное поле складывается из сигналов внутренних источников (литосферное и главное поля) и внешних (локализованное поле ионосферного происхождения и масштабное магнитосферное). Литосферное магнитное поле быстро затухает с увеличением расстояния от источника, поэтому на орбите спутника высотой

несколько сотен километров его сигнал достаточно слаб. Таким образом, для изучения интересных нас внешних источников необходимо из наблюдений вычесть вклад главного поля, имеющего масштабную пространственно-временную изменчивость. Для этого воспользуемся моделью IGRF [Alken et al., 2021] и рассчитаем модельные значения поля в каждой точке наблюдений. Величина dF , получившаяся в результате вычета модельных значений главного поля из наблюдаемых значений, и будет в основном содержать в себе вклад внешних источников (рис. 5).

3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ РАЗЛИЧНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Для начала рассмотрим графики dF , построенные для полного витка спутника OGO-6 за выбранные геомагнитно-спокойные периоды непосредственно до и после бури 8–9 марта 1970 г. Ниже приведем их обозначения, время UT и средние значения геомагнитных индексов и параметров солнечного ветра (СВ):

1. виток q1: 05:24–07:04 UT 6 марта, $Dst \sim -24$ нТл, $Kp \sim 3$, $AE \sim 80$ нТл, $V \sim 420$ км/с, $n \sim 4$ см⁻³ (рис. 6);
2. виток q2: 12:03–13:42 UT 10 марта, $Dst \sim -73.5$ нТл, $Kp \sim 1$, $AE \sim 32$ нТл, параметры СВ недоступны (рис. 7).

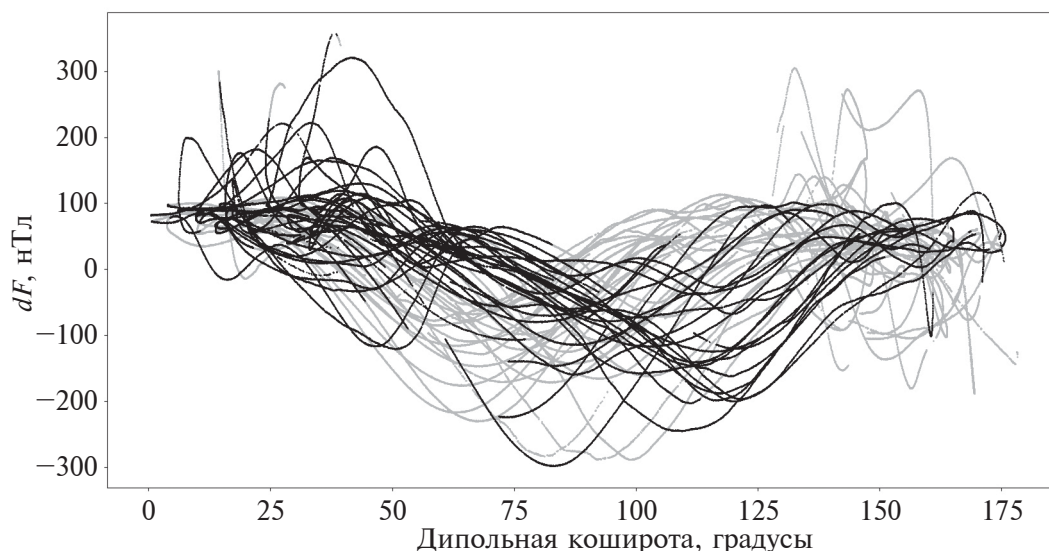


Рис. 5. Изменчивость возмущенной составляющей поля dF за период с 00:00 UT 8 марта по 23:59 UT 9 марта 1970 г. Черным обозначены пролеты на ночной стороне, серым — на дневной.

За период 6–10 марта 1970 г. орбита спутника проходила через утренний и вечерний пояса местного времени. При анализе dF за период пониженной магнитной активности отчетливо прослеживается сигнал экваториального электроджета, который представляет собой токовую систему, текущую в ионосфере на высоте около 108 км вдоль геомагнитного экватора и наиболее отчетливо проявляющуюся в районе местного полудня [Lühr et al., 2004; Yamazaki and Maute, 2017]. Этот ток генерируется в результате динамо-процесса, а порождаемое им электрическое поле дополнительно ответственно за вертикальный плазменный фонтан и аномалию экваториальной ионизации в низких широтах. Таким образом, магнитные измерения экваториального электроджета позволяют изучать движение плазмы в низких широтах в областях E и F ионосферы. Эта токовая система проявляется в виде снижения напряженности магнитного поля над ионосферой на несколько десятков нТл. Резкий отрицательный пик этой аномалии очень близок к положению геомагнитного экватора. В случае витка q1 он приходится на 6° N в утреннем секторе, достигая -50 нТл, и 0° в вечернем секторе, достигая -40 нТл. В случае витка q2 пику соответствуют еще меньшие значения напряженности поля. В утреннем секторе он приходится на $\sim 0^\circ$, достигая -65 нТл, а в вечернем секторе — на 6° N, достигая -75 нТл. Это обусловлено тем, что на витке q2 спутник находился во время восстановительной фазы бури 8–9 марта 1970 г., в течение которой, несмотря на общий спад геомагнитной

активности ($Kp \sim 1$), более масштабный кольцевой ток магнитосферы по-прежнему был достаточно силен ($Dst \sim -73.5$ нТл по сравнению с $Dst \sim -24$ нТл для витка q1) и вносил свой вклад в наблюдения. Это также приводит к широтному “размыванию” соответствующей аномалии, что делает пик менее четким.

Сигнал экваториального электроджета, обнаруженный при пролетах спутника над всеми долготными секторами экватора на дневной стороне, среди прочего, может быть использован для точного определения положения всего геомагнитного экватора на высоте ионосферы. В свою очередь, эта информация является крайне полезной для минимизации так называемого “эффекта Бакуса” [Khokhlov et al., 1997] при построении точных моделей главного МПЗ только по скалярным данным [Holme et al., 2005].

Для изучения геомагнитных возмущений во время бури 8–9 марта 1970 г. нами были отобраны данные полных витков спутника OGO-6, которые по времени максимально соответствовали виткам 744, 745, 746 и 760 спутника Космос-321. Обозначим эти витки спутника OGO-6, соответственно, d1, d2, d3, d4. Далее по ним были построены графики dF (рис. 8). В отличие от данных, полученных за витки q1 и q2, в данном случае пиковые значения dF по модулю составляют сотни нТл. Так, в области приэкваториальных широт dF опускается до отметки почти -300 нТл, что связано с депрессией магнитного поля в результате усиления кольцевого тока магнитосферы, которое

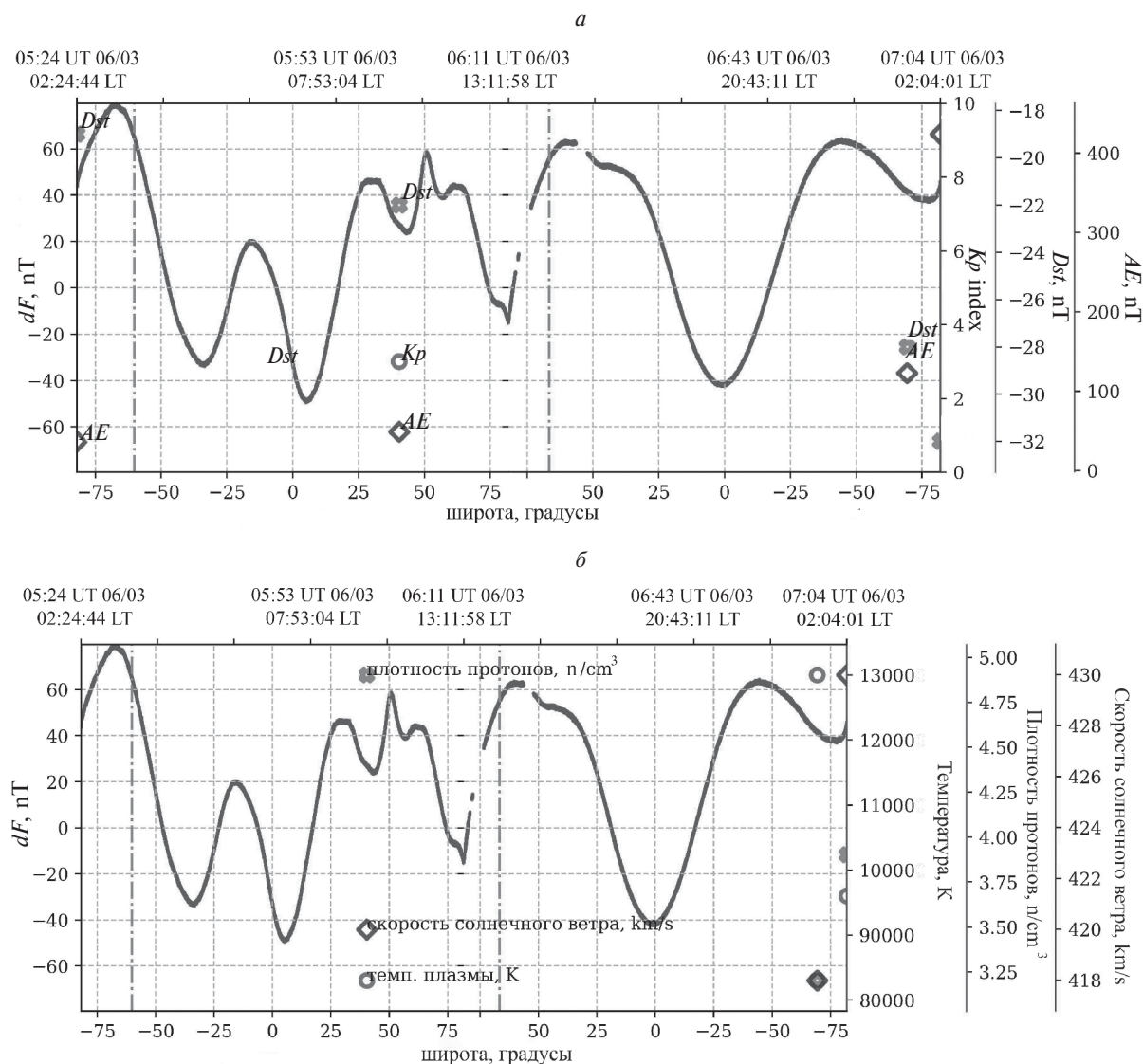


Рис. 6. Характер изменения возмущенной составляющей поля dF за виток q1 по данным спутника OGO-6 с дополнительными параметрами: (а) — ромбом отмечены значения индекса AE (временное разрешение исходных данных — 1 час), кругом отмечен индекс Kp (разрешение исходных данных — 3 часа), крестиком отмечен индекс Dst (разрешение исходных данных — 1 час); (б) — ромбом отмечены значения скорости солнечного ветра, кругом — температуры плазмы, крестиком — плотности протонов (разрешение всех этих данных — 1 час). Легенда и шкала по дополнительным параметрам находятся справа от графика. Вертикальные пунктирные линии отмечают место пересечения условного терминатора (смены дневной стороны на ночную и наоборот).

сопровождает главную фазу бури. Те же значения мы можем наблюдать на графике Dst -индекса (см. рис. 2б). В области высоких широт значения dF достигают 300 нТл из-за активизации электромагнитных процессов в полярной ионосфере в результате магнитосферно-ионосферного взаимодействия.

Отдельного внимания заслуживают данные, полученные за виток d4 (22:48 UT 9 марта —

00:17 UT 10 марта) сразу после активизации суббуревой активности, пик которой пришелся на ~17 UT 9 марта ($Kp \sim 6$, $AE \sim 900$ нТл). С 23:26 UT по 23:45 UT 9 марта спутник как раз пересекал полярную шапку северного полушария, перемещаясь с утреннего сектора на вечерний. На графике dF на соответствующих широтах наблюдается схожая морфология геомагнитных возмущений, как и в аналогичных данных спутника Космос-321 за виток 760, полученных примерно

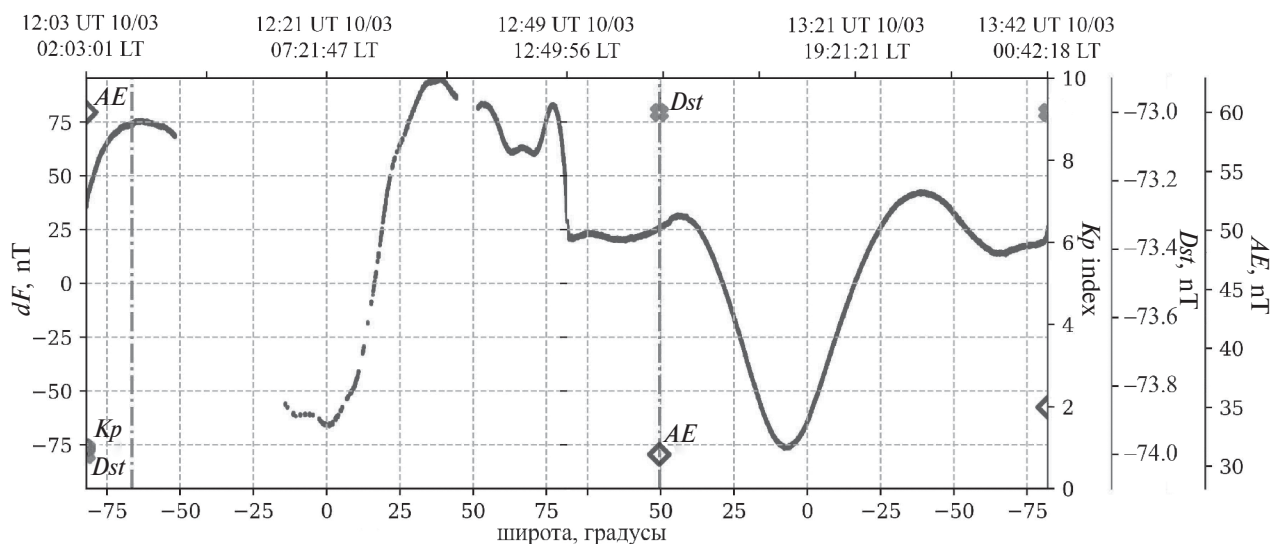


Рис. 7. Характер изменения возмущенной составляющей поля dF за виток q2 по данным спутника OGO-6. Обозначения аналогичны рис. 6a.

в это же время, с 00:12 UT по 00:26 UT 10 марта, при пересечении спутником южной полярной шапки (рис. 4, данные приведены в [Долгинов и др., 1972]). Эти данные соответствуют фазе затухания суббуревой активности ($AE \sim 350$ нТл). В этот период кольцевой ток ослаб ($Dst \sim -90$ нТл) и заметная асимметрия отсутствует, что позволяет более точно выделить эффекты полярных электроджетов.

Для более детального анализа локализованных возмущений магнитного поля в полярной области за виток d4 необходима информация о пространственной конфигурации аврорального ова-

ла в момент его пересечения спутником. Для этих целей была разработана современная программная реализация модели авроральных высыпаний APM (*Auroral Precipitation Model*) [Vorobjev et al., 2013], позволяющая восстанавливать конфигурацию аврорального овала с шагом дискретизации по времени 1 час начиная с конца 1960-х гг. Полученный продукт, являющийся логичной эволюцией исходной модели, ориентирован на модернизацию подхода к представлению результатов моделирования, управление слоями и создание новой интерактивной веб-платформы, которая позволяет интегрировать и сопоставлять между

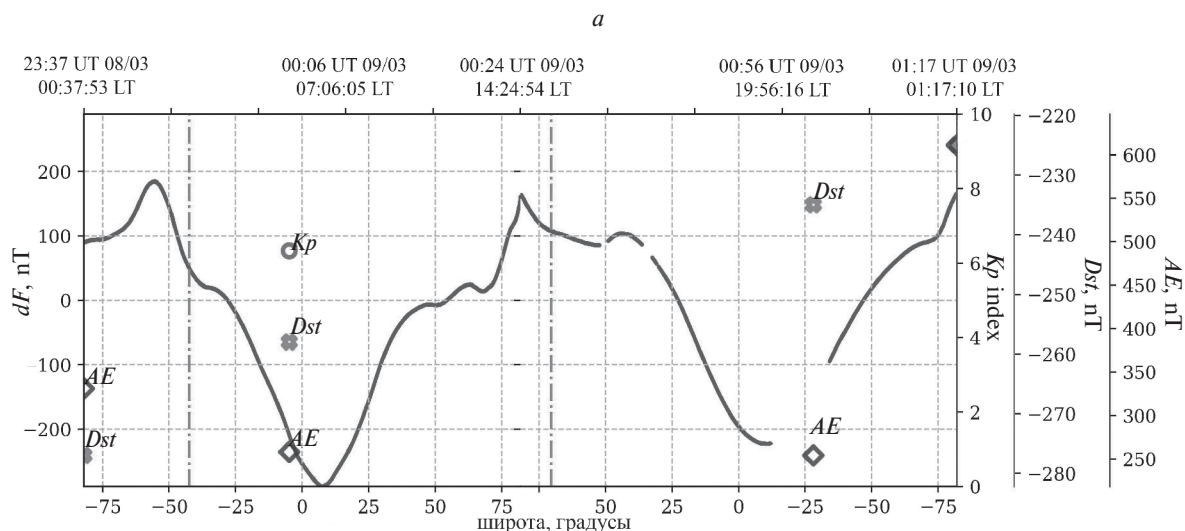


Рис. 8. Характер изменения возмущенной составляющей поля dF по данным спутника OGO-6: (a) — за виток d1

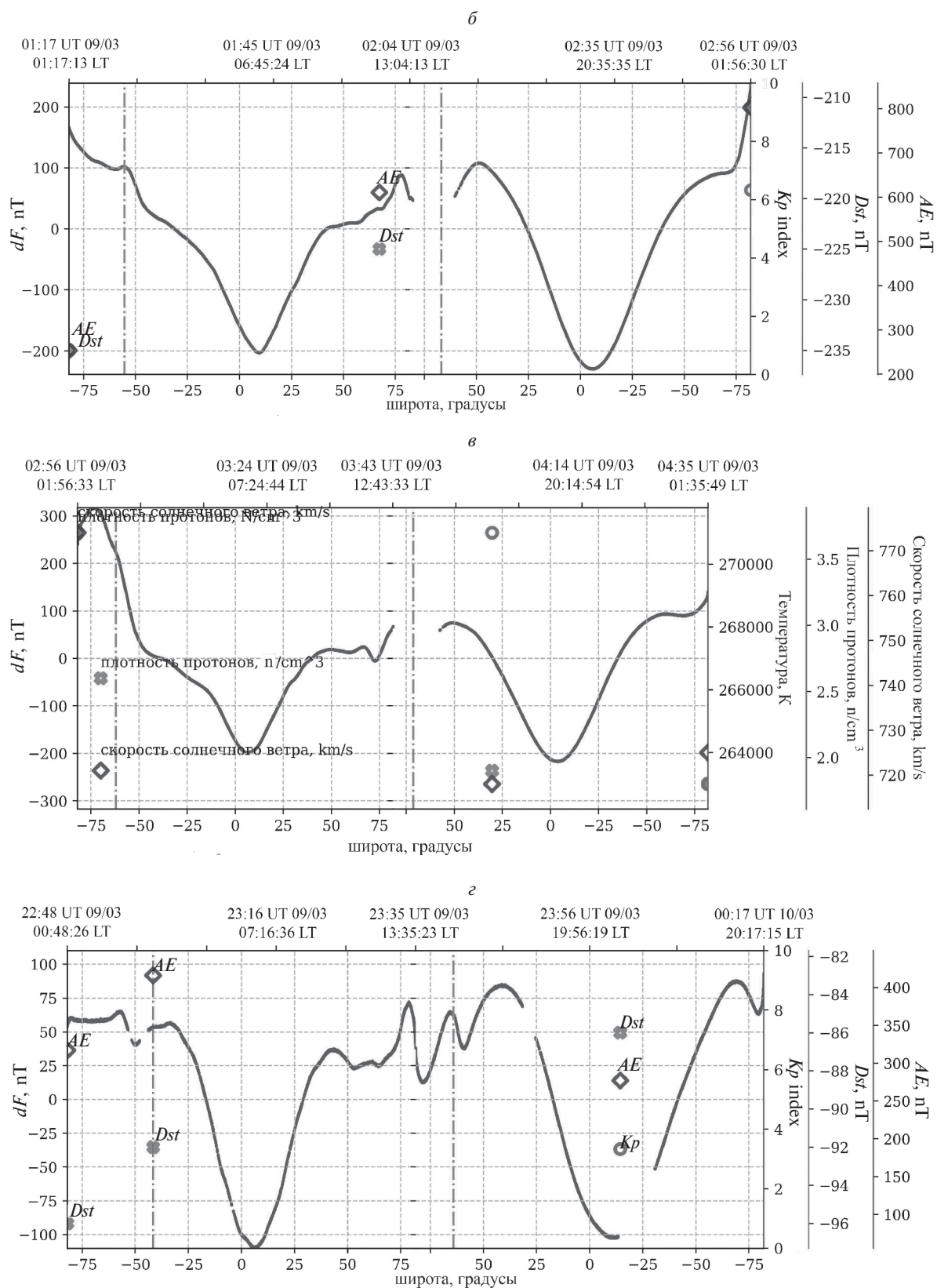


Рис. 8 (продолжение). Характер изменения возмущенной составляющей поля dF по данным спутника OGO-6: (б) — за виток d2, (в) — за виток d3, (г) — за виток d4. Обозначения аналогичны рис. 6.

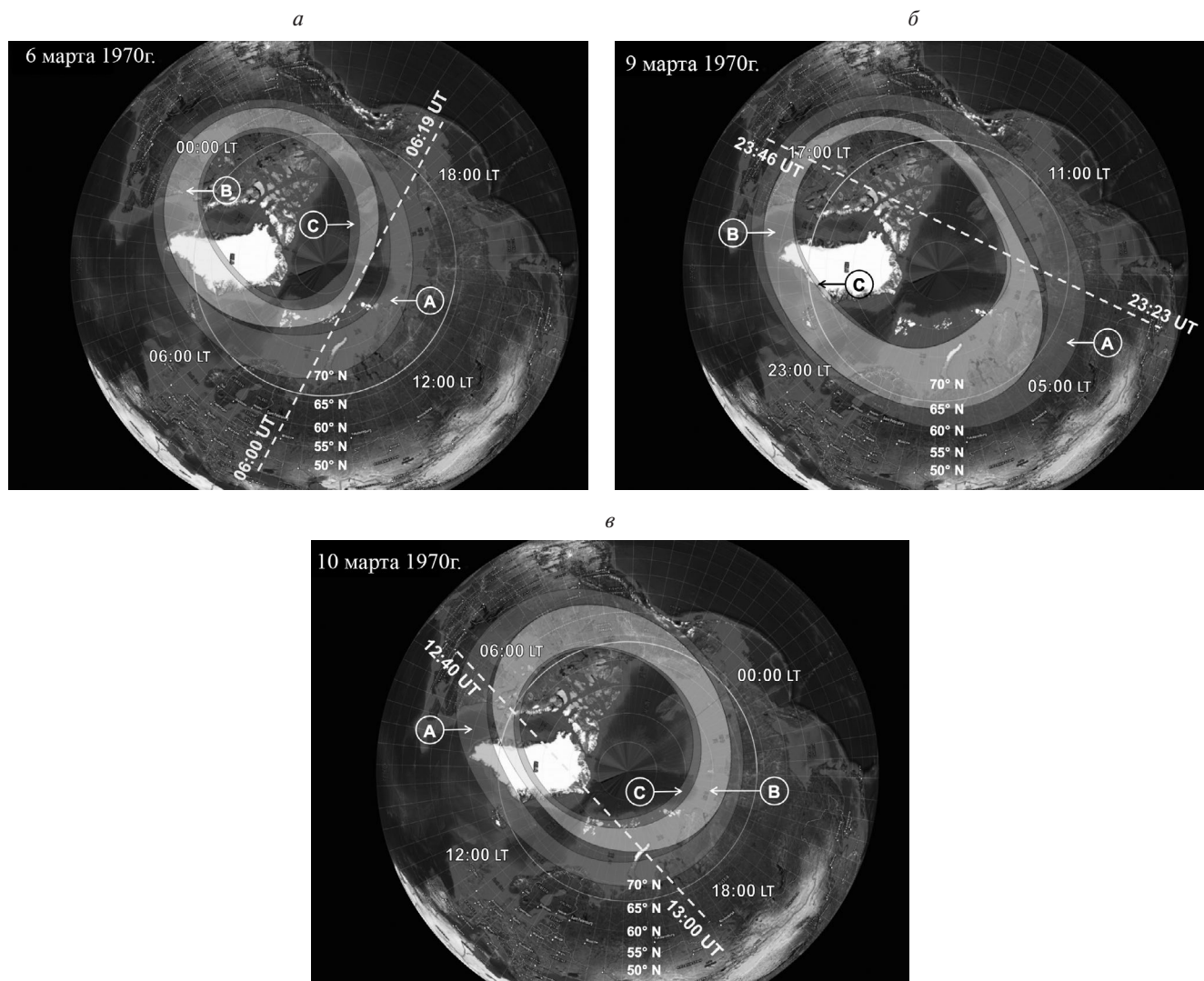


Рис. 9. Области диффузных высыпаний (А), аврального овала (В) и мягких диффузных высыпаний (С): (а) — на 06:00 UT 6 марта 1970 г. (~виток q1), (б) — на 23:00 UT 9 марта 1970 г. (~виток d4), (в) — на 12:00 UT 10 марта 1970 г. (~виток q2). Пунктирной линией показаны фрагменты траекторий спутника при пересечении полярной области и указаны временные отметки UT на их концах. Карты приведены в координатах “географическая широта”–“местное время”. Карты построены согласно усовершенствованной программной реализации модели авральных высыпаний АРМ.

собой различные модели овала, что повышает эффективность интерпретации результатов моделирования. Кроме этого, разработанная новая виртуальная модель обеспечивает автоматизированное построение зон авральных высыпаний в соответствии с моделью АРМ в режиме квази-реального времени (т.е. на момент поступления актуальных исходных данных).

Исходная же модель АРМ была сформирована по базе данных о геомагнитной активности, представленных значениями Dst - и AL -индекса, которые были получены в результате прямых наблю-

дений характеристик высыпающихся частиц спутниками серии DMSP. Модель позволяет выделять следующие авральные области с различными характеристиками высыпающихся частиц: диффузная авральная зона, авральный овал и мягкие диффузные высыпания. Диффузная авральная зона (DAZ) — область диффузных осадков, расположенная к экватору от аврального овала и пространственно совпадающая с зоной диффузных полярных сияний. Авральный овал (AOP) — область структурированных высыпаний, экваториальная граница которой пространственно совпадает с экваториальной грани-

цей овала дискретных авроральных форм. Мягкие диффузные высыпания (SDP) — область мягких диффузных осадков к полюсу от области АОР. На рис. 9 представлены карты в полярной проекции, отражающие морфологию и границы аврорального овала до, во время и после бури 8–9 марта 1970 г.:

1. 06:00 UT 6 марта (~ виток q1);
2. 23:00 UT 9 марта (~ виток d4);
3. 12:00 UT 10 марта (~ виток q2).

Стремительный рост возмущенности dF в районе 70° N на восходящей траектории спутника на витке d4 (рис. 8з) соответствует пересечению экваториальной границы электроджета в районе 07:30 LT при движении спутника к полюсу (рис. 9б). При этом максимум плотности электроджета (два пика dF в районе 80° N и 65° N на рис. 8з) располагается ближе к приполюсной границе овала, которую спутник пересек дважды (рис. 9б). Спад локализованных возмущений dF в районе 60° N на нисходящей траектории спутника соответствует повторному пересечению экваториальной границы полярного электроджета. Во время витка q1, который предшествовал магнитной буре, геомагнитная активность была минимальной, что отразилось на наиболее сжатой области аврорального овала (рис. 9а). Во время витка q2, который пришелся на заключительную фазу бури, область аврорального овала несколько расширена (рис. 9в) ввиду остаточных эффектов геомагнитной активности. Им соответствуют все еще повышенные по модулю значения Dst -индекса и сохраняющиеся небольшие флуктуации AE -индекса.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Несомненно, наземные наблюдения магнитного поля крайне важны и ценны, в первую очередь, благодаря длительности и непрерывности наблюдений, а также фиксированному положению обсерваторий на земной поверхности (для отдельных исследований это имеет решающее значение) [Соловьев, 2023; Love and Chulliat, 2013]. Однако, спутниковые данные также имеют ряд преимуществ, чем эффективно дополняют наземные наблюдения. Например, момент пересечения интересующих границ изменчивых токовых структур в ионосфере в заданном интервале времени наиболее точно детектируется именно по спутниковым данным — в этот интервал наземный пункт может находиться далеко от исследуемого региона, в то время как низкоорбитальный спутник совершает полный виток примерно за 1.5 часа. Спутниковые данные также являются основным источником информации о плотности

продольных токов. За счет глобального покрытия спутниковые наблюдения наилучшим образом описывают динамику главного МПЗ.

Результаты изучения морфологии геомагнитной активности по спутниковым данным дают все основания связать большие пространственные градиенты возмущенной составляющей магнитного поля, наблюдаемые только в высоких широтах, с сигналами полярных электроджетов и границами аврорального овала. Это дает возможность определения положения полярного электроджета, которое качественно удовлетворяет наблюдаемым вариациям магнитного поля по спутниковым данным. В целом, наблюдается высокая корреляция между возмущенностью МПЗ, рассчитанной по спутниковым данным, параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля и индексами геомагнитной активности, которые вычисляются по данным наземных обсерваторий. В частности, в спутниковых данных хорошо идентифицируются депрессия магнитного поля в результате усиления кольцевого тока магнитосферы, фокус экваториального электроджета и токовые системы, сопутствующие активизации электромагнитных процессов в полярной ионосфере в результате магнитосферно-ионосферного взаимодействия.

Сигнал экваториального электроджета, обнаруженный при пролетах спутника над всеми долготными секторами экватора на дневной стороне, может быть использован для точного определения положения геомагнитного экватора на высоте ионосферы. В свою очередь, эта информация может быть использована для минимизации так называемого “эффекта Бакуса” при построении точных моделей главного МПЗ только по скалярным данным. Все эти обстоятельства подтверждают высокую ценность скалярных наблюдений МПЗ спутникового базирования при отсутствии векторных данных, а также демонстрируют высокую эффективность использования измерений, полученных более полувека назад.

Исторические спутниковые данные предоставляют широкие возможности не только для ретроспективного анализа отдельных геомагнитных бурь, но также позволяют проводить ретроспективную верификацию исторических моделей главного МПЗ, базирующихся в основном на данных наземных наблюдений. При должном учете “эффекта Бакуса”, связанного с неоднозначным восстановлением полного вектора МПЗ в результате инверсии только скалярных наблюдений [Stern and Bredekamp, 1975], такие данные также позволяют строить глобальные аналитические модели МПЗ [Soloviev and Peregoudov, 2022].

В результате, с привлечением дополнительно данных наземных обсерваторий, появляется возможность получения более точной оценки прогнозов векового хода согласно разным моделям.

5. ВЫВОДЫ

Благодаря усилиям [Krasnoperov et al., 2020] впервые появился доступ к цифровым массивам исторических спутниковых наблюдений полной напряженности МПЗ за 1964 г. (Космос-49) и 1970 г. (Космос-321) и появилась возможность их всестороннего анализа. На сегодня эти данные наряду с наблюдениями спутников серии OGO представляют собой самые ранние спутниковые наблюдения геомагнитного поля, доступные в цифровом формате. В работе представлен анализ сильной геомагнитной бури 8–9 марта 1970 г. по скалярным данным, полученным за этот период спутниковыми миссиями Космос-321 и OGO-6. С учетом непродолжительного срока активного существования подобных спутников того времени рассматриваемые данные, запечатлевшие сильную бурю на фазе максимума 20-го цикла солнечной активности, являются уникальными. По этим данным был отчетливо выделен сигнал экваториального электроджета в виде резкого отрицательного пика возмущенной составляющей полной напряженности поля (dF) вблизи геомагнитного экватора. Во время главной фазы бури в области приэкваториальных широт значения dF опускались до ~ -300 нТл и соответствовали пиковому значению Dst -индекса, тем самым, отражая усиление кольцевого тока магнитосферы.

Точные знания о конфигурации аврорального овала на момент пересечения спутником полярной области дают возможность более детального анализа локализованных возмущений магнитного поля на высоких широтах. Для этих целей была разработана современная программная реализация модели авроральных высыпаний АРМ, позволяющая восстанавливать структуру авроральных высыпаний. Разработанный продукт обеспечивает автоматизированное построение зон авроральных высыпаний в соответствие с моделью АРМ в режиме квазиреального времени. По аналогичной парадигме ранее был реализован сервис прогноза полярных сияний (<https://auroga-forecast.ru/>) (с 4 августа 2020 г. по настоящее время) на базе модели OVATION Prime [Newell et al., 2014], который был хорошо воспринят широким кругом научной общественности [Воробьев и др., 2020, 2022; Vorobev et al., 2020, 2023]. Модель АРМ в данном случае прошла тот

же путь, в результате чего на ее базе была построена новая виртуальная модель авроральных высыпаний. С использованием разработанной системы были определены пересечения спутником OGO-6 экваториальной и полярной границ аврорального овала после активизации суббуревой активности, в результате чего были выделены более точно эффекты полярных электроджетов по спутниковым данным.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность сотрудникам Полярного геофизического института, а именно д.ф.-м.н. Воробьеву В.Г. и к.ф.-м.н. Ягодкиной О.И., результаты многолетних исследований которых позволили разработать и использовать в настоящем исследовании продвинутую версию модели авроральных высыпаний. Авторы также благодарны рецензентам за детальное изучение рукописи и полезные замечания. В работе использовались данные и сервисы ЦКП “Аналитический центр геомагнитных данных” Геофизического центра РАН (<https://ckp.gcras.ru/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках государственных заданий ГЦ РАН (Белов И.О., Воробьев А.В. и Сергеев В.Н.) и ИФЗ РАН (Соловьев А.А.), утвержденных Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Воробьев А.В., Пилипенко В.А., Решетников А.Г., Воробьева Г.Р., Белов М.Д. Веб-ориентированная визуализация геофизических параметров в области аврорального овала // Научная визуализация. Т. 12. № 3. С. 108–118. 2020. <https://doi.org/10.26583/sv.12.3.10>
- Воробьев А.В., Соловьев А.А., Пилипенко В.А., Воробьева Г.Р. Интерактивная компьютерная модель для прогноза и анализа полярных сияний // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 2. С. 93–100. 2022. <https://doi.org/10.12737/szf-82202213>
- Долгинов Ш.Ш., Жигалов Л.Н., Струнникова Л.В., Фельдштейн Я.И., Черевко Т.Н., Шарова В.А. Магнитная буря 8–10 марта 1970 г. по наблюдениям на спутнике “Космос-321” и на поверхности Земли. I. Морфология возмущения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 12. № 6. С. 1046–1058. 1972.
- Долгинов Ш.Ш., Козлов А.Н., Колесова В.И. и др. Каталог измеренных и вычисленных значений модуля напряженности геомагнитного поля вдоль орбит спутника “Космос-321”. М.: Наука, 179 с. 1976.
- Долгинов Ш.Ш., Наливайко В.И., Тюрмин А.В., Чинчевой М.М., Бродская Р.Е., Злотин Г.Н., Кикнадзе И.Н., Тюрмина Л.О. Каталог измеренных и вычисленных значений модуля напряженности геомагнитного поля

вдоль орбит спутника “Космос-49”. 24 октября – 4 ноября. Ред. В.П. Орлов. М.: ИЗМИРАН (в 3-х томах). 1967.

– Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю., Лодкина И.Г., Николаева Н.С. Статистическое исследование гелиосферных условий, приводящих к магнитным бурям // Космич. исслед. Т. 45. № 1. С. 3–11. 2007. <https://doi.org/10.1134/S0010952507010017>

– Соловьев А.А. Некоторые задачи геомагнетизма, решаемые по данным наземных и спутниковых наблюдений // Геология и геофизика. Т. 64. № 9. С. 1330–1356. 2023. <https://doi.org/10.15372/GiG2023112>

– Alken P., Thébaud E., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth, Planets and Space. V. 73. № 49. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>

– Cain J.C., Hendricks S.J., Hudson W.V., Langel R.A. A proposed model for the international geomagnetic reference field-1965 // J. Geomagn. Geoelectr. V. 19. № 4. P. 335–355. 1967. <https://doi.org/10.5636/jgg.19.335>

– Formisano V. On the March 7–8, 1970, event // J. Geophys. Res.:Space Physics. V. 78. № 7. P. 1198–1202. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i007p01198>

– Friis-Christensen E., Lühr H., Hulot G. Swarm: A constellation to study the Earth’s magnetic field // Earth, Planets and Space. V. 58. № 4. P. 351–358. 2006. <https://doi.org/10.1186/BF03351933>

– Holme R., James M.A., Lühr H. Magnetic field modelling from scalar-only data: Resolving the Backus effect with the equatorial electrojet // Earth, Planets and Space. V. 57. № 12. P. 1203–1209. 2005. <https://doi.org/10.1186/BF03351905>

– Jackson J.E., Vette J.I. OGO Program Summary. Washington, D.C., USA: NASA, 330 p. 1975.

– Khokhlov A., Hulot G., Le Mouél J.-L. On the Backus effect—I // Geophys. J. Int. V. 130. № 3. P. 701–703. 1997. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb01864.x>

– Kozyreva O.V., Pilipenko V.A., Soloviev A.A., Engebretson M. J. Virtual magnetograms - a tool for the study of geomagnetic response to the solar wind/IMF driving // Russ. J. Earth Sci. V. 19. № 2. 2019. <https://doi.org/10.2205/2019ES000654>

– Krasnoperov R., Peregoudov D., Lukianova R., Soloviev A., Dzeboev B. Early Soviet satellite magnetic field measurements in the years 1964 and 1970 // Earth Syst. Sci. Data. V. 12. № 1. P. 555–561. 2020. <https://doi.org/10.5194/essd-12-555-2020>

– Love J.J., Chulliat A. An international network of magnetic observatories // Eos. V. 94. № 42. P. 373–374. 2013. <https://doi.org/10.1002/2013EO420001>

– Lühr H., Maus S., Rother M. Noon-time equatorial electrojet: its spatial features as determined by the CHAMP satellite // J. Geophys. Res. V. 109. № A1. 2004. <https://doi.org/10.1029/2002JA009656>

– Manda M. Magnetic satellite missions: where have we been and where are we going? // Cr. Geoscience. V. 338. № 14–15. P. 1002–1011. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.crte.2006.05.011>

– Meng X., Tsurutani B.T., Mannucci A.J. The solar and interplanetary causes of superstorms (minimum Dst $\leq$ –250 nT) during the space age // J. of Geophys. Res.: Space Physics. V. 124. № 6. P. 3926–3948. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018JA026425>

– Newell P.T., Liou K., Zhang Y., Sotirelis T., Paxton L.J., Mitchell E. J. OVATION Prime-2013: Extension of auroral precipitation model to higher disturbance levels // Space Weather. V. 12. № 6. P. 368–379. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014SW001056>

– Olsen N., Hulot G., Sabaka T.J. Measuring the Earth’s Magnetic Field from Space: Concepts of Past, Present and Future Missions // Space Sci. Rev. V. 155. P. 65–93. 2010. <https://doi.org/10.1007/s11214-010-9676-5>

– Petrov V.G., Krasnoperov R.I. The aspects of K-index calculation at Russian Geomagnetic Observatories // Russ. J. Earth Sci. V. 20. № 6. 2020. <https://doi.org/10.2205/2020ES000724>

– Skuridin G.A. Mastery of outer space in the USSR, 1957–1967 (translation of “Osvoeniye kosmicheskogo Prostranstva v SSSR, 1957–1967”, Moscow, “Nauka” Press, 1971). Washington, D.C., USA: NASA. 1975.

– Soloviev A.A., Peregoudov D.V. Verification of the geomagnetic field models using historical satellite measurements obtained in 1964 and 1970 // Earth, Planets and Space. V. 74. № 187. 2022. <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01749-5>

– Stern D.P., Bredekamp J.H. Error enhancement in geomagnetic models derived from scalar data // J. Geophys. Res. V. 80. № 13. P. 1776–1782. 1975. <https://doi.org/10.1029/JA080i013p01776>

– Vorobev A.V., Pilipenko V.A., Krasnoperov R.I., Vorobeva G.R., Lorentzen D.A. Short-term forecast of the auroral oval position on the basis of the “virtual globe” technology // Russ. J. Earth Sci. V. 20. № 6. 2020. <https://doi.org/10.2205/2020ES000721>

– Vorobev A.V., Soloviev A.A., Pilipenko V.A., Vorobeva G.R. Internet application for interactive visualization of geophysical and space data: approach, architecture, technologies // Journal of the Earth and Space Physics. V. 48. № 4. P. 151–160. 2023. <https://doi.org/10.22059/jesphys.2023.350281.1007467>

– Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atmos. Sol.- Terr. Phys. V. 102. P. 157–171. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.007>

– Yamazaki Y., Maute A. Sq and EEJ – A Review on the Daily Variation of the Geomagnetic Field Caused by Ionospheric Dynamo Currents // Space Sci. Rev. V. 206. P. 299–405. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0282-z>

Study of Geomagnetic Disturbances from Satellite Data in Magnetic Storm on 8–9 March 1970

A. A. Soloviev^{1, 2, *}, I. O. Belov^{1, **}, A. V. Vorobev^{1, 3, ***}, V. N. Sergeyev^{1, ****}

¹*Geophysical Center RAS,*

²*Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,*

³*Ufa University of Science and Technology*

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

***e-mail: i.belov@gcras.ru*

****e-mail: geomagnet@list.ru*

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

In this study, we consider historical geomagnetic satellite data obtained during a strong magnetic storm on March 8–9, 1970. In addition to the data of the Soviet satellite Kosmos-321, data from the American satellite OGO-6, which performed geomagnetic measurements at the same time, were used. We analyzed time variations of external magnetic fields recorded in satellite and ground-based observations of the magnetic field. The research also gave impetus to the creation of the improved software implementation of the auroral oval model APM, which enables reconstruction of its position and precipitation intensity in both the past and near real time. The magnetic variations originating in the near-Earth space from various sources were identified. In particular, we revealed the signatures of the storm-time ring current and equatorial and auroral electrojets. The paper highlights the enduring value of historical data of magnetic field observations stored in data centers and continuously digitized by their staff.

Keywords: external magnetic field, disturbance morphology, auroral oval modelling, satellite observations, historical data.

ТРЕНДЫ ИОНОСФЕРНЫХ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. М.Г. Деминов*

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

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 22.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Представлены первые результаты выделения трендов средних за год ионосферных индексов ΔIG_{12} и ΔT_{12} , которые получены после исключения из IG_{12} и T_{12} зависимости этих индексов от индексов солнечной активности. В данном случае индексами солнечной активности являются $F10$ и $F30$ — потоки радиоизлучения Солнца на 10.7 и 30 см. Получено, что для интервала 1957–2023 гг. все анализируемые линейные тренды отрицательны, т.е. величины ΔIG_{12} и ΔT_{12} уменьшаются со временем, и эти тренды значимы. По абсолютной величине они максимальны для ΔIG_{12} с учетом зависимости IG_{12} от $F10_{12}$ и минимальны для ΔT_{12} с учетом зависимости T_{12} от $F30_{12}$. Учет нелинейности трендов показывает, что, например, после 2010 г. они усилились. Представлены соотношения, которые позволяют по данным трендов ионосферных индексов (ΔIG_{12} или ΔT_{12}) судить о характере тренда $\Delta foF2$ над конкретным пунктом. Для этого по модели IRI для $foF2$ получен коэффициент, который дает связь между трендами ионосферного индекса и $\Delta foF2$ над данным пунктом. На основе сопоставления с экспериментальными данными на средних широтах получено, что тренды ионосферных индексов позволяют правильно определить знак тренда $\Delta foF2$ и общую тенденцию изменения этого тренда, но вычисленная величина тренда над конкретным пунктом может заметно отличаться от экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0016794024050052, EDN: QQZLRQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Тренды (долговременные тенденции изменения) критической частоты ионосферного слоя $F2$, $foF2$, обсуждались неоднократно как один из возможных индикаторов изменения климата средней и верхней атмосферы (см., например, недавние обзоры [Данилов и Константинова, 2020; Laštovička, 2022]).

Для выделения таких трендов необходимо учесть гораздо более сильные зависимости $foF2$ от крайнего ультрафиолетового (EUV) излучения Солнца как источника ионизации и нагрева термосферы. В качестве индикатора EUV-излучения Солнца используют различные индексы солнечной активности, включая потоки радиоизлучения Солнца на длинах волн 10.7 см ($F10$) и 30 см ($F30$). Результаты анализа данных $foF2$ для интервалов времени около 20–30 лет показали, что индекс $F30$ является более точным индикатором солнечной активности, чем $F10$ [Danilov and Berbeneva, 2023; Laštovička and Burešova, 2023; Laštovička, 2024]. Это может потребовать пересмотра ряда

моделей ионосферы и термосферы, поскольку индекс $F10$ является наиболее часто используемым индикатором солнечной активности для таких моделей.

Дополнительную косвенную информацию о трендах $foF2$ можно получить на основе анализа ионосферных индексов солнечной активности IG и T . Индексы T и IG построены по экспериментальным данным медиан $foF2$ ряда ионосферных станций для замены солнечных индексов в эмпирических моделях с целью обеспечения минимальных ошибок вычисления $foF2$ по этим моделям [Liu et al., 1983; Caruana, 1990]. Например, индексы IG или T являются входным параметром модели IRI [Bilitza, 2018] для замены индекса Rz в уравнении для медианы $foF2$

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

где Rz — международное число солнечных пятен (прежняя версия, которая включает классический Цюрихский ряд данных), a_0 и a_1 — коэффициенты, которые определяются на основе карт

ITU-R для данного пункта, месяца года и мирового времени [Jones and Gallet, 1962, 1965]. Уравнение (1) позволяет получить глобальное распределение $foF2$ для данного R_z , месяца года и мирового времени. Подстановка, например, IG в уравнение (1) вместо R_z обычно дает более точное глобальное распределение медианы $foF2$ для данного месяца данного года и мирового времени, поскольку ионосферные индексы основаны на измерениях $foF2$ в эту дату. В данном случае с помощью ионосферных индексов косвенно учтены тренды $foF2$ и зависимости $foF2$ от геомагнитной активности. Учет зависимости IG от индекса солнечной активности, например $F10$, позволяет выделить тренд IG , который является средней (глобальной) характеристикой этого тренда.

Целью данной работы было первое выделение трендов ионосферных индексов IG и T после учета их зависимостей от индексов солнечной активности $F10$ и $F30$. Для этого использованы скользящие средние за год значения этих индексов, центрированные на данный месяц, в интервале от 01.1957 до 06.2023 гг., который для краткости будем обозначать как интервал 1957–2023 гг.

2. ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Исходными для анализа были средние за месяц ионосферные и солнечные индексы активности T , IG , $F10$ и $F30$. Индекс T построен по данным медиан $foF2$ во все часы мирового времени для каждой из ионосферных станций, выбранных для анализа [Caquana, 1990]. Индекс IG построен по данным медиан $foF2$ ионосферных станций в полдень [Liu et al., 1983]. Наборы ионосферных станций, использованных для вычисления T и IG , не совпадают. По этим причинам для одинаковых условий индексы T и IG могут различаться, но обычно их отличие незначительно. Это следует из уравнения регрессии для скользящих средних за год индексов T_{12} и IG_{12} за 1957–2023 гг.:

$$T_{12} = 1.7 + 0.965IG_{12} \pm 3, \quad (2)$$

с коэффициентом корреляции $K = 0.998$. Напомним, что величины R_z , T и IG являются безразмерными величинами. Из уравнения (2) видно, что обычно $IG_{12} > T_{12}$.

Средние за месяц значения индексов солнечной активности $F30$ были преобразованы в индекс $F30^*$, который соответствует приведению $F30$ к масштабу $F10$ с учетом калибровки на зависимость $F30$ от времени, принятой в полуэмпи-

рической модели термосферы DTM-2020 на основе спутниковых данных о плотности термосферы для продолжительного интервала времени [Bruinsma and Boniface, 2021]:

$$F30^* = -1.6 + 1.55F30 - 0.22(t - 1992.042), \quad (3)$$

$$t = nyr + (mth - 0.5)/12,$$

где nyr и mth — год и месяц данной даты. Уравнение (3) аналогично уравнению в модели DTM-2020 для ежедневных значений $F30^*$ [Bruinsma and Boniface, 2021]. По ежемесячным данным индексов $F10$ и $F30^*$ были вычислены скользящие средние за год индексы $F10_{12}$ и $F30^*_{12}$, которые центрированы на данный месяц данного года. В среднем индексы $F10_{12}$ и $F30^*_{12}$ различаются слабо. Это следует из уравнения регрессии для индексов $F10_{12}$ и $F30^*_{12}$ за 1957–2010 гг.:

$$F10_{12} = 0.7 + 0.998F30^*_{12} \pm 3.5 \quad (4)$$

с коэффициентом корреляции $K = 0.997$.

Для выделения трендов ионосферных индексов IG_{12} и T_{12} необходимо исключить зависимости этих индексов от солнечной активности, в данном случае, от индексов $F10_{12}$ или $F30^*_{12}$ с помощью уравнений регрессии

$$Y_{\text{mod}} = b_0 + b_1X + b_2X^2, \quad (5)$$

где Y равно IG_{12} или T_{12} , X равно $F10_{12}$ или $F30^*_{12}$. Ионосферный индекс, вычисленный по уравнению (5), является моделью этого индекса. Он обозначен через Y_{mod} . Для определения коэффициентов уравнений регрессии b_j использованы данные об анализируемых индексах активности за 1957–1996 гг., когда связи между ионосферными и солнечными индексами активности, включая R_{z12} , относительно слабо зависели от времени [Демин и Деминова, 2020]. Для оценки точности этих моделей в табл. 1 приведены коэффициенты корреляции K и стандартные отклонения σ

Таблица 1. Стандартные отклонения σ и коэффициенты корреляции K уравнений регрессии (5) по данным об ионосферных индексах солнечной активности и солнечных индексах этой активности за 1957–1996 гг.

$Y \setminus X$	$F10_{12}$		$F30^*_{12}$	
	σ	K	σ	K
IG_{12}	4.4	0.997	5.5	0.995
T_{12}	3.5	0.998	4.5	0.996

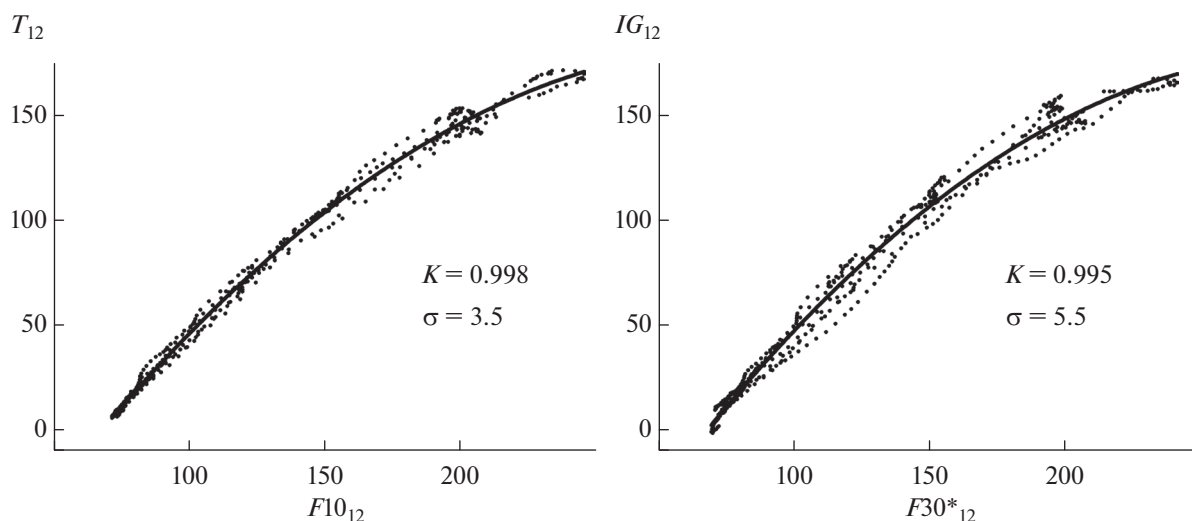


Рис. 1. Зависимости ионосферных индексов T_{12} и IG_{12} от солнечных индексов активности $F10_{12}$ и $F30^*_{12}$ по данным измерений и уравнениям регрессии (5) — точки и сплошные линии; K и σ — коэффициенты корреляции и стандартные отклонения этих уравнений.

измеренных значений Y от Y_{mod} . Отметим, что K^2 — коэффициенты определенности этих моделей. Из таблицы видно, что точности моделей (5) достаточно высокие и слабо отличаются друг от друга. Тем не менее, зависимость T_{12} от $F10_{12}$ или $F30^*_{12}$ точнее зависимости IG_{12} от этих индексов. Зависимость T_{12} от $F10_{12}$ является самой точной, а зависимость IG_{12} от $F30^*_{12}$ наименее точной из рассмотренных зависимостей. Для большей наглядности эти зависимости приведены на рис. 1. Из данных на этом рисунке видно, что полиномы второй степени являются достаточно точными аппроксимациями этих зависимостей.

3. ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ ИОНОСФЕРНЫХ ИНДЕКСОВ

На предыдущем этапе были получены модели $Y_{\text{mod}}(X)$. Они определяются зависимостью ионосферного индекса Y_{mod} от солнечного индекса X по уравнению регрессии (5). Это позволяет найти долговременные тренды индексов Y с помощью уравнений регрессии, которые в линейном приближении имеют вид:

$$\Delta Y(X) = Y - Y_{\text{mod}}(X) = c_0 + c_1 t, \quad (6)$$

где t — время в годах (см. уравнение (3)), c_0 и c_1 — коэффициенты уравнения регрессии, величины Y и $Y_{\text{mod}}(X)$ — скользящие средние за год значения ионосферного индекса по данным измерений и по модели, которые центрированы на данный месяц года. Ионосферные индексы являются безразмерными величинами. Поэтому коэффициент

c_1 имеет размерность 1/год. Он дает скорость изменения ионосферного индекса Y со временем, из которого исключена сильная зависимость Y от солнечной активности с помощью уравнения регрессии $Y_{\text{mod}}(X)$.

В табл. 2 приведены параметры уравнений регрессии (6) для интервала 1957–2023 гг. Из данных в табл. 2 следует, что все анализируемые тренды являются отрицательными ($c_1 < 0$). По абсолютной величине они изменяются в пределах 0.08–0.20, минимальны для $T_{12}(F30^*_{12})$ и максимальны для $IG_{12}(F10_{12})$. Дополнительный учет зависимости ионосферных индексов от времени не приводит к заметному увеличению точности моделей для этих индексов: величины σ в табл. 1 и табл. 2 практически совпадают, т.е. вклад трендов ионосферных индексов в значения этих индексов относительно мал. Тем не менее, все эти тренды значимы при уровне значимости 95% по критерию Фишера.

Таблица 2. Коэффициенты корреляции K , стандартные отклонения σ и коэффициенты c_1 (в 1/год) уравнений регрессии (6) по данным измерений ионосферных (IG_{12} , T_{12}) и солнечных ($F10_{12}$, $F30^*_{12}$) индексов за 1957–2023 гг.

$\Delta Y \setminus X$	$F10_{12}$			$F30^*_{12}$		
	c_1	σ	K	c_1	σ	K
IG_{12}	–0.20	4.4	0.667	–0.16	5.1	0.520
T_{12}	–0.12	3.7	0.542	–0.08	4.0	0.373

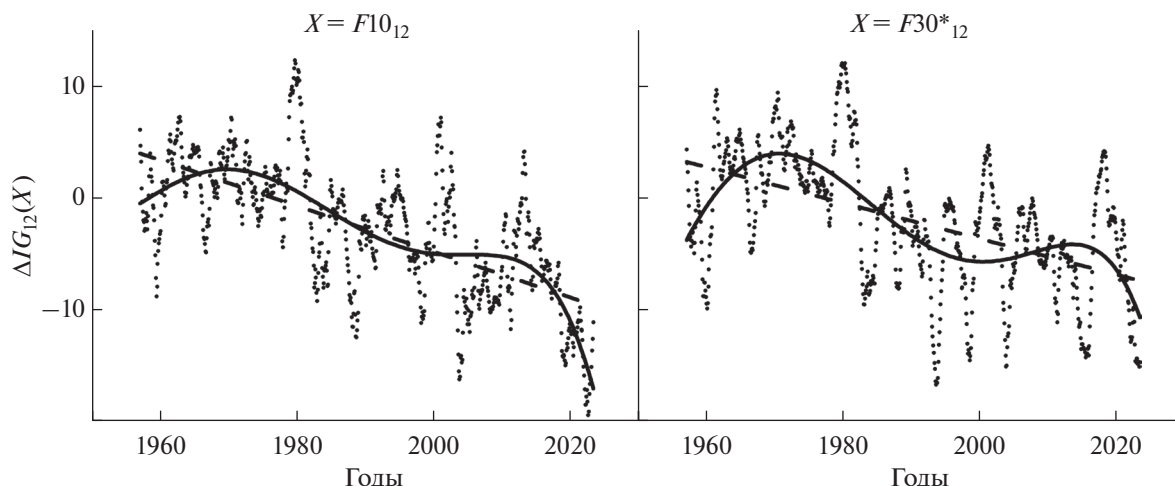


Рис. 2. Изменения индекса $\Delta IG_{12}(X)$ со временем в годах по экспериментальным данным (точки) и линейная (по уравнению (6)) и нелинейная интерполяции этих данных — штриховые и сплошные линии.

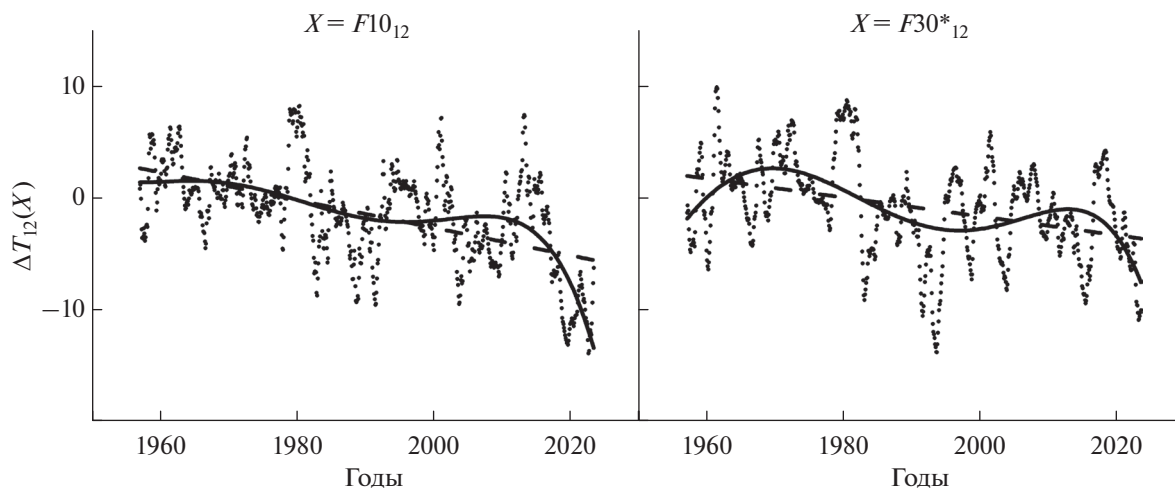


Рис. 3. Изменения индекса $\Delta T_{12}(X)$ со временем в годах по экспериментальным данным (точки) и линейная (по уравнению (6)) и нелинейная интерполяции этих данных — штриховые и сплошные линии.

Более наглядно о характере изменений $\Delta Y(X)$ со временем, линейных и нелинейных трендах этих изменений можно судить по данным на рис. 2 и рис. 3. Нелинейные тренды на этих рисунках получены с помощью полиномов пятой степени по времени в годах. Из данных на этих рисунках можно видеть, что разброс данных относительно линейного тренда действительно большой и нелинейный тренд до некоторой степени отражает особенности этого тренда в отдельные промежутки времени. Так, из этих нелинейных трендов следует, что они были положительными в интервале 1957–1970 гг., самые сильные отрицательные тренды наблюдались после 2010 г.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Тренды ионосферных индексов IG и T позволяют получить качественное представление о тренде $foF2$ над выбранным пунктом:

$$\Delta foF2 = d_0 + d_1 t, \quad (7)$$

включая зависимость d_1 от сезона и местного времени. Для этого необходимо использовать уравнение (1) в модели IRI [Bilitza, 2018], которое по данным относительного числа солнечных пятен R_z позволяет вычислить $foF2$ над выбранным пунктом для данного месяца года и мирового или местного времени. В результате, можно вычислить коэффициент пропорциональности a_1 в уравнении (1):

$$a_1 = (foF2(Rz(2)) - foF2(Rz(1)))/(Rz(2) - Rz(1)),$$

где $foF2(Rz(2))$ и $foF2(Rz(1))$ – значения $foF2$, вычисленные по модели IRI для рассматриваемых условий при $Rz = Rz(2)$ и $Rz = Rz(1)$. В вычислениях удобно принять $Rz(2) = 100$, $Rz(1) = 0$. В этом случае уравнение для a_1 имеет вид

$$a_1 = (foF2(100) - foF2(0))/100. \quad (8)$$

Это позволяет по известному линейному тренду ионосферного индекса (IG_{12} или T_{12}) с коэффициентом c_1 определить величину линейного тренда $foF2$ над выбранным пунктом для данного месяца года и местного времени:

$$d_1 = a_1 c_1, \quad (9)$$

где d_1 , a_1 и c_1 измеряются в МГц/год, МГц и 1/год, они определены уравнениями (7), (8) и (6). Зависимость d_1 от координат пункта, сезона и местного времени определена коэффициентом a_1 , тенденции изменения тренда d_1 , включая знак тренда, определены коэффициентом c_1 , который является трендом ионосферного индекса. На средних широтах коэффициент a_1 максимален зимой в околополуденные часы, поэтому согласно (9) тренд $foF2$ также должен быть максимален по абсолютной величине для этих условий, что качественно согласуется с данными измерений этого тренда [Danilov and Konstantinova, 2015].

Приведем более детальные примеры использования уравнения (9) для координат станции Juliusruh (54.6° N, 13.5° E) и варианта, когда тренд ионосферного индекса в уравнении (6) определен величиной $\Delta IG_{12}(F10_{12})$. Из результатов анализа экспериментальных данных $foF2$ этой станции за 1985–2009 гг. в дневные (10–16 LT) часы следует, что $d_1 = -0.005$ МГц/год летом (5, 6, 7, 8) и $d_1 = -0.033$ МГц/год зимой (11, 12, 1, 2), где в скобках указаны месяцы года [Danilov and Konstantinova, 2015]. Вычисления тренда $\Delta IG_{12}(F10_{12})$ в интервале 1985–2009 гг. по приведенной выше методике дают $c_1 = -0.24$ (1/год). Вычисления коэффициента a_1 для этих условий: $a_1 = 0.022$ МГц для лета и $a_1 = 0.044$ МГц для зимы. Следовательно, вычисленные по уравнению (9) значения d_1 равны -0.005 и -0.011 МГц/год. Видно, что вычисленные значения d_1 совпадают с экспериментальными данными для лета и отличаются в 3 раза для зимы. Тем не менее, результаты вычислений передают качественные особенности изменения d_1 : они отрицательны и по абсолютной величине зимой больше, чем летом.

На основе анализа средних за год значений $foF2$ в полдень над Juliusruh с учетом индекса $F10_{12}$

было получено, что для интервалов 1976–1995 и 1996–2014 гг. величина d_1 равна -0.014 и 0.01 МГц/год [Laštovička, 2024]. Вычисления по модели IRI для этой станции в полдень дают среднее за год значение $a_1 = 0.035$ МГц. В данном случае коэффициенты уравнений (5) вычислялись отдельно для каждого интервала времени для согласования с методикой выделения тренда $foF2$ по экспериментальным данным. В остальном вычисления трендов $\Delta IG_{12}(F10_{12})$ не отличались от приведенной выше методики. Они дают $c_1 = -0.33$ (1/год) и $d_1 = -0.012$ МГц/год для 1976–1995 гг., $c_1 = 0.1$ (1/год) и $d_1 = 0.004$ МГц/год для 1996–2014 гг. Из этих данных следует, что ионосферный индекс позволил правильно определить знаки тренда $foF2$ для этих интервалов. Для интервала 1976–1995 гг. даже величина тренда $foF2$ почти не отличается от полученной по ионосферным данным. Знаки линейного тренда для этих интервалов можно определить и по нелинейным трендам на рис. 2, т.е. зависимости $\Delta IG_{12}(F10_{12})$ от времени. Они отрицательны в интервале 1976–1995 и практически отсутствуют в интервале 1996–2014 гг. Отметим, что сильные отрицательные тренды $\Delta IG_{12}(F10_{12})$ наблюдались после 2010 г. (см. рис. 2). Аналогичную тенденцию отражают тренды $foF2$ над Juliusruh по экспериментальным данным [Danilov and Konstantinova, 2023].

Выше было получено, что для координат станции Juliusruh в полдень среднее за год значение $a_1 = 0.035$ МГц. Линейные тренды c_1 (в 1/год) для ионосферных индексов в интервале 1957–2023 гг. изменяются от -0.08 до -0.2 (см. таблицу 2). Следовательно, средние за год тренды $\Delta foF2$ изменяются от -0.003 до -0.007 МГц/год. В данном случае за интервал 66 лет уменьшение $foF2$ над Juliusruh составило 0.2 – 0.5 МГц, если судить по среднегодовым значениям $\Delta foF2$. Такое слабое уменьшение $foF2$ за столь продолжительный интервал времени не имеет практического значения.

Тем не менее, линейные тренды ионосферных индексов значимы. По абсолютной величине они максимальны для $\Delta IG_{12}(F10_{12})$ и минимальны для $\Delta T_{12}(F30^*_{12})$. Мы не нашли критерия, по которому можно было бы оставить один из этих трендов, например, $\Delta T_{12}(F30^*_{12})$. Тем не менее, возможно, что $F10$ (и, в меньшей степени, $F30^*$) увеличиваются со временем относительно EUV-потока. Следовательно, возможно, что для $F10$ требуется калибровка по времени, аналогичная калибровке, приведенной в уравнении (3) для $F30$. Только после этого, по-видимому, можно будет судить о возможности использования потоков солнечного радиоизлучения на длинах волн 10.7 и 30 см для учета вклада солнечного фактора в тренды

в ионосфере. Еще один недостаток индекса $F10$ как индикатора EUV-излучения Солнца хорошо известен: индекс $F10$ перестает быть адекватным индикатором солнечной активности для $foF2$ в периоды продолжительной низкой солнечной активности [Chen et al., 2011]. По-видимому, это справедливо и для $F30^*$. Поэтому самостоятельный интерес представляет анализ возможности использования других индикаторов солнечного EUV-излучения для выделения трендов ионосферных индексов. Решение этой задачи выходит за рамки данной работы. Здесь мы пытались, в первую очередь, отработать методику выделения трендов ионосферных индексов и оценить возможность использования этих трендов для качественного анализа трендов $foF2$.

5. ВЫВОДЫ

В работе представлены первые результаты выделения трендов средних за год ионосферных индексов ΔIG_{12} и ΔT_{12} , которые получены после исключения из IG_{12} и T_{12} зависимости этих индексов от индексов солнечной активности. В данном случае индексами солнечной активности являются $F10$ и $F30^*$ — потоки радиоизлучения Солнца на 10.7 и 30 см с приведением $F30$ к шкале $F10$ и калибровкой $F30$ по времени. Получены следующие выводы.

1. Для интервала 1957–2023 гг. все анализируемые линейные тренды отрицательны, т.е. величины ΔIG_{12} и ΔT_{12} уменьшаются со временем, и эти тренды значимы. По абсолютной величине они максимальны для ΔIG_{12} с учетом зависимости IG_{12} от $F10_{12}$ и минимальны для ΔT_{12} с учетом зависимости T_{12} от $F30^*_{12}$. Учет нелинейности трендов показывает, что, например, после 2010 г. они усилились.

2. Представлены соотношения, которые позволяют по данным трендов ионосферных индексов (ΔIG_{12} или ΔT_{12}) судить о характере тренда $\Delta foF2$ над конкретным пунктом. Для этого по модели IRI для $foF2$ получен коэффициент, который дает связь между трендом ионосферного индекса и $\Delta foF2$ над данным пунктом. На основе сопоставления с экспериментальными данными на средних широтах получено, что тренды ионосферных индексов позволяют правильно определить знак тренда $\Delta foF2$ и общую тенденцию изменения этого тренда, но вычисленная величина тренда над конкретным пунктом может заметно отличаться от экспериментальных данных.

3. Средние за год значения линейных трендов $\Delta foF2$ за 1957–2023 гг., вычисленные по ионосферным индексам для средних широт, составля-

ют $-(0.003-0.007)$ МГц/год. Их учет в задачах вычисления $foF2$ не имеет практического значения, но может стать важным для аэронавигации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные об индексах солнечной активности были взяты с сайтов (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdccc1>) (WDC for Solar-Terrestrial Physics, UK), www.spaceweather.gc.ca/solarflux (Space Weather Canada), www.sws.bom.gov.au/HF_Systems (Space Weather Services, Australia), <http://solar.nro.nao.ac.jp/norp> (Nobeyama Radio Observatory, Japan).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040045>
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Эффективный индекс солнечной активности для медианы критической частоты $F2$ -слоя // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 60. № 5. С. 641–645. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020050053>
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018. <https://doi.org/10.5194/ars-16-1-2018>
- Bruinsma S., Boniface C. The operational and research DTM-2020 thermosphere models // J. Space Weather Spac. V. 11. ID 47. 2021. <https://doi.org/10.1051/swsc/2021032>
- Caruana J. The IPS monthly T index / Proc. Solar-Terrestrial Prediction Workshop. Leura, Australia. October 16–20, 1989. V. 2. Ed. R.J. Thompson. Boulder, CO: Environmental Research Lab. P. 257–263. 1990.
- Chen Y., Liu L., Wan W. Does the $F10.7$ index correctly describe solar EUV flux during the deep solar minimum of 2007–2009? // J. Geophys. Res. — Space. V. 116. № 4. ID A04304. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA016301>
- Danilov A.D., Berbeneva N.A. Statistical analysis of the critical frequency $foF2$ dependence on various solar activity indices // Adv. Space Res. V. 72. № 6. P. 2351–2361. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.05.012>
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Variations in $foF2$ trends with season and local time // Geomagn. Aeronomy. V. 55. № 1. P. 51–58. 2015. <https://doi.org/10.1134/S0016793215010041>
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Trends in $foF2$ to 2022 and various solar activity indices // Adv. Space Res. V. 71. № 11. P. 4594–4603. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.01.028>

- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods // Telecommun. J. V. 29. № 5. P. 129–149. 1962.
- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods. 2 // Telecommun. J. V. 32. № 1. P. 18–28. 1965.
- Laštovička J. Long-term changes in ionospheric climate in terms of $foF2$ // Atmosphere. V. 13. № 1. ID 110. 2022. <https://doi.org/10.3390/atmos13010110>
- Laštovička J., Burešova D. Relationships between $foF2$ and various solar activity proxies // Space Weather. V. 21. № 4. ID e2022SW003359. 2023. <https://doi.org/10.1029/2022SW003359>
- Laštovička J. Dependence of long-term trends in $foF2$ at middle latitudes on different solar activity proxies // Adv. Space Res. V. 73. № 1. P. 685–689. 2024. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.09.047>
- Liu R., Smith P., King J. A new solar index which leads to improved $foF2$ predictions using the CCIR atlas // Telecommun. J. V. 50. № 8. P. 408–414. 1983.

Trends in Ionospheric Indices of Solar Activity

M. G. Deminov*

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia*

*e-mail: deminov@izmiran.ru

The first results of identifying trends in the annual average ionospheric indices ΔIG_{12} and ΔT_{12} are presented, which were obtained after excluding the dependence of these indices on solar activity indices from IG_{12} and T_{12} . In this case, the solar activity indices are $F10$ and $F30$ – solar radio emission fluxes at 10.7 and 30 cm. It was found that for the interval 1957–2023 all analyzed linear trends are negative, i.e. the values of ΔIG_{12} and ΔT_{12} decrease with time, and these trends are significant. In absolute value, they are maximum for ΔIG_{12} , taking into account the dependence of IG_{12} on $F10_{12}$, and minimum for ΔT_{12} , taking into account the dependence of T_{12} on $F30_{12}$. Taking into account the nonlinearity of trends shows that, for example, after 2010 they intensified. Relationships are presented that allow, based on the data of trends in ionospheric indices (ΔIG_{12} or ΔT_{12}), to judge the nature of the $\Delta foF2$ trend over a specific point. For this purpose, using the IRI model for $foF2$, a coefficient was obtained that gives the relationship between the trends of the ionospheric index and $\Delta foF2$ over a given point. Based on a comparison with experimental data at mid-latitudes, it was found that trends in ionospheric indices make it possible to correctly determine the sign of the $\Delta foF2$ trend and the general tendency for this trend to change, but the calculated trend value over a specific point may differ markedly from the experimental data.

УДК 550.388.2

ИЗМЕНЕНИЕ СО ВРЕМЕНЕМ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТОЙ И ВЫСОТОЙ СЛОЯ F_2

© 2024 г. А. Д. Данилов^{1, *}, А. В. Константинова¹, Н. А. Бербенева²

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

²Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 16.04.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Рассмотрено изменение со временем параметра S , который характеризует связь критической частоты foF_2 и высоты hmF_2 ионосферного слоя F_2 . Анализируются результаты измерений методом вертикального зондирования на двух станциях Moscow и Juliusruh. Зависимость foF_2 от hmF_2 строится для трех интервалов: 1957–1980, 1996–2023 и 2011–2023 гг. Рассматриваются пять околополуденных моментов LT и два сезона — зима (январь и февраль) и лето (июнь и июль). Для обеих станций и обоих сезонов получено, что величина S систематически растет от более ранних к более поздним периодам. При этом для всех периодов величины S для зимних месяцев примерно в три раза выше, чем для летних. Предполагается, что найденные изменения параметра S могут с помощью современных теоретических моделей типа TIEGCM или WACCM-X дать ценную информацию о долговременных изменениях (трендах) параметров термосферы.

Ключевые слова: критическая частота ионосферного слоя F_2 , высота слоя F_2 , связь двух параметров и ее изменение со временем.

DOI: 10.31857/S0016794024050064, EDN: QQOLSK

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема долговременных изменений параметров ионосферных слоев хорошо известна и ей посвящено много публикаций. Наибольшее внимание уделяется параметрам слоя F_2 . За более подробным описанием проблемы и соответствующими ссылками мы отсылаем читателей к обзорным работам [Данилов и Константинова, 2020; Laštovička, 2023].

В течение последних лет авторы провели исследования трендов критической частоты foF_2 и высоты hmF_2 слоя F_2 на основании наблюдений до 2023 г. методом вертикального зондирования на нескольких ионосферных станциях [Данилов и др., 2024а, б; Danilov et al., 2024]. Было получено, что наблюдаются отрицательные тренды как foF_2 так и hmF_2 , причем есть тенденция усиления этих трендов в течение недавних нескольких лет.

Представляет интерес вопрос о том, как меняется соотношение между критической частотой и высотой слоя F_2 в течение последних десятиле-

тий. Этот вопрос интересен по двум причинам. Во-первых, такое изменение, если оно существует и достаточно велико, может быть важным для решения различных задач ионосферного распространения КВ-радиоволн. Во-вторых, критическая частота и высота слоя F_2 по-разному зависят от аэрономических параметров термосферы (мы вернемся к этому вопросу ниже), а потому указанное изменение может дать сведения о том, как и какие параметры термосферы меняются в ходе глобального охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы (см. Laštovička et al. [2008]).

Для ответа на указанный вопрос мы провели анализ изменения foF_2 с изменением hmF_2 в течение последних десятилетий. Анализ состоял в следующем. Мы анализировали три периода. Интервал 1957–1980 гг., который мы в наших исследованиях трендов foF_2 и hmF_2 называем “эталонным”, поскольку предполагается, что тогда еще не было трендов антропогенной природы, интервал 1996–2023 гг., для которого мы находили тренды foF_2 и hmF_2 в указанных работах, и самый недавний интервал 2011–2023 гг.

Поскольку оба параметра слоя $F2$ очень существенно зависят от солнечной активности (СА), необходимо было прежде всего избавиться от эффектов СА. Для этого мы строили зависимость каждого из параметров по отдельности от СА внутри каждого из трех рассматриваемых периодов. Полученная зависимость аппроксимировалась полиномом третьей степени, как это мы делаем при поиске трендов. С помощью этой зависимости мы рассчитывали величины $foF2$ и $hmF2$ для данного временного интервала для равномерной сетки по данному индексу СА. Полученные величины наносились на график, где $foF2$ и $hmF2$ откладывались, соответственно, по горизонтальной и вертикальной осям. Таким образом, каждая точка на этих графиках соответствовала величинам $foF2$ и $hmF2$ строго в одинаковых условиях — месяц, момент LT, солнечная активность. Мы аппроксимировали полученный набор точек прямой линией:

$$foF2 = S hmF2 - A, \quad (1)$$

где S — анализируемый параметр, а A — некая постоянная.

В соответствии с результатами наших предыдущих исследований [Данилов и Бербенева, 2024; Данилов и др., 2023] мы считаем, что наилучшими индексами СА для описания поведения $foF2$ являются $F30$, $MgII$ и $Ly-\alpha$. Именно они использовались для поиска трендов $foF2$ и $hmF2$ в наших недавних работах [Данилов и др., 2024а, б; Danilov et al., 2024], так что все описанные в данной статье расчеты были сделаны именно для этих индексов.

Поскольку тренды критической частоты лучше всего выражены в дневное время, мы анализировали месячные медианы величин $foF2$ и $hmF2$ по наблюдениям на ст. Moscow и Juliusruh для моментов 10:00, 11:00, 12:00, 13:00 и 14:00 LT, как мы это делали при анализе трендов этих параметров. Поскольку тренды $foF2$ хорошо выражены именно зимой (см. [Данилов и др., 2024а]), мы подробно анализировали два зимних месяца январь и февраль. Однако для сравнения провели также расчеты для летних месяцев июня и июля.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ст. MOSCOW

Как указывалось выше, мы аппроксимировали изменение $foF2$ с $hmF2$ прямой линией. Реально это изменение иногда несколько отклонялось от прямой, но мы использовали указанную аппроксимацию для того, чтобы можно было сравнивать наклон этой зависимости для разных ситуаций (месяц, момент LT, индекс СА).

В качестве анализируемого параметра мы использовали наклон зависимости $foF2$ от $hmF2$ (см. формулу (1)) для конкретной ситуации (месяц, индекс СА, момент LT), который обозначали как S . На всех рисунках и в таблицах величина S приводится в единицах МГц/км. На рисунках 1, 2 приведены примеры указанной зависимости для конкретных ситуаций на ст. Moscow для января и февраля. На рис. 3 представлены такие же примеры для летних месяцев.

Приведенные рисунки показывают, что наклон S изменения $foF2$ с $hmF2$ систематически увеличивается при переходе от более ранних периодов к более поздним.

Для каждой ситуации (месяц, станция) строилась таблица. Чтобы не перегружать статью таблицами, мы приводим как пример табл. 1 для конкретной ситуации. Здесь и далее буквы А, Б и В обозначают периоды 1957–1980 гг., 1996–2023 гг. и 2011–2023 гг., соответственно. Две последних строки показывают результат усреднения по всем моментам LT (усреднение по столбцу).

Сводка величин S , усредненных по пяти моментам LT, для ст. Moscow для летних и зимних месяцев приведена в табл. 2 и 3, соответственно. В этих таблицах приведены величины S для следующих периодов: 1957–1980 гг. (А), 1996–2013 гг. (Б) и 2011–2023 гг. (В). Показана также среднеквадратическая ошибка SD каждого усреднения. Две нижних строки показывают результат усреднения для каждого периода по индексам СА (усреднение по столбцу).

Таблица 2 показывает, что и для июля, и для июня для всех индексов наблюдается рост величины S при переходе от более ранних периодов к более поздним. Величины среднеквадратической ошибки SD при усреднениях по всем LT в таблицах типа табл. 1 невелики, что повышает надежность получаемых величин. Достаточно близки и средние величины S для каждого месяца при использовании разных индексов СА. Поэтому получаемые при усреднении по всем индексам СА величины демонстрируют тот же эффект увеличения S при переходе от более ранних к более поздним периодам, причем величины SD для этих усредненных величин малы. Наконец, сравнение усредненных величин S для двух летних месяцев показывают удивительное согласие: 0.039 и 0.033 МГц/км для 1957–1980 гг., 0.053 и 0.055 МГц/км для 1996–2023 гг. и 0.078–0.079 МГц/км для июля и июня соответственно.

Картина для зимних месяцев (табл. 3) несколько хуже в статистическом плане. Несколько больше величины SD, сильнее разница между вели-

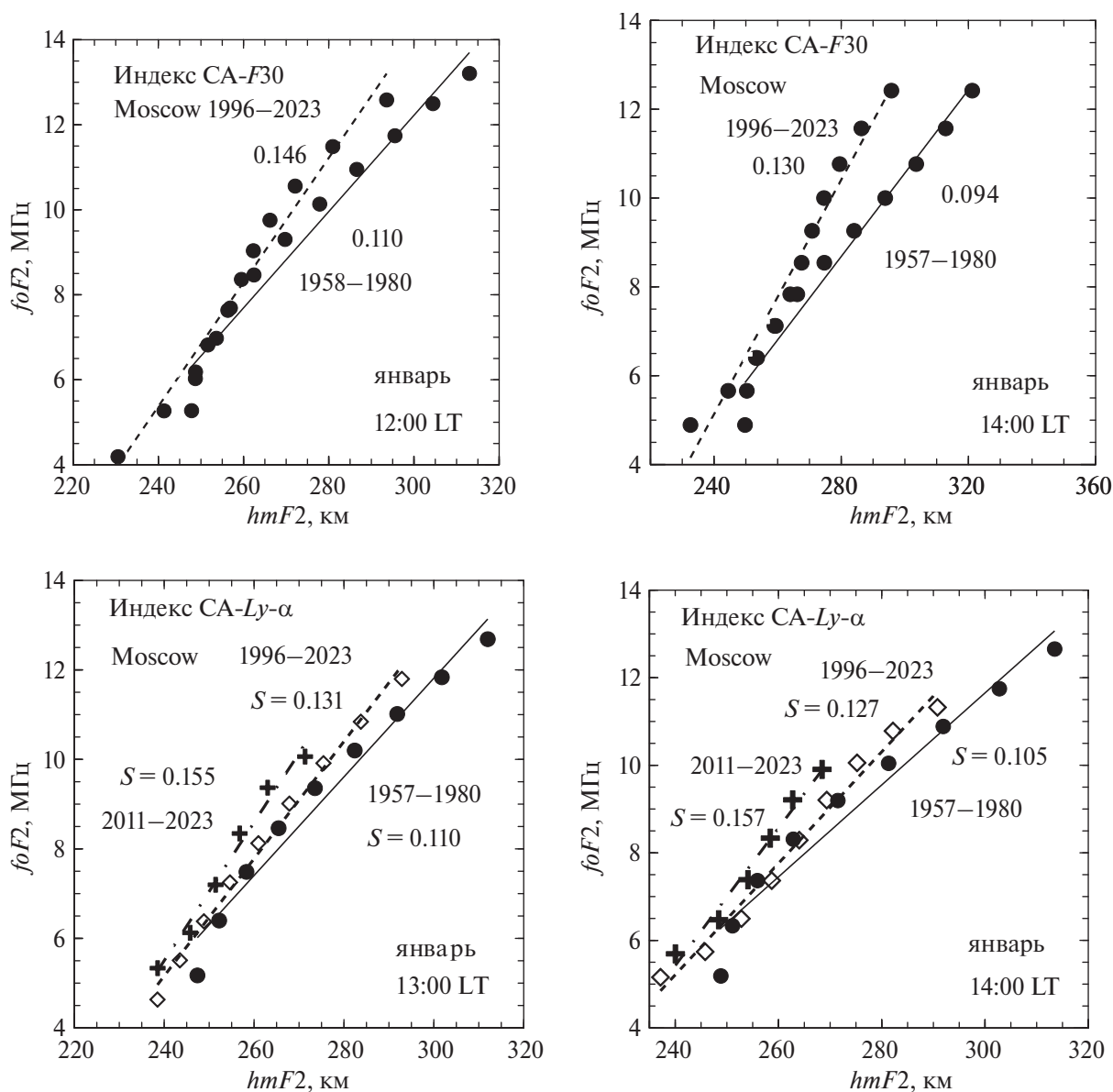


Рис. 1. Примеры изменения $foF2$ с $hmF2$ для января (ст. Moscow).

чинами S для того же периода, но для разных индексов СА. Тем не менее, величины SD при усреднении по индексам СА получаются не слишком большими, что повышает надежность средних для данного периода величин S . Главным же является тот факт, что средние величины S для каждого месяца изменяются так же, как и для летних месяцев — растут с переходом от более раннего к более позднему периоду. Согласие между результатами для двух зимних месяцев несколько хуже, чем для летних: усредненные по всем индексам СА величины S для января и февраля, соответственно, равны 0.104 и 0.095 МГц/км для 1957–

1980 гг., 0.134 и 0.113 МГц/км для 1996–2023 гг., и 0.164 и 0.133 МГц/км для 2011–2023 гг. Иначе говоря, для “эталонного” периода 1957–1980 гг. величины S для обоих зимних месяцев достаточно близки, но рост S к более поздним периодам происходит в январе сильнее, чем в феврале.

Сравнение результатов для летних и зимних месяцев (табл. 2 и 3) показывает, что в течение “эталонного” периода величины S выше в зимние месяцы, чем в летние (в среднем 0.100 МГц/км зимой и 0.036 МГц/км летом). Рост S к более поздним периодам зимой происходит сильнее, чем летом: к 0.123 и 0.149 МГц/км зимой и к 0.054

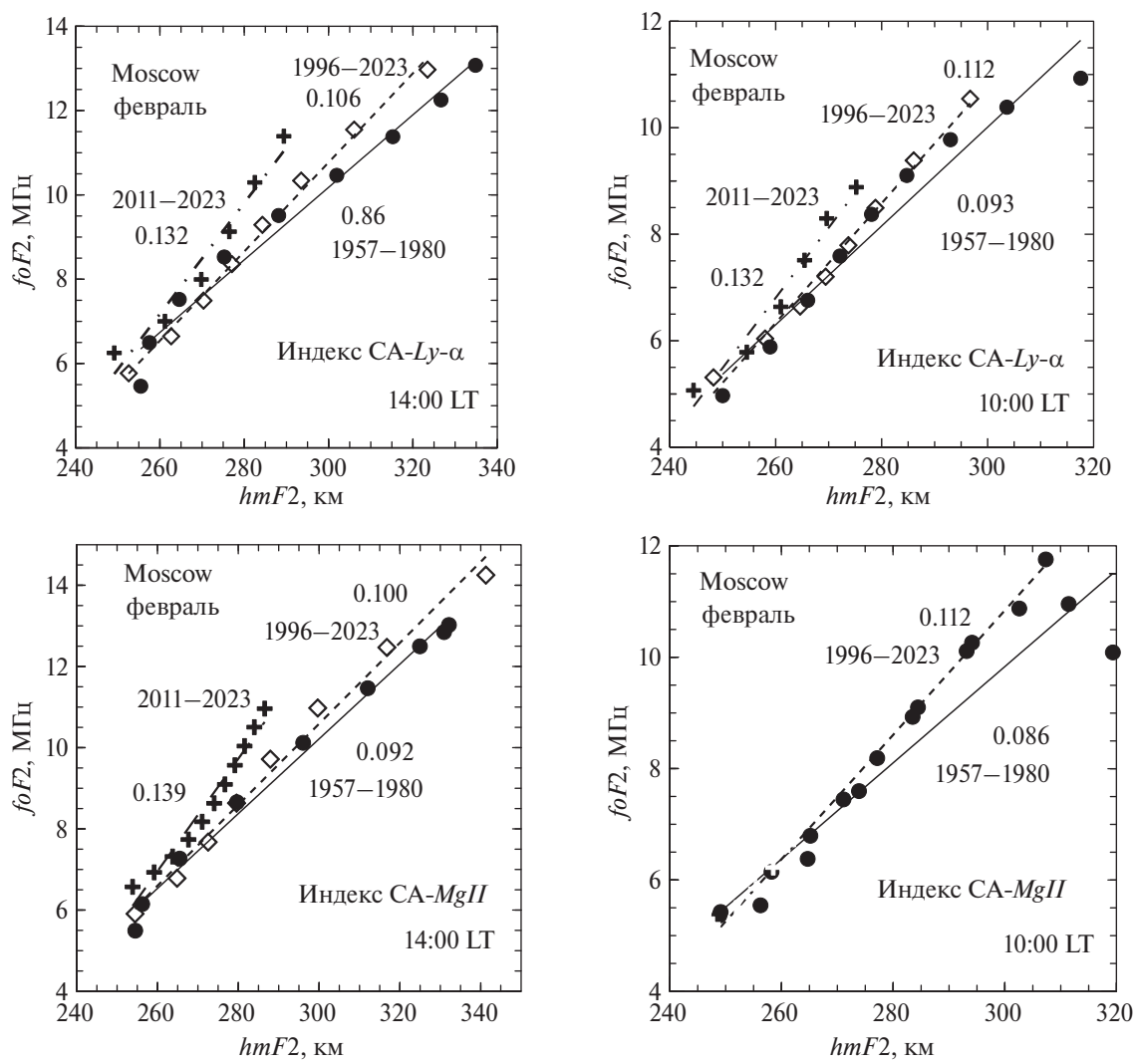


Рис. 2. Примеры изменения $foF2$ с $hmF2$ для февраля (ст. Moscow).

Таблица 1. Пример величин S (в МГц/км) для ситуации: февраль, ст. Moscow

LT	$Ly-\alpha$			$MgII$			$F30$		
	A	Б	В	A	Б	В	A	Б	В
10:00	0.093	0.112	0.132	0.086	0.112	0.148	0.094	0.157	0.170
11:00	0.098	0.108	0.109	0.092	0.126	0.105	0.092	0.108	0.118
12:00	0.108	0.112	0.131	0.116	0.110	0.154	0.097	0.115	0.137
13:00	0.099	0.112	0.116	0.092	0.117	0.123	0.092	0.127	0.150
14:00	0.086	0.106	0.132	0.092	0.100	0.139	0.097	0.114	0.133
Усреднение по моментам LT									
Сред.	0.097	0.110	0.124	0.095	0.110	0.134	0.094	0.124	0.142
SD	0.008	0.003	0.011	0.003	0.008	0.020	0.003	0.020	0.020

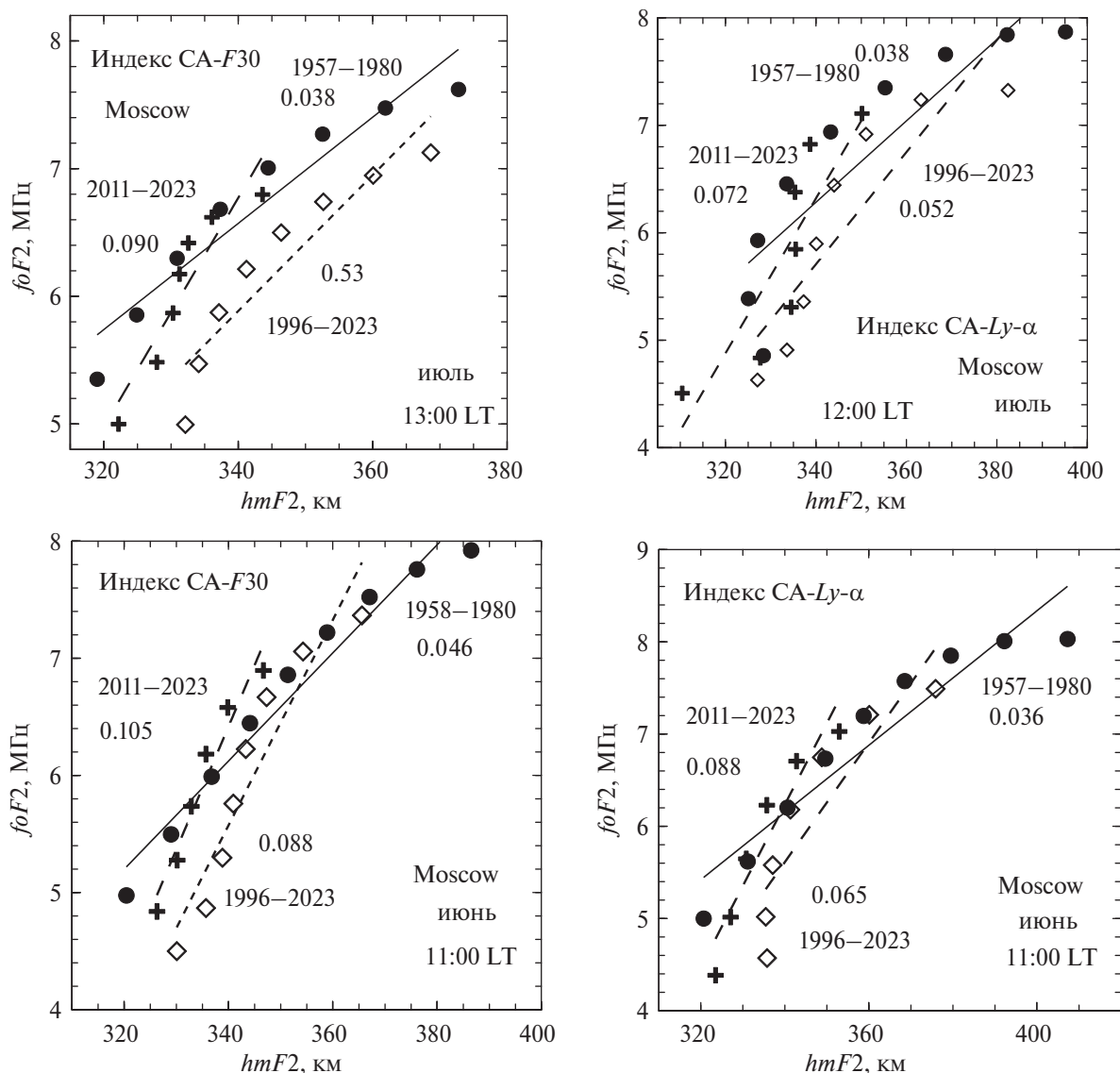


Рис. 3. Примеры изменения $foF2$ с $hmF2$ для летних месяцев (ст. Moscow).

и 0.079 МГц/км летом. Разница в поведении величины S между зимними и летними месяцами представляется нам вполне естественной, поскольку она отражает разный характер сезонных изменений критической частоты и высоты слоя $F2$ (см. ниже).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ст. JULIUSRUH

Примеры изменения $foF2$ с $hmF2$ в зимние месяцы для ст. Juliusruh приведены на рис. 4.

Как видно из этого рисунка, характер изменения $foF2$ с изменением $hmF2$ для зимних месяцев на ст. Juliusruh близок к таковому на рис. 1 и 2 на ст. Moscow. Суммарные результаты для января

и февраля приведены в табл. 4. Заглавные буквы соответствуют тем же интервалам 1957–1980, 1996–2023 и 2011–2023 гг., как и в таблицах для ст. Moscow.

Как следует из этой таблицы, принципиальная особенность данных, которую мы обсуждаем в этой статье и которую подробно обсуждали в предыдущем параграфе по данным ст. Moscow, сохраняется и для данных ст. Juliusruh. Для большинства рассмотренных ситуаций (месяц, индекс CA) виден рост величины S от более ранних временных интервалов к более поздним. Три исключения, где величины S для периода 2011–2023 гг. оказались меньше, чем для периода 1996–2023 гг., помечены в табл. 4 курсивом.

Таблица 2. Величин S (в МГц/км) для летних месяцев (ст. Moscow)

	июль			июнь		
	А	Б	В	А	Б	В
<i>F30</i>						
Сред.	0.040	0.053	0.076	0.039	0.066	0.091
SD	0.002	0.007	0.028	0.005	0.02	0.018
<i>MgII</i>						
Сред.	0.040	0.058	0.081	0.030	0.051	0.072
SD	0.005	0.014	0.012	0.004	0.006	0.006
<i>Ly-a</i>						
Сред.	0.038	0.049	0.076	0.031	0.049	0.075
SD	0.003	0.011	0.012	0.004	0.01	0.012
Усреднение по индексам СА						
Сред.	0.039	0.053	0.078	0.033	0.055	0.079
SD	0.001	0.005	0.003	0.004	0.009	0.010

Таблица 3. Величины S (в МГц/км) для зимних месяцев (ст. Moscow)

	январь			февраль		
	А	Б	В	А	Б	В
<i>F30</i>						
Сред.	0.100	0.141	0.162	0.094	0.124	0.142
SD	0.009	0.007	0.012	0.003	0.020	0.020
<i>Ly-a</i>						
Сред.	0.113	0.134	0.167	0.097	0.110	0.124
SD	0.006	0.014	0.015	0.008	0.003	0.011
<i>MgII</i>						
Сред.	0.100	0.126	0.164	0.095	0.110	0.134
SD	0.006	0.008	0.013	0.003	0.008	0.020
Усреднение по индексам СА						
Сред.	0.104	0.134	0.164	0.095	0.113	0.133
SD	0.007	0.008	0.003	0.002	0.008	0.009

Причина этих исключений лежит на наш взгляд в величинах $hmF2$. Зависимости наблюдаемых величин $hmF2$ от соответствующего индекса СА, которая используется для построения равномерной сетки значений $hmF2$ (см. описание метода выше), получается в ряде случаев (и особенно для ситуаций, выделенных курсивом) выраженной гораздо хуже, чем для соответствующих ситуаций для ст. Moscow. Наблюдается заметный разброс точек и, соответственно, величины R^2 , которые позволяют определить статистическую значимость получаемых зависимостей для интервала 2011–2023 гг., значительно меньше, чем для других ситуаций.

Различие между двумя зимними месяцами для ст. Moscow получается небольшим – в среднем величины S для каждого периода на 10–20% выше в январе, чем в феврале. Такое же превышение наблюдается для данных ст. Juliusruh для всех ситуаций кроме *MgII*, где январская величина S превышает февральскую в 1.7 раза. Хотя рост S от января к февралю получается для обеих станций, различие между этими двумя месяцами в основном невелико и может лежать в пределах точности метода, поэтому трудно сказать, насколько это различие отражает реальное изменение.

Хотя, как уже указывалось выше, основной акцент в работе сделан на изменение зависимости $foF2$ от $hmF2$ в зимние месяцы, когда по нашим данным наблюдаются заметные тренды критической частоты (см. [Данилов и др., 2024а; Danilov et al., 2024]), для ст. Juliusruh мы провели соответствующие расчеты также для летнего месяца июня. Примеры зависимостей $foF2$ от $hmF2$ приведены на рис. 5. Результаты определения S приведены в табл. 5.

Сравнение результатов для летних и зимних месяцев по данным ст. Juliusruh (табл. 4 и табл. 5) дает практически те же результаты, что и аналогичное сравнение для ст. Moscow: в течение “эталонного” периода величины S выше в зимние месяцы, чем в летние (в среднем 0.095 МГц/км зимой и 0.032 МГц/км летом). Рост S к более поздним периодам летом происходит сильнее, чем зимой: к 0.100 и 0.115 МГц/км зимой и к 0.050 и 0.072 МГц/км летом.

Стоит отметить хорошее согласие летних величин S по каждому из трех периодов между двумя станциями. Средние за два летних месяца величины S для ст. Moscow равны (см. табл. 3) 0.036 МГц/км для 1957–1980 гг., 0.054 МГц/км для 1996–2023 гг. и 0.079 МГц/км для 2011–2023 гг. Эти же величины для ст. Juliusruh в июне равны 0.032 МГц/км, 0.050 МГц/км и 0.072 МГц/км.

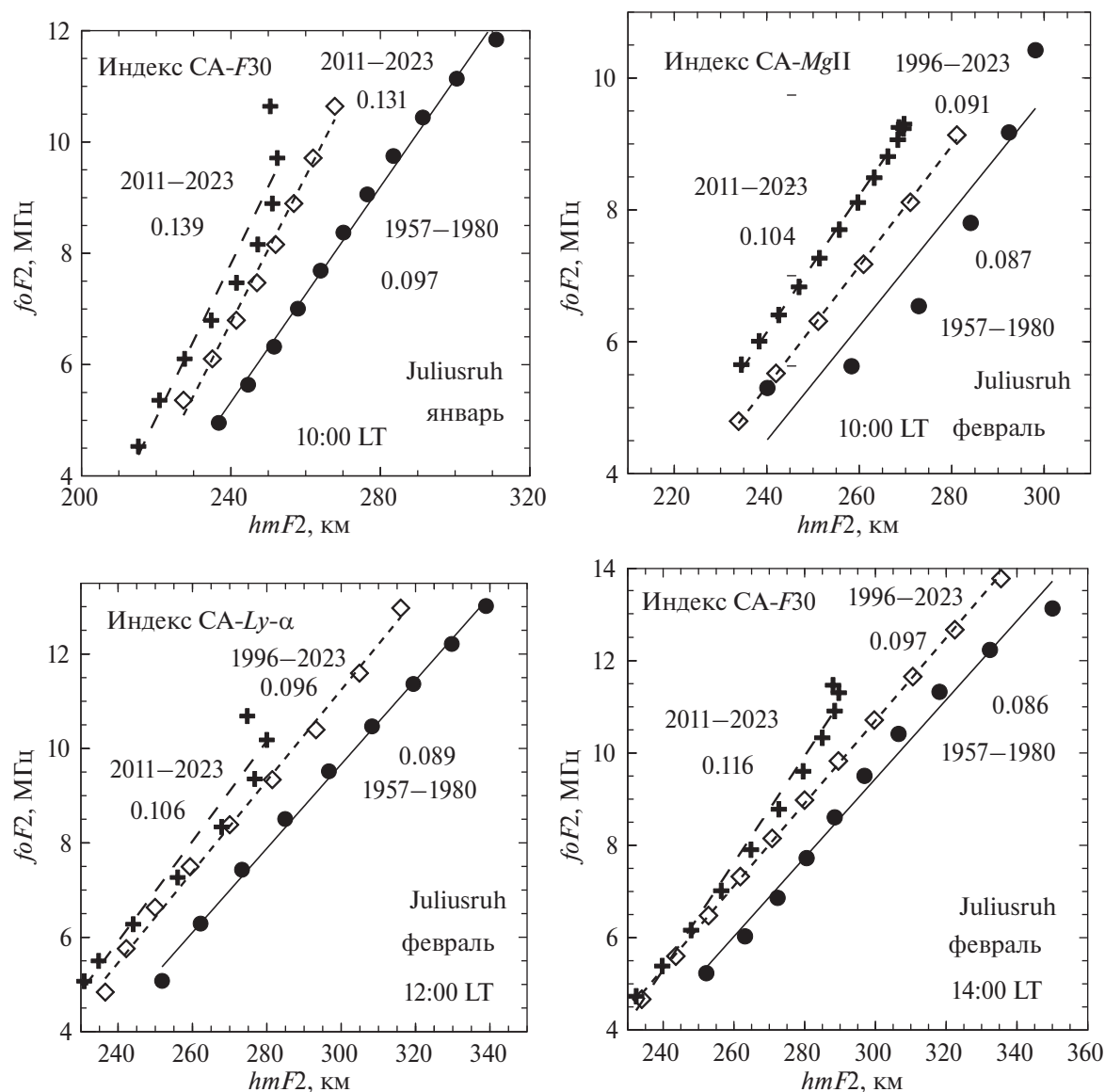


Рис. 4. Примеры изменения $foF2$ с $hmF2$ для зимних месяцев (ст. Juliusruh).

Разница в поведении величины S между зимними и летними месяцами представляется нам вполне естественной, поскольку она отражает разный характер сезонных изменений трендов критической частоты и высоты слоя $F2$ (см. ниже).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Основной результат предыдущих двух параграфов состоит в том, что для обеих станций (Moscow и Juliusruh) как зимой, так и летом наблюдается увеличение параметра S (наклон зависимости $foF2$ от $hmF2$) при переходе от периода 1957–1980 гг.

к периоду 1996–2023 гг. и затем к периоду 2011–2023 гг. Анализ проводился для пяти околополуденных моментов LT. Использовались три индекса CA ($F30$, $Ly-\alpha$ и $MgII$), которые по нашим данным (см. [Данилов и Бербенева, 2023; Данилов и др., 2023]) являются наилучшими для описания поведения $foF2$.

Разброс получаемых для данной ситуации (станция, месяц, индекс CA) величин S для разных LT невелик, о чем свидетельствуют табл. 1 и величины среднеквадратической ошибки SD в табл. 2–5. Некоторое исключение составляют результаты по ст. Juliusruh для периода 2011–

Таблица 4. Величины S (в МГц/км) для зимних месяцев (ст. Juliusruh)

	Февраль			Январь		
	A	Б	В	A	Б	В
<i>F30</i>						
Средн.	0.081	0.097	0.105	0.100	0.119	0.110
SD	0.004	0.005	0.009	0.006	0.009	0.019
<i>Ly-α</i>						
Средн.	0.085	0.094	0.101	0.107	0.122	0.111
SD	0.008	0.003	0.009	0.009	0.006	0.016
<i>MgII</i>						
Средн.	0.095	0.098	0.092	0.105	0.120	0.160
SD	0.008	0.007	0.013	0.005	0.007	0.015
Усреднение по индексам CA						
Средн.	0.087	0.096	0.099	0.104	0.120	0.127
SD	0.007	0.002	0.007	0.004	0.005	0.029

2023 гг. (см. табл. 4 и 5), где разброс величин S для разных моментов LT оказался несколько сильнее, чем для других ситуаций, о чем свидетельствуют более высокие величины SD.

Главное сезонное различие в поведении величины S состоит в том, что для обеих станций эта

величина существенно (в 2 раза и более) выше в зимние месяцы, чем в летние. При этом рост S от более ранних к более поздним периодам летом происходит сильнее, чем зимой. Нам представляется, что указанное различие связано с разным характером сезонных вариаций трендов $foF2$ и $hmF2$. Тренды критической частоты хорошо выражены зимой и колеблются вокруг нуля летом [Данилов и др., 2024a], тогда как отрицательные тренды $hmF2$ хорошо выражены и статистически значимы как в зимние, так и в летние месяцы [Данилов и др., 2024б].

Поведение параметра S со временем уже рассматривалось авторами [Данилов и Константинова, 2014; 2016]. Анализировались медианные данные для нескольких ионосферных станций из банков системы “SPIDR” до 2010 г. и Дамбольдта и Суссмана до 2009 г. Рассматривались только два момента LT – 14:00 LT и ss (момент захода Солнца). Для учета солнечной активности использовался индекс $F10.7$.

Для эталонного периода 1957–1980 гг. в указанных работах были получены величины S , близкие к величинам, полученным в данной работе. Так, для ст. Juliusruh эти величины были 0.113, 0.100 и 0.037 МГц/км для января, февраля и июня, соответственно. Для сравнения приводим величины S , полученные в данной работе по данным ст. Juliusruh для 14:00 LT при использовании $F30$, $Ly-α$ и $MgII$: 0.096, 0.099 и 0.090 в январе, 0.096, 0.099 и 0.096 в феврале и 0.031, 0.034 и 0.031 в июне. Видно, что величины S , опубликованные нами ранее для эталонного периода, близки к величинам S для соответствующих ме-

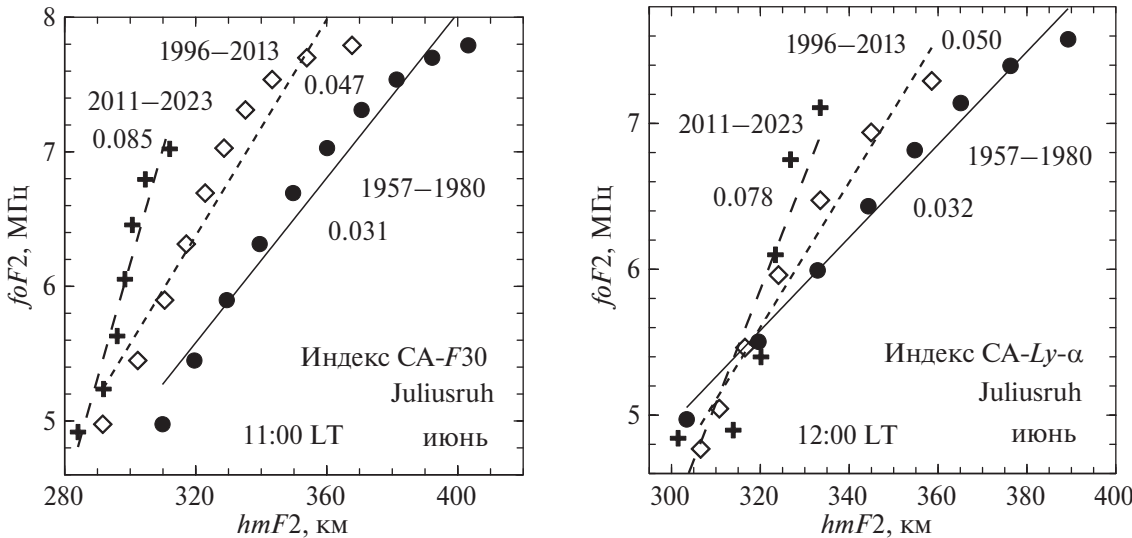


Рис. 5. Примеры изменения $foF2$ с $hmF2$ для июня (ст. Juliusruh).

Таблица 5. Величины S (в МГц/км) для летних месяцев (ст. Juliusruh)

	июнь			июль		
	А	Б	В	А	Б	В
<i>F30</i>						
Сред.	0.031	0.05	0.077	0.036	0.05	0.059
SD	0.001	0.006	0.012	0.007	0.008	0.012
<i>Ly-α</i>						
Сред.	0.032	0.051	0.086	0.034	0.047	0.066
SD	0.001	0.006	0.016	0.003	0.005	0.008
<i>MgII</i>						
Сред.	0.030	0.050	0.076	0.033	0.05	0.065
SD	0.002	0.006	0.013	0.004	0.014	0.013
Усреднение по индексам СА						
Сред.	0.031	0.050	0.080	0.034	0.049	0.063
SD	0.001	0.001	0.006	0.002	0.002	0.004

сяцев, полученными сейчас. При этом сохранился и хорошо выраженный сезонный ход S : величины близки для двух зимних месяцев, тогда как они более, чем вдвое, ниже для летнего месяца июня.

Однако, в работах 2013–2014 гг. на основании анализа среднеквадратических ошибок SD и коэффициента определенности R^2 для разных станций было получено, что зависимость $foF2$ от $hmF2$ для более поздних периодов выражена гораздо хуже, чем для более ранних. Тем не менее в ряде случаев было обнаружено падение S от более ранних периодов к более поздним. Нам представляется, что результаты, полученные в данной работе, являются гораздо более надежными, поскольку они получены на основании более надежных величин $foF2$ и $hmF2$ из современных банков данных, базируются на наблюдениях до 2023 г. и получены с использованием трех индексов СА, которые являются наилучшими для описания вариаций параметров слоя $F2$.

Таким образом, получено с большой надежностью, что наблюдается долговременный тренд параметра S , скорее всего вызванный теми же процессами охлаждения и оседания верхней атмосферы [Laštovička et al., 2008], которые приводят к трендам $foF2$, $hmF2$ и других ионосферных и термосферных параметров (см. обзорные работы Laštovička [2023] и Данилова и Константино-

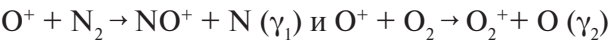
вой [2020]). Представляет интерес вопрос о том, не может ли полученный результат по трендам S дать указание на какие-то долговременные изменения в параметрах термосферы.

Изменение большого числа взаимосвязанных параметров термосферы и ионосферы (температуры, состава, плотности, эффективного коэффициента рекомбинации и т.д.) в процессе охлаждения и оседания должно происходить очень сложным образом. Описать эти изменения и выделить изменения термосферных параметров, которые могут быть ответственны за найденное изменение параметра S , с достаточной степенью надежности можно только в рамках современных моделей. Мы приводим ниже лишь общие соображения по этому поводу.

За счет увеличения количества молекул CO_2 происходит охлаждение термосферного газа и соответствующее “оседание” термосферы, т.е. уменьшение ее плотности на каждой фиксированной геометрической высоте. Это действительно происходит, подтверждением чему являются тренды плотности, обнаруженные по наблюдениям орбит искусственных спутников [Emmert et al., 2015].

При этом, естественно, высота уровня фиксированной плотности должна уменьшаться. Если верна концепция (см. Rishbeth and Edvards [1989]), что слой $F2$ “плавает” на уровне постоянного давления, то за счет указанного оседания должна уменьшаться высота $hmF2$. В то же время может изменяться нейтральный состав термосферы. Особенно важно изменение отношения $[O]/[N_2]$, которому прямо пропорциональна концентрация электронов в максимуме слоя $F2$, $NmF2$. Напомним, что $NmF2 \sim (foF2)^2$. Изменение этого отношения может происходить как за счет изменения барометрической ситуации (уменьшение температуры), так и за счет усиления турбулентной диффузии, увеличивающей отток атомов кислорода через турбопаузу в область их более сильной рекомбинации (подробнее см. [Данилов и Константинова, 2014]). Наконец, уменьшение температуры может влиять не только через изменение барометрической ситуации, но и через зависимость от T констант фотохимических реакций.

Согласно лабораторным исследованиям [Richards, 2011; Heirl et al., 1997] константы скорости основных ионно-молекулярных реакций



зависят от ионной температуры T_i , которая согласно [Richards, 2011] ниже 400 км равна температуре нейтральных частиц, следующим образом:

γ_1, γ_2 обратно пропорциональны T_i при $T_i < 1000$ К и

γ_1, γ_2 прямо пропорциональны T_i при $T_i > 1000$ К.

Среднегодовая ионная температура на высоте слоя $F2$ как раз соответствует ~ 1000 К, причем зимние значения несколько ниже, а летние — несколько выше. Коэффициент рекомбинации β пропорционален γ_1, γ_2 , и, соответственно, электронная концентрация обратно пропорциональна β : $q = \beta Ne$.

Таким образом, летом уменьшение температуры в результате общего процесса охлаждения верхней атмосферы должно приводить даже к небольшому увеличению электронной концентрации (и, следовательно, $foF2$), а не к ее уменьшению (отрицательный тренд). Разная зависимость коэффициента рекомбинации β от температуры летом и зимой может, в частности, быть ответственной за полученное по многим данным (см. [Данилов и др., 2024а; Danilov et al., 2024]) сезонное различие в трендах $foF2$, которое мы уже упоминали: выраженные отрицательные тренды зимой и близкие к нулю, или даже слегка положительные, тренды летом.

Данилов и Константинова [2014] предположили, что на роль “главного кандидата”, вызывающего отрицательные тренды $foF2$, претендует нейтральный состав термосферного газа и что наблюдаемый отрицательный тренд $foF2$ указывает на уменьшение концентрации атомного кислорода.

Все сказанное выше в данном параграфе призвано показать, что есть целый комплекс изменений параметров термосферы, вызываемых ее охлаждением и оседанием, которые могут сложным образом влиять на изменения параметров слоя $F2$. Именно поэтому чтобы выяснить вопрос о том, о каких изменениях в термосфере свидетельствуют описанные выше изменения соотношения между $foF2$ и $hmF2$, нужно рассмотреть это изменение (поведение параметра S) в рамках современных теоретических моделей типа TIEGCM или WACCM-X.

Нам представляется, что полученные в этой работе выводы о долговременных вариациях параметра S являются достаточно надежными и обоснованными статистически и должны с помощью указанных моделей дать важную информацию о долговременных изменениях термосферных параметров.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ изменения критической частоты $foF2$ и высоты $hmF2$ ионосферного слоя $F2$

за период 1957–2023 гг. Для этих двух параметров ранее авторами были найдены отрицательные тренды. В данной работе рассматривается вопрос о том, как изменяется со временем характер соотношения между $foF2$ и $hmF2$. В качестве анализируемого параметра рассматривается величина S , которая представляет собой наклон линейной зависимости $foF2$ от $hmF2$.

Такая зависимости построена для трех периодов: эталонного 1957–1980 гг., когда не должно было еще быть ионосферных трендов антропогенной природы, и двух последующих 1996–2023 гг. и 2011–2023 гг. Основой указанного анализа служат результаты наблюдений методом вертикального зондирования на двух ионосферных станциях — Moscow и Juliusruh. Рассматриваются пять околополуденных моментов местного времени и два периода — зимний (январь и февраль) и летний (июнь и июль).

Получено, что данные для обеих станций и обоих сезонов приводят к главному выводу: с высокой степенью надежности величины S увеличиваются с переходом от эталонного периода к периоду 1996–2023 гг. и затем к периоду 2011–2023 гг. При этом величины S для зимних месяцев значительно выше, чем для летних. Эти два заключения и являются основным результатом данной работы.

Поскольку, если исключены эффекты солнечной активности, поведение обоих рассмотренных параметров ионосферного слоя $F2$ определяется поведением параметров нейтральной среды, мы считаем, что найденные эффекты в поведении S могут дать ценную информацию о долговременных изменениях (трендах) термосферных характеристик. Получить такую информацию можно только в рамках современных теоретических моделей. Мы надеемся, что специалисты по теоретическому моделированию такую работу сделают.

БЛАГОДАРНОСТИ

Величины солнечных индексов взяты с сайта LISIRD (<https://lasp.colorado.edu/lisird/>). Величины $M3000$ и $foF2$ взяты из банка Дамбольдта на сайте (<https://downloads.sws.bom.gov.au/wdc/iondata/medians/>), а также с сайтов Australian Space Weather Forecasting Center (www.sws.bom.gov.au) и ИЗМИРАН ([http://www.wdcb.ru/stp/data/ionosphere_4/MO155_Moscow_\(IZMIRAN\)](http://www.wdcb.ru/stp/data/ionosphere_4/MO155_Moscow_(IZMIRAN))).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Бербенева Н.А. Статистический анализ зависимости критической частоты $foF2$ от различных индексов солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 5. С. 619–629. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600588>
- Данилов А.Д., Бербенева Н.А. Дальнейший детальный анализ зависимости $foF2$ от солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 2. С. 253–264. 2024.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Уменьшение количества атомного кислорода в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 2. С. 239–245. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014020060>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные изменения связи между $foF2$ и $hmF2$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 5. С. 612–619. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794016050047>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040045>
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Дальнейший детальный анализ зависимости $foF2$ от солнечной активности // Гелиогеофизические исследования. Вып. 40. С. 68–80. 2023. https://doi.org/10.5425/2304-7380_2023_40_68
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Тренды критической частоты $foF2$ по данным станций северного и южного полушарий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 3. С. 386–399. 2024а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Долговременные тренды высоты максимума ионосферного слоя $F2$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 4. С. 489–502. 2024б.
- Danilov A.D., Berbeneva N.A., Konstantinova A.V. Trends in the $F2$ -layer parameters to 2023 // Adv. Space Res. V. 73. № 12. P. 6054–6065. 2024. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2024.03.036>
- Emmert J.T. Altitude and solar activity dependence of 1967–2005 thermospheric density trends derived from orbital drag // J. Geophys. Res. – Space. V. 120. № 4. P. 2940–2950. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021047>
- Hierl P.M., Dotan I., Seeley J.V., Van Doren J.M., Morris R.A., Viggiano A.A. Rate constants for the reactions of O^+ with N_2 and O_2 as a function of temperature (300–1800 K) // J. Chem. Phys. V. 106. № 9. P. 3540–3544. 1997. <https://doi.org/10.1063/1.473450>
- Laštovička J. Progress in investigating long-term trends in the mesosphere, thermosphere, and ionosphere // Atmos. Chem. Phys. V. 23. № 10. P. 5783–5800. 2023. <https://doi.org/10.5194/acp-23-5783-2023>
- Laštovička J., Akmaev R.A., Beig G., Bremer J., Emmert J.T., Jacobi C., Jarvis M.J., Nedoluha G., Portnyagin Yu.I., Ulich T. Emerging pattern of global change in the upper atmosphere and ionosphere // Ann. Geophys. V. 26. № 5. P. 1255–1268. 2008. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-1255-2008>
- Richards P.G. Reexamination of ionospheric photochemistry // J. Geophys. Res. – Space. V. 116. № 8. ID A08307. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016613>
- Rishbeth H., Edwards R. The isobaric $F2$ -layer // J. Atmos. Terr. Phys. V. 51. № 4. P. 321–338. 1989. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(89\)90083-4](https://doi.org/10.1016/0021-9169(89)90083-4)

Changes with Time in the Relation Between the $F2$ -Layer Critical Frequency and Height

A. D. Danilov^{1,*}, A. V. Konstantinova¹, N. A. Berbeneva²

¹*Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia*

²*Physical Faculty of the Moscow State University, Moscow, Russia*

*e-mail: adanilov99@mail.ru

The change with time in the parameter S that characterizes the relation of the critical frequency $foF2$ to the height $hmF2$ of the ionospheric $F2$ layer is considered. The results of measurements by the vertical sounding method at two stations Moscow and Juliusruh are analyzed. The dependence of $foF2$ on $hmF2$ is drawn for three intervals: 1957–1980, 1996–2023, and 2011–2023. Five near-noon LT moments and two seasons (winter (January and February) and summer (June and July)) are considered. It is found for both stations and both seasons that the S value is increasing systematically from the earlier to later periods. At the same time, the winter S values are approximately by a factor of three higher than the summer ones for all periods. It is suggested that the found changes in the parameter S could provide valuable information on long-term variations (trends) in thermospheric parameters with the help of current theoretical models of the TIEGCM or WACCM-X type.

Keywords: critical frequency of the ionospheric $F2$ layer, height of the layer, relation between two parameters and its changes with time.

УДК 550.388.2

СЕЗОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЧИВОСТИ $NmF2$ НА РАЗНЫХ ДОЛГОТАХ СРЕДНИХ ШИРОТ ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. В. Х. Депуев¹, *, М. Г. Деминов¹, Г. Ф. Деминова¹, А. Х. Депуева¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН),
Москва, Троицк, Россия

*e-mail: depuev@izmiran.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 27.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

На основе данных семнадцати среднеширотных ионосферных станций за 1958–1988 гг. проведен анализ сезонных особенностей концентрации максимума слоя $F2$ ($NmF2$) на разных долготах при повышенной ($48 > ap(\tau) > 27$) геомагнитной активности, где $ap(\tau)$ – средневзвешенный (с характерным временем 14 ч) ap -индекс этой активности. В качестве характеристик изменчивости использованы стандартное отклонение σ флуктуаций $NmF2$ относительно спокойного уровня и средний сдвиг этих флуктуаций x_{ave} в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы. Получено, что на всех анализируемых станциях дисперсия σ^2 для повышенной геомагнитной активности больше, чем для спокойных условий, и, при прочих равных условиях, она максимальна зимой в ночные часы. Для повышенной геомагнитной активности во все сезоны разница в значениях x_{ave} между анализируемыми станциями достаточно большая. Одна из причин этой разницы связана с зависимостью x_{ave} от геомагнитных широт. Для выбора этих широт использованы аппроксимации геомагнитного поля наклонным диполем (TD), эксцентричным диполем (ED) или с помощью исправленных геомагнитных (CGM) координат. Получено, что зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты или CGM-широты во все сезоны в ночные часы и в равноденствия и зимой в дневные часы. Летом в дневные часы зависимости x_{ave} от ED-широты и CGM-широты сопоставимы по точности, и они точнее зависимости x_{ave} от TD-широты. Следовательно, ED-широты являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя $F2$ на средних широтах во все сезоны. Этот вывод получен, по-видимому, впервые.

Ключевые слова: изменчивость ионосферы, геомагнитные возмущения, сезонные особенности.

DOI: 10.31857/S0016794024050075, EDN: QQMJBW

1. ВВЕДЕНИЕ

Под изменчивостью ионосферы понимают флуктуации параметров ионосферы относительно фона. Изменчивость концентрации максимума слоя $F2$ ионосферы $NmF2$ (или критической частоты $foF2 \sim NmF2^{1/2}$) исследовалась неоднократно [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Araujo-Pradere et al., 2005; Fotiadis and Kouris, 2006; Altadill, 2007; Zhang and Holt, 2008; Pirog et al., 2011; Deminov et al., 2013; Ratovsky et al., 2015, 2023]. Ниже $NmF2$ обозначена через Nm для краткости изложения. В этих работах изменчивость Nm оценивалась по величине стандартного (или среднеквадратичного) отклонения Nm относительно фона. В качестве фона можно

использовать средние значения Nm для низкой геомагнитной активности. Получение таких значений Nm сопряжено с определенными трудностями, поскольку периоды продолжительной низкой геомагнитной активности встречаются нечасто (см., например, [Rishbeth and Mendillo, 2001]). Этот способ определения статистических свойств флуктуаций Nm относительно спокойного уровня при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности был реализован по данным ст. Irkutsk (52.5° N, 104° E), Alma-Ata (52.5° N, 104° E) и Yamagawa (31.2° N, 130.6° E) [Деминев и др., 2015, 2023].

Эти станции расположены в определенном долготном секторе. В разных долготных секторах

свойства изменчивости Nm могут отличаться. Эти отличия в периоды конкретных геомагнитных бурь отмечены, например, в работах [Kilifarska, 1988; Shpynev et al., 2018; Chernigovskaya et al., 2021; Черниговская и др., 2022]. Они до некоторой степени были учтены в эмпирической модели бури в ионосфере [Araujo-Pradere et al., 2002] и в полумпирической модели отрицательной фазы ионосферной бури [Аннакулиев и др., 1997]. В эмпирической модели бури в ионосфере поправка на геомагнитную бурю зависит от исправленной геомагнитной (CGM) широты [Araujo-Pradere et al., 2002]. Следовательно, можно было предположить, что на средних широтах для высокой геомагнитной активности свойства изменчивости ионосферы на разных долготах будут почти одинаковы для фиксированной CGM-широты и местного времени. Первая проверка этого предположения была выполнена нами по данным ионосферных станций на близких CGM-широтах ($49 \pm 2^\circ$ N) для дневных и ночных часов при повышенной и высокой геомагнитной активностях без разделения на сезоны [Депуев и др., 2024]. Кроме исправленных геомагнитных координат [Gustafsson et al., 1992] были рассмотрены координаты наклонного (TD) и эксцентричного (ED) диполя [Fraser-Smith, 1987; Деминов и Фишук, 2000; Kooschak and Fraser-Smith, 2017]. Напомним, что CGM-, TD- и ED-координаты являются аппроксимациями геомагнитного поля, в TD-координатах центр диполя совпадает с центром Земли и ось диполя наклонена относительно оси вращения, ED-координаты отличаются от TD-координат тем, что центр диполя не совпадает с центром Земли. Было установлено, что ED-широты, а не CGM-широты, являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя F_2 на средних широтах [Депуев и др., 2024]. Этот вывод был предварительным, поскольку свойства изменчивости Nm могут существенно зависеть от сезона (см., например, [Araujo-Pradere et al., 2005]). Целью данной работы был анализ свойств изменчивости Nm в дневные и ночные часы в разные сезоны при низкой и повышенной геомагнитной активности. Одной из основных целей работы было определение оптимальных геомагнитных координат (TD, ED или CGM) для учета эффектов бурь в Nm с учетом сезонных особенностей этих эффектов.

Ниже представлены результаты этой работы. Они приведены в следующей последовательности: локальные модели Nm для спокойного уровня, т.е. низкой геомагнитной активности, статистические свойства флуктуаций Nm относительно спокойного уровня при низкой и повышенной геомагнит-

ной активности в разные сезоны в дневные и ночные часы, обсуждение этих свойств и выводы.

2. МОДЕЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА СЛОЯ F_2 ДЛЯ НИЗКОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В данном случае эмпирическая модель концентрации максимума слоя F_2 для низкой геомагнитной активности Nm_0 по данным конкретной станции представляет собой набор коэффициентов a_j ($j = 0, 1, 2, 3$) уравнения регрессии

$$Nm_0(F) = a_0 + a_1 F + a_2 F^2 + a_3 F^3 \quad (1)$$

для каждого часа мирового времени UT с дискретностью 1 час и месяца года ($M = 1$ – январь, $M = 12$ – декабрь), где

$$F = 0.5(F_1 + F_m), \quad (2)$$

F_1 и F_m – величина потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см (в 10^{-22} Вт/м² Гц) в данный день и среднее за 81 день значение этого потока, центрированное на данный день.

Коэффициенты a_j уравнения (1) для каждого фиксированного значения UT и M определялись по массиву данных часовых значений Nm конкретной станции за 1958–1988 гг., из которого исключались данные, которые не удовлетворяли условию

$$ap(\tau) < 9, \quad (3)$$

где $ap(\tau)$ – средневзвешенное значение ap -индекса геомагнитной активности с характерным временем $T = 14$ ч или $\tau = \exp(-3/T) \approx 0.8$ [Wrenn, 1987]:

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \dots), \quad (4)$$

ap_0 , ap_{-1} и т.д. – значения ap -индекса в данный, предыдущий и т.д. трехчасовые интервалы. Условие (3) предназначено для исключения из рассмотрения эффектов магнитосферных бурь в ионосфере [Wrenn and Rodger, 1989]. В данном случае спокойная ионосфера – это ионосфера, из которой исключены эффекты магнитосферных бурь. Уравнения (1)–(4) совпадают с приведенными нами ранее [Депуев и др., 2024].

Для анализа были использованы данные ионосферных станций за 1958–1988 гг., координаты ко-

Таблица 1. Ионосферные станции, их географические (GEOGR) координаты, широты наклонного (TD), эксцентричного (ED) диполя и исправленные геомагнитные (CGM) широты. Статистические свойства изменчивости концентрации максимума слоя $F2$ (среднего сдвига x_{ave} и стандартного отклонения σ относительно спокойного уровня) в равноденствия для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов при повышенной ($48 > ap(\tau) > 27$) геомагнитной активности

№	Станция	GEOGR		TD	ED	CGM	48 > $ap(\tau)$ > 27	
		Lon, ° E	Lat, ° N	Lat, ° N	Lat, ° N	Lat, ° N	11–13 LT x_{ave}/σ , %	23–01 LT x_{ave}/σ , %
1	Slough	–0.6	51.5	54	51.1	48.3	–24/27	–36/22
2	Poitiers	0.3	46.6	49.1	46.3	42.1	–21/28	–21/25
3	Rome	12.5	41.8	42.1	39.9	35.5	–06/32	–09/29
4	Juliusruh	13.4	54.6	54.2	52	50.8	–28/26	–39/23
5	Kalinigrad	20.6	54.7	52.9	51.1	50.6	–28/25	–37/24
6	Kiev	30.5	50.5	47.1	45.7	45.7	–21/29	–22/26
7	Leningrad	30.7	60.0	56.1	54.9	55.8	–34/23	–47/28
8	Moscow	37.3	55.5	50.7	49.7	51	–25/29	–35/24
9	Rostov	39.7	47.2	42.4	41.3	42.2	–11/31	–13/28
10	Tomsk	84.9	56.5	46.1	47.1	51.5	–20/28	–28/26
11	Irkutsk	104.0	52.5	41.3	42.9	47.1	–13/28	–16/26
12	Yakutsk	129.6	62.0	51.3	54.6	55.6	–38/23	–47/27
13	Magadan	151.0	60.0	51	53.9	53.2	–36/23	–47/23
14	Boulder	254.7	40.0	48.9	47.4	49.2	–20/32	–11/33
15	Washington	282.9	38.7	49.8	46.9	50.8	–11/32	–17/33
16	Ottawa	284.1	45.4	56.5	53.4	57.3	–29/28	–39/30
17	Wallops Is	284.5	37.8	48.9	46	49.9	–15/34	–12/32

торых приведены в табл. 1. Геомагнитные широты (TD, ED и CGM) в этой таблице вычислены для 1980 г. по международной модели IGRF-13 [Alken et al., 2021]. В данном случае эти станции расположены на географических широтах $50 \pm 12^\circ$ N, TD-широтах $49 \pm 8^\circ$ N, ED-широтах $47.5 \pm 7.5^\circ$ N, CGM-широтах $49 \pm 8^\circ$ N. Отметим, что в табл. 1 приведены 17 станций, в предыдущей работе [Депуев и др., 2024] использовалось 7 разнесенных по долготе станций на близких CGM-широтах ($49 \pm 2^\circ$ N).

На первом этапе для каждой из этих станций были получены эмпирические модели концентрации максимума слоя $F2$ для низкой геомагнитной активности Nm_0 , которые представляют собой уравнения (1) для каждого часа мирового времени и месяца года.

На следующем этапе модели Nm_0 были использованы для анализа свойств флуктуаций Nm относительно спокойного уровня (в процентах), $x = (Nm/Nm_0 - 1) \cdot 100\%$, по данным выбранных

станций: стандартного отклонения $\sigma(x)$, среднеквадратичного отклонения $s(x)$ и среднего сдвига x_{ave} этих флуктуаций относительно спокойного уровня (см., например, [Taylor, 1982]):

$$\begin{aligned}x_{\text{ave}} &= (1/n) \sum_i x_i, \\ \sigma^2 &= (1/n) \sum_i (x_i - x_{\text{ave}})^2, \\ s^2 &= (1/n) \sum_i x_i^2 = \sigma^2 + x_{\text{ave}}^2,\end{aligned}\quad (5)$$

где $x_i = (Nm(i)/Nm_0 - 1) \cdot 100\%$, $\sum_i$ обозначает суммирование по индексу i от 1 до n , n — число значений x данной выборки. При записи этих уравнений учтено, что во всех рассмотренных ниже случаях величина $n > 100$ и можно не учитывать разницу между $(n-1)$ и n . Последнее из равенств (5) показывает, что квадрат среднеквадратического отклонения x относительно спокойного уровня складывается из дисперсии σ^2 , которая характеризует флуктуации x относительно их среднего значения, и квадрата этого среднего значения. Если модель (1) для спокойных условий является точной, то для этих спокойных условий величина $x_{\text{ave}} = 0$. Следовательно, величина x_{ave} характеризует систематическое изменение (сдвиг) Nm относительно спокойного уровня. Величины σ и x_{ave} рассмотрены ниже в качестве основных характеристик флуктуаций Nm относительно спокойного уровня Nm_0 , поскольку величина $s(x)$ однозначно связана с σ и x_{ave} уравнением, приведенным выше.

Для получения надежных статистических оценок были использованы данные ионосферных станций за 1958–1988 гг. для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов для трех сезонов (зима (11, 12, 1, 2), равноденствия (3, 4, 9, 10), лето (5, 6, 7, 8), где число обозначает номер месяца года), для двух интервалов геомагнитной активности: низкая ($ap(\tau) < 9$) и повышенная ($48 > ap(\tau) > 27$) активность.

Флуктуации Nm относительно спокойного уровня Nm_0 для низкой геомагнитной активности являются характеристиками точности модели Nm_0 и изменчивости ионосферы для этой активности. Для приведенных в таблице 1 станций для низкой геомагнитной активности в дневные и ночные часы для всех сезонов выполнено условие

$$x_{\text{ave}}^2 \ll \sigma^2. \quad (6)$$

Для дневных часов сезонные различия флуктуаций Nm обычно незначительны. Например,

$|x_{\text{ave}}| \leq 1\%$, $\sigma = 18\text{--}20\%$ для типичных среднеширотных станций Slough, Juliusruh, Moscow в дневные часы для всех сезонов. В ночные часы для этих станций сезонные различия флуктуаций Nm существенны: $x_{\text{ave}} = -4 \pm 1\%$, $\sigma = 26\text{--}27\%$ зимой, $x_{\text{ave}} = -1 \pm 0.5\%$, $\sigma = 23\text{--}24\%$ в равноденствия, $x_{\text{ave}} = -0.3 \pm 0.1\%$, $\sigma = 20\text{--}22\%$ летом. Данные других анализируемых станций подтверждают приведенные результаты: для низкой геомагнитной активности флуктуации Nm почти не зависят от сезона в дневные часы, в ночные часы они больше, чем в дневные часы, и максимальны в ночные часы зимой. Для всех анализируемых станций в ночные часы зимой наблюдается систематический отрицательный сдвиг ($x_{\text{ave}} < 0$) и в среднем $x_{\text{ave}} = -4\%$. Тем не менее, условие (6) выполнено даже для ночных часов зимой, т.е. модель (1) является достаточно точной для всех анализируемых случаев. В данном случае дисперсия σ^2 относительных флуктуаций Nm отражает внутреннюю, т.е. не связанную с геомагнитной активностью, изменчивость ионосферы.

Для типичных среднеширотных станций (Slough, Juliusruh, Moscow) число измерений Nm в интервале 1958–1988 гг. в среднем равно 4000–4500 для каждого из сезонов в дневные и ночные часы при низкой геомагнитной активности. Для этих же условий, но при повышенной геомагнитной активности ($48 > ap(\tau) > 27$), число измерений составляет примерно 800, 1200 и 1000 для зимы, равноденствия и лета. Причина этого: полугодовые изменения геомагнитной активности с максимумами осенью и весной и минимумами летом и зимой, причем минимум зимой более значителен, чем летом [Cliver et al., 2002]. Для аналогичных условий, но при высокой геомагнитной активности ($ap(\tau) > 48$) число измерений около 130, 340, 290. Из приведенных данных следует, что в среднем число измерений для низкой геомагнитной активности примерно в 4–5 и 10–30 раз больше числа измерений при повышенной и высокой геомагнитной активности соответственно. Число измерений при высокой геомагнитной активности незначительно, несмотря на очень большой диапазон изменения этой активности. По этой причине получение корректных оценок изменчивости Nm для высокой геомагнитной активности возможно только без разделения на сезоны. Такие оценки были приведены нами ранее [Депуев и др., 2024]. Ниже представлены оценки изменчивости Nm при повышенной геомагнитной активности для разных сезонов, начиная с равноденствия, поскольку число измерений Nm для этого сезона максимально.

3. ИЗМЕНЧИВОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА СЛОЯ $F2$ ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В табл. 1 приведены результаты вычисления среднего сдвига x_{ave} и стандартного отклонения σ концентрации максимума слоя $F2$ от спокойного уровня для анализируемых станций в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы для повышенной геомагнитной активности ($48 > ap(\tau) > 27$). Из этих результатов можно видеть, что стандартные отклонения σ лежат в диапазоне 23–34% и 22–33% в дневные и ночные часы. Следовательно, в среднем стандартное отклонение σ для повышенной геомагнитной активности больше, чем для спокойных условий, примерно на 10% и 5% в дневные и ночные часы. В целом, отличия в значениях σ между анализируемыми станциями не очень большие: $\sigma = 28.5 \pm 5.5\%$ и $\sigma = 27.5 \pm 5.5\%$ в дневные и ночные часы.

Для всех приведенных в табл. 1 случаев сдвиг $x_{ave} < 0$, т.е. в равноденствия при повышенной геомагнитной активности этот сдвиг соответствует уменьшению Nm относительно спокойного уровня – отрицательная фаза ионосферного возмущения. Диапазон изменений $|x_{ave}|$ равен 6–38% и 9–47% для дневных и ночных часов. Следовательно, для всех анализируемых станций в дневные и ночные часы средняя величина $|x_{ave}|$ в периоды повышенной геомагнитной активности на порядок больше, чем для спокойных условий.

Не менее важным является очень большой диапазон изменений x_{ave} между анализируемыми станциями: $|x_{ave}| = 22 \pm 16\%$ и $|x_{ave}| = 28 \pm 19\%$ для дневных и ночных часов. Эффекты ионосферных возмущений в периоды повышенной геомагнитной активности зависят от широты, поскольку источник этих возмущений расположен в высоких широтах. В качестве таких широт можно выбрать широты в координатах ED, TD или CGM и оценить, которая из них является более точной для описания возмущений в ионосфере средних широт в периоды повышенной геомагнитной активности. Для этого по данным x_{ave} в таблице 1 были определены коэффициенты уравнений регрессии (a и b) и статистические свойства этих уравнений

$$x_{ave} = a + b\Phi, \quad (7)$$

где Φ – TD-, ED- или CGM-широты, которые для каждой из анализируемых станций (и каждого x_{ave} в дневные или ночные часы) приведены в таблице 1. Для равноденствий результат показан

на рис. 1, где приведены исходные данные x_{ave} , уравнения регрессии (7), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений. Отметим, что R – коэффициент корреляции между вычисленными по уравнению (6) и исходными значениями x_{ave} . Из данных на рисунке 1 следует, что зависимость x_{ave} от ED-широты гораздо точнее зависимости x_{ave} от TD- или CGM-широты, как в дневные, так и в ночные часы: а) коэффициент определенности R^2 для зависимости x_{ave} от ED-широты в 1.5 раза больше, чем для этой зависимости от TD- или CGM-широты; б) величина σ для зависимости x_{ave} от ED-широты в 1.7–2 раза меньше, чем для этой зависимости от TD- или CGM-широты.

На рис. 2 для лета приведены исходные данные x_{ave} , уравнения регрессии (7), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений. Они основаны на данных ионосферных станций, координаты которых приведены в табл. 1. Из данных на рис. 2 можно видеть, что в дневные часы зависимость x_{ave} от ED- или CGM-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты. Для этих часов зависимость x_{ave} от CGM-широты немного точнее зависимости x_{ave} от ED-широты: разница стандартных отклонений σ для этих зависимостей относительно низкая и равна 0.5%. Поэтому можно утверждать, что в данном случае точности зависимостей x_{ave} от ED- или CGM-широт почти совпадают. Из данных на рис. 2 следует, что для ночных часов зависимость x_{ave} от ED-широты гораздо точнее зависимости x_{ave} от TD- или CGM-широты: а) коэффициент определенности R^2 для зависимости x_{ave} от ED-широты в 1.5 раза больше, чем для этой зависимости от TD- или CGM-широты; б) величина σ для зависимости x_{ave} от ED-широты в 1.6–1.7 раза меньше, чем для этой зависимости от TD- или CGM-широты.

На рис. 3 для зимы приведены исходные данные x_{ave} , уравнения регрессии (7), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений. Они основаны на данных ионосферных станций, координаты которых приведены в табл. 1. Из данных на рис. 3 можно видеть, что для дневных часов зависимость x_{ave} от ED-широты гораздо точнее зависимости x_{ave} от TD- или CGM-широты: а) коэффициент определенности R^2 для зависимости x_{ave} от ED-широты в 1.4–1.7 раза больше, чем для этой зависимости от TD- или CGM-широты; б) величина σ для зависимости x_{ave} от ED-широты в 1.6–1.8 раза меньше, чем для этой зависимости от TD- или CGM-широты. Уравнения регрессии (7) для ночных часов зимой описывают только небольшую

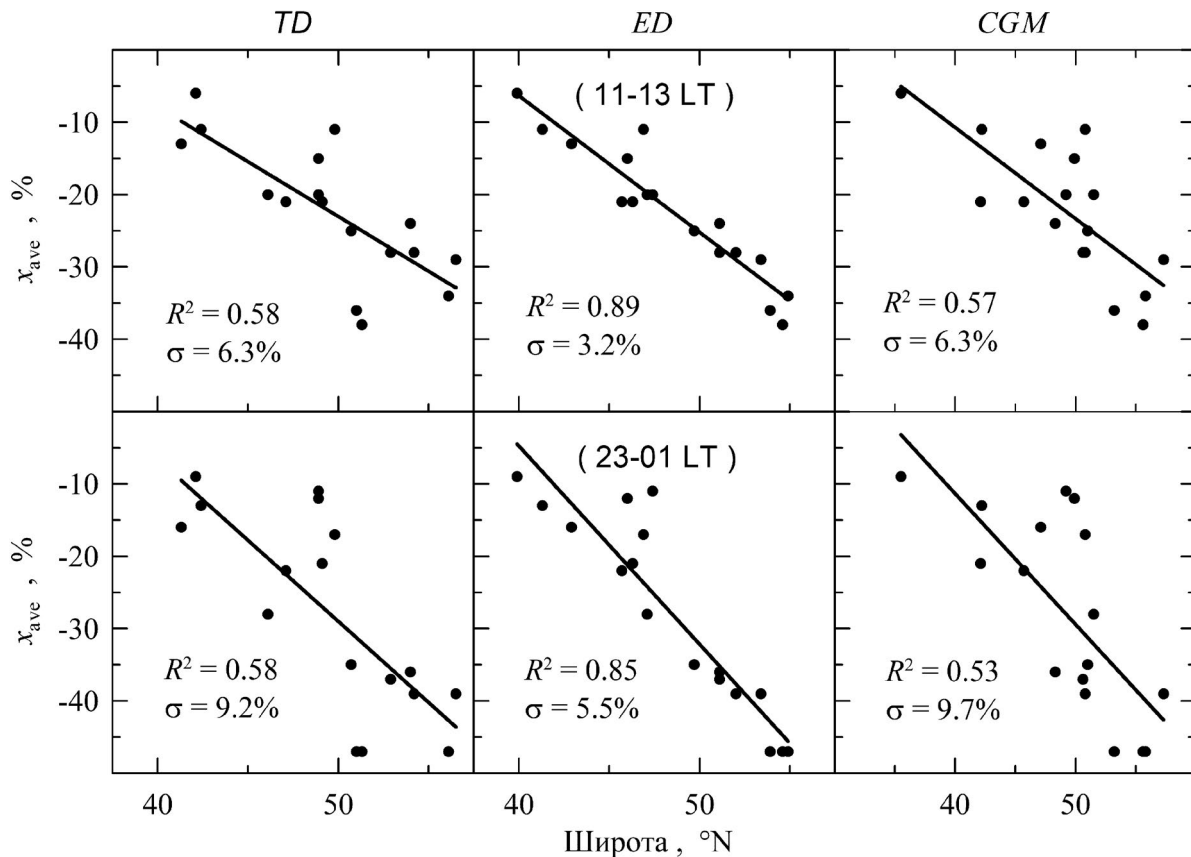


Рис. 1. Зависимости среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя $F2$ от широт наклонного (TD) или эксцентричного (ED) диполя или исправленных геомагнитных (CGM) широт в равноденствия для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов при повышенной геомагнитной активности по данным в табл. 1 (точки). Уравнения регрессии (7) по этим данным (сплошные линии), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений.

часть зависимости x_{ave} от широты: 28, 36 и 15% этой зависимости для координат TD, ED и CGM, если судить по данным R^2 на рис. 3. Тем не менее, даже в этом случае зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-или CGM-широты. Из данных на рис. 3 можно видеть, что $x_{ave} > 0$ в дневные часы на ED-широтах, меньших 45° N. Следовательно, в дневные часы зимой при повышенной геомагнитной активности на относительно низких широтах наблюдается положительная фаза бури в ионосфере, на более высоких широтах — отрицательная фаза этой бури. Из данных на рис. 1 и рис. 2 можно видеть, что при повышенной геомагнитной активности в равноденствия и летом на всех анализируемых станциях наблюдается только отрицательная фаза ионосферной бури, т.е. $x_{ave} < 0$ для этих условий.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше было получено, что модель (1) для концентрации Nm_0 при низкой геомагнитной актив-

ности является достаточно точной для анализируемых станций, поскольку для этой активности выполнено условие (6): стандартные отклонения σ гораздо больше средних отклонений (сдвига) x_{ave} измеренных значений Nm от Nm_0 . Для низкой геомагнитной активности флуктуации Nm относительно Nm_0 почти не зависят от сезона в дневные часы, в ночные часы они больше, чем в дневные часы. Эти флуктуации максимальны в ночные часы зимой, когда наблюдается отрицательный сдвиг Nm относительно Nm_0 и в среднем $x_{ave} = -4\%$. Существование такого сдвига указывает на неточность модели (1) для ночных условий зимой при низкой геомагнитной активности. Для этих условий зимой на средних широтах зависимость Nm_0 от индекса солнечной активности F практически отсутствует для низкой солнечной активности и Nm_0 увеличивается с ростом F для высокой солнечной активности (см., например, [Кринберг и Ташилин, 1984]). Поэтому более точным было построение модели (1) для нескольких интерва-

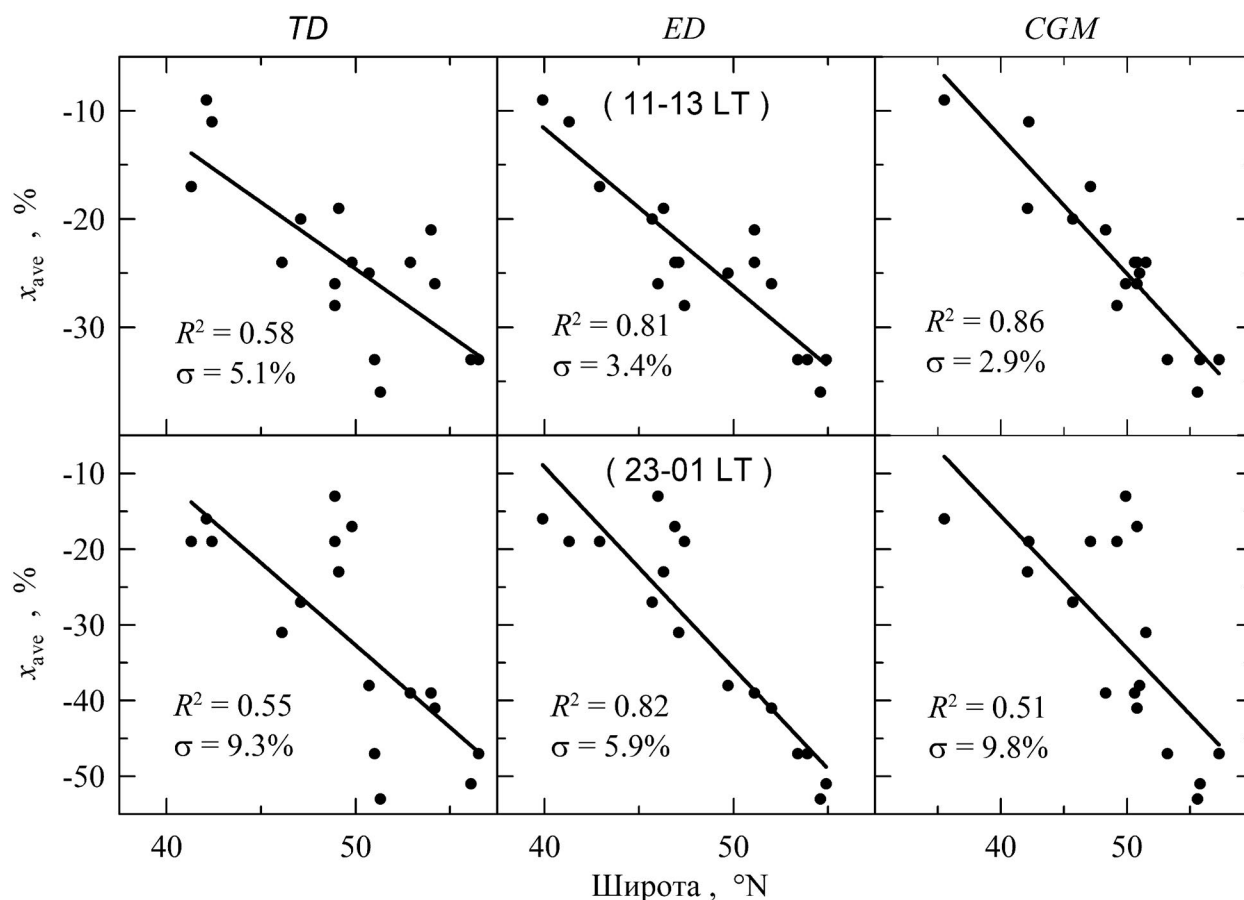


Рис. 2. Зависимости среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя $F2$ от широт наклонного (TD) или эксцентричного (ED) диполя или исправленных геомагнитных (CGM) широт летом для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов при повышенной геомагнитной активности по данным ионосферных станций, координаты которых приведены в табл. 1 (точки). Уравнения регрессии (7) по этим данным (сплошные линии), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений.

лов индекса солнечной активности. Тем не менее, даже для ночных зимних условий выполнено условие (6), т.е. модель (1) обладает достаточной точностью для решения поставленной задачи.

В модели (1) использован индекс солнечной активности F , который основан на традиционном индексе $F10.7$. Поток солнечного радиоизлучения на длине волны 30 см (индекс $F30$) может быть более точным, чем $F10.7$, индикатором солнечной активности для медиан или ежегодных значений $foF2$ [Danilov and Berbeneva, 2023; Laštovička and Burešova, 2023]. Медианы и ежегодные значения $foF2$ в значительной степени являются характеристиками долговременных (климатических) изменений $foF2$. Разница между индексами $F30$ и $F10.7$ (с учетом приведения одного индекса к другому на основе уравнения регрессии) такова, что она не имеет значения для большинства при-

ложений космической погоды, но может быть важной для исследований космического климата [Dudok de Wit and Bruinsma, 2017]. В данном случае нас интересовала космическая погода, поэтому мы сохранили индекс F как индикатор солнечной активности для ежедневных значений Nm_0 во все часы мирового времени.

Приведенные на рисунках 1–3 данные отражают известные закономерности бури в ионосфере средних широт: а) амплитуда отрицательной фазы бури ($x_{ave} < 0$) больше летом, чем зимой, и в ночные часы больше, чем в дневные часы; б) положительная фаза бури ($x_{ave} > 0$) чаще наблюдается в дневные часы зимой на относительно низких широтах [Prölss, 1977; Fuller-Rowell et al., 1996; Mikhailov, 2000; Kumar and Parkinson, 2017]. Например, средние по 17 анализируемым станциям значения x_{ave} в дневные часы равны -7 , -22

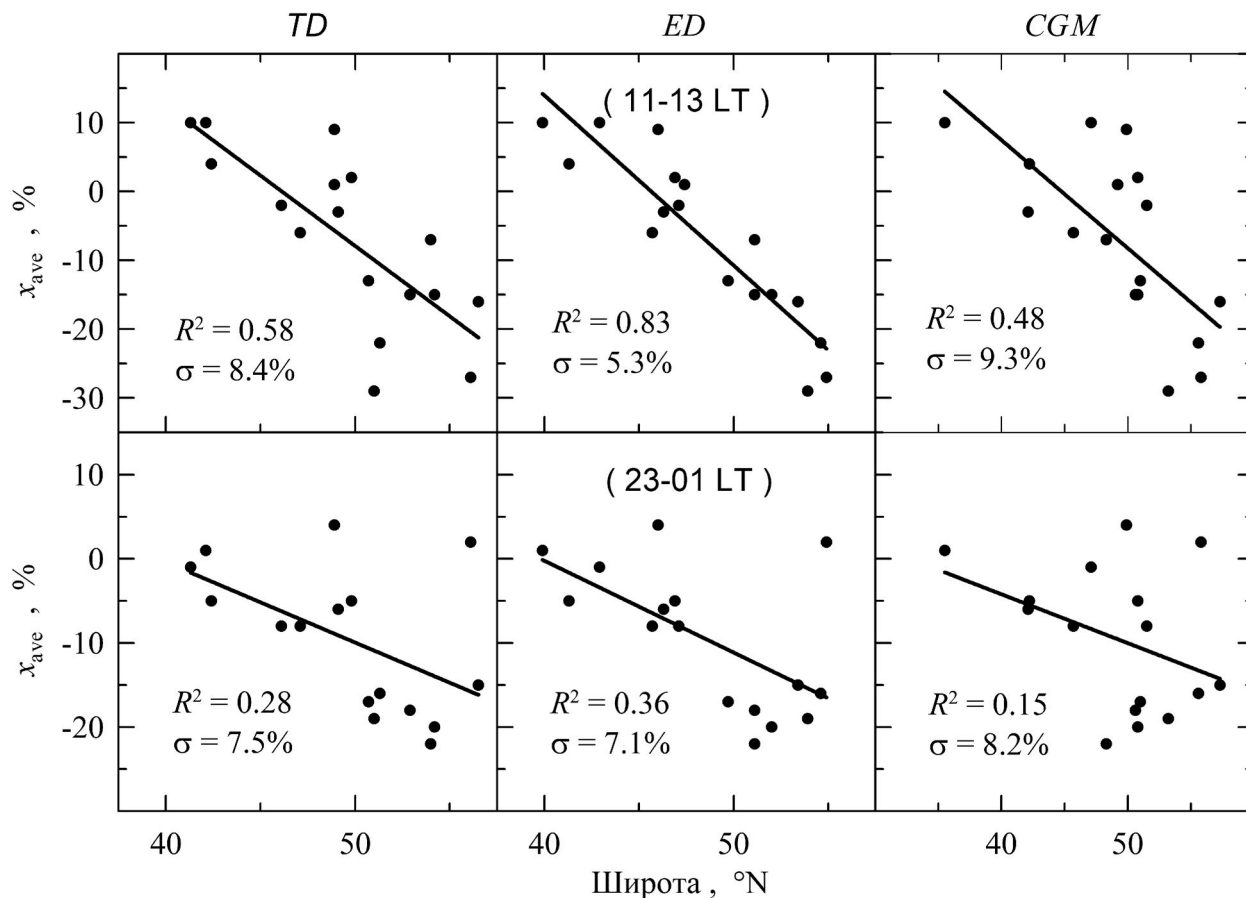


Рис. 3. Зависимости среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя $F2$ от широт наклонного (TD) или эксцентричного (ED) диполя или исправленных геомагнитных (CGM) широт зимой для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов при повышенной геомагнитной активности по данным ионосферных станций, координаты которых приведены в табл. 1 (точки). Уравнения регрессии (7) по этим данным (сплошные линии), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений.

и -24% зимой, в равноденствия и летом; в ночные часы эти значения равны -10 , -28 и -31% .

Отличия в значениях стандартного отклонения σ между анализируемыми станциями для умеренной геомагнитной активности не очень большие. Например, для равноденствия $\sigma = 28.5 \pm 5.5\%$ и $\sigma = 27.5 \pm 5.5\%$ в дневные и ночные часы (см. табл. 1). Это не позволило выбрать оптимальные геомагнитные широты для учета зависимости σ от широты.

Отличия в значениях среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя $F2$ относительно спокойного уровня между анализируемыми станциями достаточно большие. Сильная зависимость x_{ave} от геомагнитных широт может быть одной из основных причин такого отличия. В качестве таких геомагнитных широт были выбраны TD-, ED- и CGM-широты. Было получено, что для повышенной геомагнитной зависи-

мость x_{ave} от ED-широты точнее зависимостей x_{ave} от TD-широты и CGM-широты в ночные часы для всех сезонов и в дневные часы для равноденствий и зимы. В дневные часы летом зависимости x_{ave} от ED- и CGM-широты практически совпадают по точности, и они точнее зависимости x_{ave} от TD-широты. Следовательно, в целом, ED-широты являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя $F2$ на средних широтах во все сезоны для периодов повышенной геомагнитной активности. Этот вывод получен, по-видимому, впервые. Для высокой геомагнитной активности, но без разделения на сезоны, аналогичный вывод был получен нами ранее [Депуев и др., 2024]. Высокая геомагнитная активность встречается нечасто, поэтому нам не удалось получить корректные оценки зависимости изменчивости ионосферы от сезона для этой активности.

6. ВЫВОДЫ

На основе данных семнадцати среднеширотных ионосферных станций за 1958–1988 гг. проведен анализ сезонных особенностей концентрации максимума слоя $F2$ ($NmF2$) на разных долготах при повышенной ($48 > ap(\tau) > 27$) геомагнитной активности, где $ap(\tau)$ – средневзвешенный (с характерным временем 14 ч) ap -индекс этой активности. В качестве характеристик этой изменчивости использованы стандартное отклонение σ флуктуаций Nm относительно спокойного уровня и средний сдвиг этих флуктуаций x_{ave} в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы. Получены следующие выводы.

1. На всех анализируемых станциях дисперсия σ^2 для повышенной геомагнитной активности больше, чем для спокойных условий, и, при прочих равных условиях, она максимальна зимой в ночные часы.

2. Для повышенной геомагнитной активности изменения x_{ave} отражают известные закономерности бури в ионосфере средних широт: а) амплитуда отрицательной фазы бури ($x_{ave} < 0$) больше летом, чем зимой, и в ночные часы больше, чем в дневные часы; б) положительная фаза бури ($x_{ave} > 0$) чаще наблюдается в дневные часы зимой на относительно низких широтах.

3. Для повышенной геомагнитной активности во все сезоны разница в значениях x_{ave} между анализируемыми станциями достаточно большая. Одна из причин этой разницы связана с зависимостью x_{ave} от геомагнитных широт. Для выбора этих широт использованы аппроксимации геомагнитного поля наклонным диполем (TD), эксцентричным диполем (ED) или с помощью исправленных геомагнитных (CGM) координат. Получено, что зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты или CGM-широты во все сезоны в ночные часы и в равноденствия и зимой в дневные часы. Летом в дневные часы зависимости x_{ave} от ED-широты и CGM-широты сопоставимы по точности, и они точнее зависимости x_{ave} от TD-широты. Следовательно, ED-широты являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя $F2$ на средних широтах во все сезоны. Этот вывод получен, по-видимому, впервые.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные критических частот слоя $F2$ анализируемых ионосферных станций, индексы солнечной и геомагнитной активности были взяты с сайтов Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR, <http://spidr.ngdc.noaa.gov/>, до 2015 года), WDC for Solar-Terrestrial Physics,

Chilton (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdccc1/>), WDC for Geomagnetism, Kyoto (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аннакулиев С.К., Деминов М.Г., Фельдштейн А.Я., Шубин В.Н. О долгом эффекте в отрицательной фазе ионосферной бури на средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 1. С. 75–83. 1997.
- Деминов М.Г., Фишук Я.А. Об использовании аппроксимации геомагнитного поля эксцентричным диполем в задачах моделирования ионосферы и плазмосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 40. № 3. С. 119–123. 2000.
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А., Полех Н.М. Свойства изменчивости концентрации максимума $F2$ -слоя над Иркутском при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 1. С. 56–62. 2015. <https://doi.org/10.12737/6558>
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Денуев В.Х., Денуева А.Х. Свойства изменчивости концентрации максимума $F2$ -слоя над Алма-Атой при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 5. С. 630–637. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600308>
- Денуев В.Х., Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Денуева А.Х. Изменчивость $NmF2$ на разных долготах средних широт: роль геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 4. С. 503–511. 2024. <https://doi.org/10.31857/S0016794024040059>
- Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 189 с. 1984.
- Черниговская М.А., Шпынев Б.Г., Хабитуев Д.С., Ратовский К.Г., Белинская А.Ю., Степанов А.Е., Бычков В.В., Григорьева С.А., Панченко В.А., Мелич Й. Исследование отклика среднеширотной ионосферы Северного полушария на магнитные бури в марте 2012 г. // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 4. С. 46–56. 2022. <https://doi.org/10.12737/szf-84202204>
- Alken P., Thebault E., Beggan C.D. et al. International geomagnetic reference field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. № 1. ID 49. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Altadill D. Time/altitude electron density variability above Ebro, Spain // Adv. Space Res. V. 39. № 5. P. 962–969. 2007. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.031>
- Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V. STORM: An empirical storm-time ionospheric correction model: 1. Model description // Radio Sci. V. 37. № 5. ID 1070. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001RS002467>
- Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V., Bilitza D. Characteristics of the ionospheric variability as a function of season, latitude, local time, and geomagnetic activity // Radio Sci. V. 40. № 5. ID RS5009. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004RS003179>

- Chernigovskaya M.A., Shpynev B.G., Yasyukevich A.S. et al. Longitudinal variations of geomagnetic and ionospheric parameters in the Northern Hemisphere during magnetic storms according to multi-instrument observations // *Adv. Space Res.* V. 67. № 2. P. 762–776. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.028>
- 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. Sol.-Terr. Phys.* V. 64. № 1. P. 47–53. 2002. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00093-1](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00093-1)
- Danilov A.D., Berbeneva N.A. Statistical analysis of the critical frequency foF2 dependence on various solar activity indices // *Adv. Space Res.* V. 72. № 6. P. 2351–2361. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.05.012>
- Deminov M.G., Deminova G.F., Zhrebtsov G.A., Polekh N.M. Statistical properties of variability of the quiet ionosphere F2-layer maximum parameters over Irkutsk under low solar activity // *Adv. Space Res.* V. 51. № 5. P. 702–711. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.09.037>
- Dudok de Wit T., Bruinsma S. The 30 cm radio flux as a solar proxy for thermosphere density modeling // *J. Space Weather Space Clim.* V. 7. ID A9. 2017. <https://doi.org/10.1051/swsc/2017008>
- 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)
- Fotiadis D.N., Kouris S.S. A functional dependence of foF2 variability on latitude // *Adv. Space Res.* V. 37. № 5. P. 1023–1028. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.02.054>
- Fraser-Smith A.C. Centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles, 1600–1985 // *Rev. Geophys.* V. 25. № 1. P. 1–16. 1987. <https://doi.org/10.1029/RG025i001p00001>
- Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V., Rishbeth H., Mofjett R.J., Quegan S. On the seasonal response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* — *Space*. V. 101. № 2. P. 2343–2353. 1996. <https://doi.org/10.1029/95JA01614>
- Gustafsson G., Papitashvili N.E., Papitashvili V.O. A revised corrected geomagnetic coordinate system for epochs 1985 and 1990 // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 54. № 11–12. P. 1609–1631. 1992. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(92\)90167-J](https://doi.org/10.1016/0021-9169(92)90167-J)
- Kilfarska N.A. Longitudinal effects in the ionosphere during geomagnetic storms // *Adv. Space Res.* V. 8. № 4. P. 23–26. 1988. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(88\)90200-1](https://doi.org/10.1016/0273-1177(88)90200-1)
- Koochak Z., Fraser-Smith A. C. An update on the centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles for the years 1980–2015 // *Earth and Space Science*. V. 4. № 10. P. 626–636. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017EA000280>
- Kumar V.V., Parkinson M.L. A global scale picture of ionospheric peak electron density changes during geomagnetic storms // *Space Weather*. V. 15. № 4. P. 637–652. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016SW001573>
- Laštovička J., Burešova D. Relationships between foF2 and various solar activity proxies // *Space Weather*. V. 21. № 4. ID e2022SW003359. 2023. <https://doi.org/10.1029/2022SW003359>
- Mikhailov A.V. Ionospheric F2-layer storms // *Fisica de la Tierra*. V. 12. P. 223–262. 2000.
- Pirog O., Deminov M., Deminova G., Zhrebtsov G., Polekh N. Peculiarities of the nighttime winter foF2 increase over Irkutsk // *Adv. Space Res.* V. 47. № 6. P. 921–929. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.015>
- Prölss G.W. Seasonal variations of atmospheric-ionospheric disturbances // *J. Geophys. Res.* V. 82. № 10. P. 1635–1640. 1977. <https://doi.org/10.1029/JA082i010p01635>
- Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V. Diurnal, seasonal and solar activity pattern of ionospheric variability from Irkutsk Digisonde data // *Adv. Space Res.* V. 55. № 8. P. 2041–2047. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.08.001>
- Ratovsky K.G., Medvedeva I.V. Local empirical model of ionospheric variability // *Adv. Space Res.* V. 71. № 5. P. 2299–2306. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.10.065>
- 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)
- Shpynev B.G., Zolotukhina N.A., Polekh N.M. et al. The ionosphere response to severe geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 180. P. 93–105. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.014>
- Taylor J.R. An introduction to error analysis. Mill Valley, CA: Univer. Sci. Books, 270 p. 1982.
- Wrenn G.L. Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // *J. Geophys. Res.* — *Space*. V. 92. № 9. P. 10125–10129. 1987. <https://doi.org/10.1029/JA092iA09p10125>
- Wrenn G.L., Rodger A.S. Geomagnetic modification of the mid-latitude ionosphere - Toward a strategy for the improved forecasting of foF2 // *Radio Sci.* V. 24. № 1. P. 99–111. 1989. <https://doi.org/10.1029/RS024i001p00099>
- Zhang S.-R., Holt J.M. Ionospheric climatology and variability from long-term and multiple incoherent scatter radar observations: variability // *Ann. Geophys.* V. 26. № 6. P. 1525–1537. 2008. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-1525-2008>

Seasonal Features of the $NmF2$ Variability for Different Longitudes of the Middle Latitudes During Enhanced Geomagnetic Activity

V. H. Depuev^{1,*}, M. G. Deminov¹, G. F. Deminova¹, A. H. Depueva¹

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia*

**e-mail:depuev@izmiran.ru*

Based on the data of seventeen midlatitude ionospheric stations for 1958–1988, analysis of seasonal features of the $F2$ layer maximum concentration ($NmF2$) at different longitudes with enhanced ($48 > ap(\tau) > 27$) geomagnetic activity, where $ap(\tau)$ – the weighted average (with a characteristic time of 14 hours) ap -index of this activity. As the characteristics of $NmF2$ variability, the standard deviation of $NmF2$ fluctuations for relatively quiet conditions and the average shift of these fluctuations x_{ave} during daytime (11–13 LT) and night (23–01 LT) were used. It was obtained that at all analyzed stations, the dispersion σ^2 for enhanced geomagnetic activity is greater than for quiet conditions, and, other things being equal, it is maximum in winter at night. For enhanced geomagnetic activity in all seasons, the difference in x_{ave} values between the analyzed stations is quite large. One of the reasons for this difference is associated with the dependence of x_{ave} on geomagnetic latitudes. To select these latitudes, approximations of the geomagnetic field with tilted dipole (TD), eccentric dipole (ED) or using corrected geomagnetic (CGM) coordinates were used. It has been obtained that the x_{ave} dependence on the ED-latitude is more accurate in comparison to the x_{ave} dependence on the TD-latitude or CGM-latitude during all seasons at night and during equinoxes and winter – in the daytime. In the summer, in the daytime hours x_{ave} dependence on ED-latitude and CGM-latitude are comparable in accuracy, and they are more accurate in comparison to x_{ave} dependence on the TD-latitude. Consequently, ED-latitudes are optimal for taking into account the effects of storms in the $F2$ layer maximum concentration at middle latitudes during all seasons. This conclusion was apparently made for the first time.

Keywords: ionospheric variability, geomagnetic disturbances, seasonal features.

УДК 550.388.2

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА В ИОНОСФЕРЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ АНОМАЛИЙ ОНЧ/НЧ-РАДИОСИГНАЛОВ, СВЯЗАННЫХ С ПОДГОТОВКОЙ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2024 г. В. М. Сорокин*

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

**e-mail: sova@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 23.02.2024 г.

После доработки 02.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Рассмотрено влияние ветра в ионосфере на характеристики внутренних гравитационных волн. Показано, что взаимодействие ветра в ионосфере с геомагнитным полем приводит к появлению силы Ампера, вертикальный градиент которой модифицирует свойства внутренних гравитационных волн. В результате такого взаимодействия возникает дискретный спектр колебаний ионосферы с основным периодом порядка 30 мин. Увеличение силы Ампера за счет электрического поля сейсмического происхождения приводит к появлению в спектре колебаний ионосферы максимумов с более короткими периодами порядка 10 и 22 мин. Наблюдения возмущения фазы и амплитуды отраженной от ионосферы радиоволны в период роста сейсмической активности согласуются с выводами рассмотренной модели.

DOI: 10.31857/S0016794024050087, EDN: QQGVEK

1. ВВЕДЕНИЕ

Для изучения динамики ионосферы в сейсмическом регионе в течение длительного времени используются хорошо проверенные радиофизические методы ее зондирования. В ряде работ [Biagi et al., 2004; Rozhnoy et al., 2005, 2007; Hayakawa, 2007] наблюдались специфические вариации амплитуды и фазы очень низкочастотных (ОНЧ) радиоволн, трасса распространения которых проходила вблизи эпицентра готовящихся землетрясений. Передатчики и приемники этих волн, распространяющихся в волноводе Земля – ионосфера в спектральном интервале (20–50) КГц, располагались на поверхности Земли. Подобные аномалии характеристик радиоволн возникают перед землетрясениями с магнитудой $M > 3$ за 3–10 суток до землетрясения. Характер распространения ОНЧ/НЧ (ОНЧ, 3–30 КГц, НЧ, 30–300 КГц) сигнала в волноводе Земля – ионосфера определяется, с одной стороны электрической проводимостью земной поверхности, и с другой – проводимостью нижней ионосферы. Проводимость земной поверхности менее подвержена изменениям, и наблюдаемые изменения в сигнале главным образом зависят от высоты отражения, ко-

торая определяется величиной и градиентом электронной плотности около границы нижней ионосферы.

В работе [Biagi et al., 2004] приведены данные измерения уровня сигналов в ОНЧ/НЧ-диапазоне, распространяющихся по пяти трассам. Обнаружены явные уменьшения интенсивности сигнала накануне землетрясений, эпицентры которых располагались вблизи трассы распространения. В работе [Rozhnoi et al., 2007] представлены результаты наблюдения на Камчатке возмущений амплитуды и фазы ОНЧ/НЧ-сигналов, распространяющихся по трем трассам, и на спутнике DEMETER в течение двух периодов сейсмической активности в регионе Япония – Камчатка. Обнаружены явные аномалии в характеристиках сигналов на Земле и на спутнике в рассматриваемый период сейсмической активности. Анализ сигналов в работе [Rozhnoi et al., 2009] от одних и тех же передатчиков на пересекающихся трассах в период землетрясения 06.04.2009 г. в Акви-ле (Италия) впервые дал возможность локализовать область подготовки землетрясения. Обзор результатов исследований воздействия сейсмических процессов на нижнюю ионосферу приве-

ден в работе [Nayaakawa, 2007]. Приводятся доказательства существования ионосферных возмущений, связанных с землетрясениями, на основе статистических исследований и изучения отдельных событий.

Одной из причин, вызывающей реакцию ионосферы на литосферные процессы, является генерация акустических волн вблизи поверхности Земли и их распространение вверх [Липеровский и др., 1992; Pokhotelov et al., 1995]. В работах [Гохберг и др., 1996; Гохберг и Шалимов, 2000] анализируются существующие экспериментальные данные, полученные на заключительной стадии подготовки землетрясений. Авторы полагают, что возникновение этих неоднородностей обусловлено распространением через ионосферу ВГВ. Предполагается, что процессы в нижней атмосфере, такие как длинноволновые колебания Земли, нагрев атмосферы в результате локального парникового эффекта и нестационарный приток массы литосферных газов, приводят к генерации и распространению вверх ВГВ и возмущению ими ионосферы. Существование таких источников подтверждается наблюдением колебаний температуры приземного слоя на несколько градусов, сопровождающих усиление сейсмической активности [Tronin, 1999]. В работе [Molchanov et al., 2004] представлена концепция механизмов явлений в атмосфере и ионосфере. Авторы полагают, что возмущения температуры и плотности атмосферы возникают в результате подъема горячей воды и газа в литосфере накануне землетрясения. Это приводит к генерации ВГВ случайными источниками на поверхности Земли, их распространением вверх и последующей модификации ионосферы [Mareev et al., 2002].

Другим фактором, воздействующим на ионосферу в процессе роста сейсмической активности, является электрическое поле. Подробные исследования квазистатических электрических полей в ионосфере на основе прямых спутниковых измерений над сейсмическими районами земного шара были выполнены в работах [Chmyrev et al., 1989; Gousheva et al., 2006, 2008, 2009]. Анализировались сотни сейсмических событий с целью выделения связанного с ними аномального усиления электрического поля в ионосфере. Показано, что амплитуда электрического поля в ионосфере достигает величины порядка 10 мВ/м и может наблюдаться в течение нескольких дней. Рост электрического поля в ионосфере обусловлен усилением электрического тока на участке глобальной атмосферно — ионосферной электрической цепи в результате интенсивных выбросов заряженных аэрозолей почвенными газами и их

вертикального конвективного переноса в атмосфере. Результаты исследования генерации электрического поля в ионосфере и сопутствующие плазменные и электромагнитные эффекты подробно изложены, например, в монографии [Sorokin et al., 2015], обзорах [Сорокин, 2007; Сорокин и Ружин, 2015; Sorokin et al., 2020] и библиографии в них.

2. АНОМАЛИИ СИГНАЛОВ В ЭПИЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В работе [Rozhnoi et al., 2005] анализировались сигналы передатчика (40 КГц), расположенного в Японии, в течение времени с 01.07.2004 по 24.01.2005 гг. Приемник находился на Камчатке. Серия землетрясений произошла в течение этого времени вблизи трассы распространения сигнала. Показано, что в течение нескольких дней до землетрясений и во время каждой их серии наблюдаются аномалии сигнала в виде уменьшения его амплитуды и фазы. Были рассчитаны спектры возмущений этих характеристик сигналов. Как в спектрах спокойных, так и в спектрах аномальных дней основной максимум приходится на период 30–35 мин. Кроме того, во время сейсмической активности появляются максимумы спектра с периодами 20–25 мин и 10–12 мин. При анализе спектров вариаций амплитуды и фазы во время магнитных бурь подобного эффекта не обнаружено.

Периоды наблюдаемых колебаний ионосферы соответствуют спектру ВГВ, поэтому для интерпретации результатов наблюдения использовалась модель распространения ВГВ, генерируемых в окрестности эпицентра готовящегося землетрясения. При интерпретации результатов наблюдения на основе модели распространения ВГВ возникает ряд трудностей. Эти волны распространяются под углом к поверхности Земли [Mareev et al., 2002], как показано на рис. 1. Чем больше период, тем меньше этот угол. ВГВ достигают высот ионосферы на расстоянии примерно 1000 километров от эпицентра. Вместе с тем, возмущения ионосферы локализованы в окрестности эпицентра. Найденные в работе [Rozhnoi et al., 2005] характерные периоды (10–12 и 20–25 мин) для максимумов спектра возмущения амплитуды и фазы сигнала передатчика с частотой 40 КГц, возникающие в процессе подготовки землетрясения, трудно объяснить на основе существующей модели распространения ВГВ в ионосферу. Так как ВГВ не могут распространяться вертикально вверх, то увеличение интенсивности их излучения накануне землетрясения не может служить причиной их воздействия на ионосферу

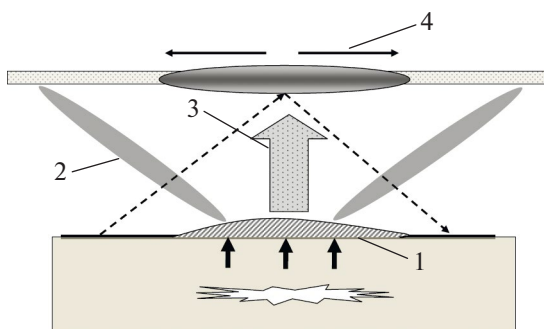


Рис. 1. Схема регистрации возмущения ионосферы. 1. Возмущенная область нижней атмосферы в эпицентре. 2. ВГВ, генерируемые сейсмическим возмущением нижней атмосферы. 3. Сторонний ток, включенный в глобальную цепь. 4. Возмущение электрического поля в ионосфере.

в окрестности эпицентра. Аномалии сигнала наблюдаются при отражении радиоволн в эпицентральной области ионосферы. Кроме того, в рамках такой модели трудно объяснить появление короткопериодных спектральных линий в колебаниях ионосферы во время роста сейсмической активности. В то же время, возмущение тока проводимости в глобальной цепи и рост электрического поля в ионосфере возможен над эпицентральной областью сейсмического региона, как показано на рисунке 1. Рост электрического поля может служить причиной возникновения аномалий сигналов ОНЧ/НЧ-диапазона. Подтверждением такой возможности служат данные, полученные в работе [Фукс и Шубова, 1995] во время чернобильской аварии. Показано, что интенсивные выбросы радиоактивных веществ и аэрозолей в атмосферу сопровождались изменением фазы и амплитуды СДВ-сигналов на трассе распространения, пересекающей район аварии. Расчеты, проведенные в работе [Martynenko et al., 1996] показали, что такие возмущения характеристик распространения СДВ-сигналов могут возникать в результате роста электрического поля в нижней границе ионосферы до величины ~ 1 В/м. Как было отмечено выше, спутниковые данные свидетельствуют о росте электрического поля в ионосфере накануне землетрясения. На рисунке 1 приведена схема возможного воздействия на ионосферу процесса подготовки землетрясения и формирования аномалий отраженного от ионосферы сигнала. Интенсификация выброса в атмосферу заряженных аэрозолей совместно с литосферными газами и их перенос вверх в результате атмосферной турбулентности и конвекции формирует электродвижущую силу (ЭДС) стороннего тока в нижней атмосфере.

Включение ЭДС в глобальную атмосферно-ионосферную электрическую цепь ведет к росту электрического поля в ионосфере [Sorokin et al., 2007]. Электрическое поле соответственно модифицирует свойства фоновых ВГВ в ионосфере.

3. УРАВНЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ ИОНОСФЕРЕ

Изучение эффектов распространения в ионосферу ВГВ основывалось на теории их распространения в нейтральной атмосфере. Волновое движение нейтрального газа совместно с ионизованной компонентой в магнитном поле генерирует электрический ток. Внешние воздействия на ионосферу, такие как электрическое поле или ветер, приводят к другим волновым эффектам. Ниже рассмотрена модификация свойств ВГВ в проводящей ионосферной плазме, расположенной в геомагнитном поле $\mathbf{B}$, под действием ветра в ионосфере. Влияние геомагнитного поля $\mathbf{B}$ на движение проводящей ионосферы обусловлено действием силы Ампера $\mathbf{F}$, плотность которой определяется плотностью протекающего в ней электрического тока $\mathbf{j}$ по формуле:

$$\mathbf{F} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (1)$$

Так как генерация тока $\mathbf{j}$ обусловлена движением проводящей ионосферной плазмы в геомагнитном поле, то величина $\mathbf{j}$ выражается через скорость $\mathbf{V}$ этого движения согласно закону Ома [Гершман, 1974]:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_H (\mathbf{n} \times \mathbf{E}'_{\perp}), \quad (2)$$

где $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$ — сумма электрического и динамо полей в ионосфере. В (2) обозначено: $\sigma_{\parallel}$ — продольная проводимость плазмы; σ_P , σ_H — проводимости Педерсена и Холла ионосферной плазмы; $\mathbf{n} = \mathbf{B} / B$. Подставляя закон Ома в определение силы (1), получим:

$$\mathbf{F} = B \{ \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} \times \mathbf{n} + \sigma_H [(\mathbf{n} \times \mathbf{E}'_{\perp}) \times \mathbf{n}] \}. \quad (3)$$

Сила $\mathbf{F}$ является одной из составляющих суммарной силы, определяющей движение ионосферной плазмы. Баланс между $\mathbf{F}$ и другими силами (градиентом давления, силой тяжести, силой Кориолиса и др.) определяет структуру квазистационарного ветра в ионосфере [Geisler, 1966]. Распространение ВГВ приводит к переносу плазмы и связанному с волновым движением вариациям ее параметров. Это нарушает равновесие между силой Ампера и компенсирующими силами, существовавшее в каждой точке плазмы до прихода волны. Перенос плазмы сопровождается изменением ее параметров в точке компенсации

внешних сил. Вариации фоновой силы можно определить, предполагая, что во время волнового движения суммарная сила переносится вместе с плазмой. Обозначим вариации скорости ветра $\mathbf{v}$, плотности ρ_1 , давления p_1 и силы Ампера $\mathbf{f}$ относительно их стационарных значений:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v}; \rho = \rho_0 + \rho_1; p = p_0 + p_1; \mathbf{F} = \mathbf{F}_0 + \mathbf{f},$$

где $\mathbf{V}_0, \mathbf{F}_0, \rho_0, p_0$ — фоновые величины. Полагая вариации скорости плазмы в волновом движении малыми по сравнению с фоновыми величинами, получим уравнение для силы $\mathbf{f}$ из условия переноса суммарной силы вместе с плазмой:

$$\frac{d(\mathbf{F}_0 + \mathbf{f})}{dt} = 0; \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) + (\mathbf{v} \cdot \nabla).$$

Оставляя в этом равенстве слагаемые первого порядка малости, получим:

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{f} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{F}_0 = 0. \quad (4)$$

Силу $\mathbf{f}$ следует учитывать при выводе уравнений движения. Система уравнений, описывающая внутренние гравитационные волны (ВГВ) при наличии ветра имеет вид [Госсард и Хук, 1975]:

$$\begin{aligned} \rho_0 \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 \right] &= -\nabla p_1 + \rho_1 \mathbf{g} + \mathbf{f}, \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \rho_1 + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho_0 &= 0, \quad (\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{g}$ — вектор ускорение свободного падения. Сила $\mathbf{f}$ определяется уравнением (4). Ниже полагаем, что скорость ветра не изменяется с высотой $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 = 0$. Перейдем в движущуюся систему координат с помощью преобразования $\partial / \partial t + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) = \partial / \partial \tau$. Полагая, что переменные зависят от времени по закону $\exp(-i\omega\tau)$, из уравнений (4) и (5) получим:

$$\begin{aligned} i\omega\rho_0\mathbf{v} &= \nabla p_1 - \rho_1\mathbf{g} - \mathbf{f}, \\ i\omega\rho_1 &= (\mathbf{v} \cdot \nabla)\rho_0, \quad i\omega\mathbf{f} = (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{F}_0. \end{aligned} \quad (6)$$

В системе уравнений (6) исключаем $\mathbf{f}, \rho_1$. Это позволяет получить соотношение между величинами $\mathbf{v}$ и p_1 :

$$\omega^2\mathbf{v} + \frac{i\omega}{\rho_0}\nabla p_1 = (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\rho_0\mathbf{g} + \mathbf{F}_0).$$

Полагаем атмосферу экспоненциально неоднородной $\rho_0 \sim \exp(-z/H)$, где H — вертикальный масштаб неоднородной атмосферы. Обозначим $\mathbf{h}$ — единичный вектор вертикального направления. Так как величины $\rho_0, \mathbf{F}_0$ меняются в верти-

кальном направлении вдоль единичного вектора $\mathbf{h}$, то это равенство можно записать в виде:

$$\omega^2\mathbf{v} + \mathbf{G}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{h}) = -\frac{i\omega}{\rho_0}\nabla p_1, \quad \mathbf{G} \equiv -\frac{g}{H}\mathbf{h} - \frac{(\mathbf{h} \cdot \nabla)\mathbf{F}_0}{\rho_0}. \quad (7)$$

Равенства (7) позволяют получить зависимость скорости газа от давления в волне:

$$\mathbf{v} = \frac{i}{\omega\rho_0} \left[\frac{\mathbf{G}(\mathbf{h} \cdot \nabla)p_1}{\omega^2 + (\mathbf{G} \cdot \mathbf{h})} - \nabla p_1 \right]. \quad (8)$$

Подставляя выражение (8) в равенство $(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0$, выражающее условие не сжимаемости газа в волне, получим уравнение:

$$\left(\nabla \cdot \left[\frac{\nabla p_1}{\rho_0} - \frac{\mathbf{G}}{\rho_0} \frac{(\mathbf{h} \cdot \nabla)p_1}{\omega^2 + (\mathbf{G} \cdot \mathbf{h})} \right] \right) = 0. \quad (9)$$

Анализ уравнения (9) показывает, что влияние вертикальной компоненты силы $\mathbf{F}_0$ эквивалентно небольшим вариациям ускорения свободного падения $\mathbf{g}$ и не меняет принципиально свойства ВГВ. Эффекты, обусловленные градиентами, связаны с горизонтальными компонентами силы $\mathbf{F}_0$. Направим единичный вектор $\mathbf{m} = \mathbf{F}_0/F_0$ вдоль направления силы $\mathbf{F}_0$. Рассматривая горизонтальные компоненты силы $\mathbf{F}_0 \perp \mathbf{g}$, имеем равенства:

$$\begin{aligned} \mathbf{G} &= -\frac{g}{H}\mathbf{h} - \frac{1}{\rho_0} \frac{dF_0}{dz} \mathbf{m}, \quad (\mathbf{G} \cdot \mathbf{h}) = -\frac{g}{H}, \\ (\nabla \cdot \mathbf{G}) &= 0, \quad (\mathbf{G} \cdot \nabla) = -\frac{g}{H}(\mathbf{h} \cdot \nabla) - \frac{1}{\rho_0} \frac{dF_0}{dz} (\mathbf{m} \cdot \nabla). \end{aligned}$$

Эти равенства позволяют преобразовать уравнение (9). В результате получим:

$$\begin{aligned} \omega^2 \left(\Delta + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) p_1 - \omega_g^2 \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) p_1 + \\ + \Omega^2 (\mathbf{m} \cdot \nabla) \frac{\partial p_1}{\partial z} = 0, \quad \Omega^2(z) \equiv \frac{1}{\rho_0} \frac{dF_0(z)}{dz}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\omega_g = \sqrt{g/H}$ — частота Брента–Вайсяля для несжимаемой атмосферы. Уравнение (10) описывает распространения ВГВ в ионосфере с горизонтальным ветром. Связанные с ветром особенности распространения ВГВ в ионосфере определяются вертикальным градиентом силы Ампера Ω^2 . При $\Omega^2 = 0$ это уравнение переходит в классическое уравнение ВГВ в покоящейся нейтральной атмосфере.

4. ФОРМИРОВАНИЕ МАКСИМУМОВ СПЕКТРА КОЛЕБАНИЙ ИОНОСФЕРЫ

Анализируя влияние геомагнитного поля на движения в ионосфере практически всегда мож-

но ограничиться областью выше 80 км. Из определения (1) вектора $\mathbf{F}$ следует, что $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{F}) = 0$. Выразим зависимость $\mathbf{E}'$ от $\mathbf{F}$, воспользовавшись равенством (3). В результате получим:

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{B} \left[\frac{\sigma_H}{\sigma_H^2 + \sigma_P^2} \mathbf{F} + \frac{\sigma_P}{\sigma_H^2 + \sigma_P^2} (\mathbf{n} \times \mathbf{F}) \right].$$

Из этого равенства следует, что $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}') = 0$. Подставляя значение $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$ в равенство $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}') = 0$ получим $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}) = 0$. Это означает, что электрическое поле, генерируемое при движении плазмы, ортогонально геомагнитному полю. Используя это обстоятельство, можно существенно упростить анализ эффектов влияния ветра на ВГВ. Будем рассматривать горизонтальный перенос плазмы в вертикальном магнитном поле. Скорость ветра $\mathbf{V}$ и параметры плазмы полагаем однородными в горизонтальной плоскости. Введем декартовую систему координат (x, y, z) с осью z , направленной вертикально вверх, как показано на рис. 2. В результате стационарности системы выполняется равенство $\nabla \times \mathbf{E} = 0$. Это означает, что электрическое поле $\mathbf{E} = \text{const}$ постоянно по высоте. Из условия $\mathbf{E}(z \rightarrow \infty) = 0$ следует, что константа равна нулю. В этом случае в стационарном потоке ветра электрическое поле не возбуждается. В данных условиях остается ветер в качестве внешнего воздействия, а электрическое поле можно исключить. Полное электрическое поле сводится к динамо-полю: $\mathbf{E}' = (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$. Подставляя это выражение для динамо-поля в формулу (3), получим зависимость силы Ампера $\mathbf{F}_0$ от скорости ветра в ионосфере:

$$\mathbf{F}_0 = B^2 \{ \sigma_H (\mathbf{V} \times \mathbf{n}) - \sigma_P \mathbf{V} \}, \quad (11)$$

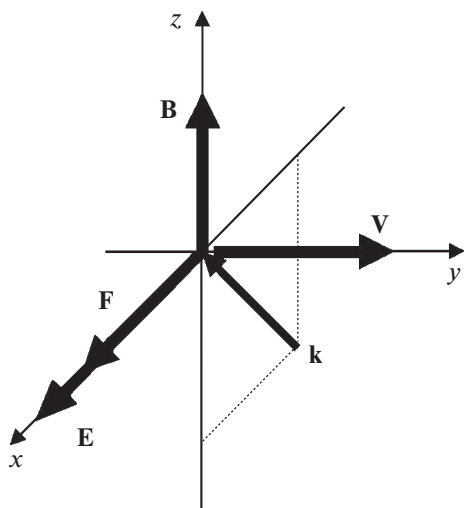


Рис. 2. Система координат, использованная в расчетах.

На рис. 1 приведена схема появления электрического поля в ионосфере эпицентральной области во время роста сейсмической активности. Инжекция заряженных аэрозолей в атмосферу, их турбулентный перенос формирует сторонний ток, включение которого в глобальную цепь приводит к усилению электрического поля в ионосфере величиной порядка 10 мВ/м [Sorokin et al., 2007]. Появление в ионосфере дополнительного электрического поля $\mathbf{E}$, генерируемого инъекцией заряженных аэрозолей в атмосферу в эпицентральной области, приводит к усилению силы Ампера $\mathbf{F}_0$ на величину $\mathbf{F}_{EQ}$:

$$\mathbf{F}_0 = B^2 \{ \sigma_H (\mathbf{V} \times \mathbf{n}) - \sigma_P \mathbf{V} \} + \mathbf{F}_{EQ}. \quad (12)$$

Сила $\mathbf{F}_{EQ}$ находится по формуле (3), полагая в ней $\mathbf{E}' = \mathbf{E}$. Имеем:

$$\mathbf{F}_{EQ} = B \{ \sigma_P \mathbf{E} \times \mathbf{n} + \sigma_H \mathbf{E} \}.$$

В выбранной системе координат $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}) = 0$, следовательно, горизонтальные компоненты силы (12) имеют вид:

$$\begin{aligned} F_{0x} &= B \left[\sigma_P (E_y - BV_x) + \sigma_H (E_x + BV_y) \right] \\ F_{0y} &= B_z \left[-\sigma_P (E_x + BV_y) + \sigma_H (E_y - BV_x) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Рассмотрим распространение ВГВ в плоскости (x, z) . Пусть в этой плоскости расположен волновой вектор $\mathbf{k}$ ВГВ, распространяющейся снизу из атмосферы. Параметры волны не зависят от координаты y . Из уравнения (10) следует, что сила Ампера в ионосфере не влияет на распространение волн в направлении поперек направления действия этой силы $(\mathbf{F}_0 \cdot \mathbf{V}) = 0$. Иначе говоря, только компонента силы Ампера, расположенная в плоскости распространения ВГВ, влияет на ее распространение в ионосфере. Будем полагать, что скорость ветра направлена по оси y , а внешнее электрическое поле направлено по оси x , как показано на рисунке 2. Обозначим: $E_x = E, V_y = V, B_z = B, F_{0x} = F$. Согласно равенствам (13), величина компоненты силы в плоскости распространения волны (x, z) определяется формулой:

$$F = B \sigma_H (E + BV). \quad (14)$$

Высотный профиль величины $\Omega^2(z)$ свидетельствует о том, что влияние силы Ампера (14) сосредоточено в диапазоне высот 120–150 км. Для того, чтобы понять, к каким эффектам приводит подобное влияние, проанализируем уравнение (10) в случае быстрого изменения коэффициента $\Omega^2(z)$ в тонком слое. Такой подход возможен в случае, когда длина волны много больше толщины слоя. Для этого воспользуемся следующим математиче-

ским приемом. Положим, что величина Ω^2 отлична от нуля и постоянна в слое $0 < z < l$. Рассмотрим распространение волны в такой системе, если ее длина значительно превышает толщину слоя l . С целью выявления эффекта влияния этого слоя на распространение волны перейдем к асимптотическому пределу $l \rightarrow 0$; $\Omega^2 \rightarrow \infty$ так, что величина $\eta = l\Omega^2 = \int_0^l dz \Omega^2$ остается постоянной. При этом слой превращается в границу между верхним и нижним полупространствами, в которых распространяются волны без влияния ветра. Влияние ветра описывается граничными условиями, которым должны удовлетворять давление и его производная при переходе через эту границу. Полагаем, что давление в волне зависит от x по закону $p_1 \approx \exp(ikx)$. Уравнение (10) в слое имеет вид:

$$\frac{d^2 p_1}{dz^2} + \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right) \frac{dp_1}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p_1 = 0. \quad (15)$$

Вне слоя возмущение давления удовлетворяет уравнению ВГВ при $\Omega^2 = 0$, которое имеет вид:

$$\frac{d^2 p_1}{dz^2} + \frac{1}{H} \frac{dp_1}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p_1 = 0. \quad (16)$$

Граничные условия при переходе через плоскость $z = 0$ получены в Приложении, равенства (34):

$$p_1(z = +0) = p_1(z = -0), \quad \frac{dp_1(z = +0)}{dz} \exp\left(\frac{ik\eta}{\omega^2}\right) = \frac{dp_1(z = -0)}{dz}. \quad (17)$$

Первое условие означает непрерывность давления при переходе через слой. Второе означает изменение фазы производной на величину $k\eta / \omega^2$. Влияние слоя описывается интегральной характеристикой η , величина которой рассчитывается по формуле:

$$\eta = \int_0^l \frac{dz}{\rho_0} \frac{dF}{dz}. \quad (18)$$

В Приложении получено выражение коэффициента отражения ВГВ от слоя $z = 0$, равенство (33):

$$R = \kappa_1 \frac{1 - \exp(ik\eta/\omega^2)}{\kappa_1 \exp(ik\eta/\omega^2) - \kappa_2}. \quad (19)$$

В случае если в равенстве (19) положить:

$$k\eta / \omega_n^2 = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (20)$$

то коэффициент отражения $R = 0$ обращается в нуль. Следовательно, в этом случае волна не отражается. Выполнение условия (20) означает, что

производная (17) непрерывна при переходе через слой $z = 0$. Распространение ВГВ снизу через слой происходит без отражений. Полагая в уравнениях (32) выполнение условия (20), получим равенство $\kappa_1 = \kappa_2$, из которого следует дисперсионное соотношение для ВГВ:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{4H^2(\omega_g^2 - \omega^2)}. \quad (21)$$

Исключая волновой вектор k в равенствах (20) и (21), получим дискретный спектр значений частоты ω_n :

$$\omega_n^2(\omega_g^2 - \omega_n^2) = \left(\frac{\eta}{4\pi H} \right)^2 \frac{1}{n^2}. \quad (22)$$

Согласно граничным условиям (17), при выполнении условия (20) давление и его нормальная производная в волне непрерывны при переходе через слой, в котором отлична от нуля сила Ампера. Это означает, что на фоновые ВГВ, распространяющиеся из атмосферы вверх, сила Ампера в ионосфере не оказывает влияния. Отсутствует отражение ВГВ от этого слоя $R = 0$. Действие силы Ампера в проводящем слое не накладывает запрета на распространение волн с другими периодами. Однако, влияние слоя с $\Omega^2 \neq 0$ на такие волны приводит к их рассеянию. Волны, частота которых не удовлетворяет равенству (20), затухают сильнее. Это означает, что преобладает рост амплитуд ВГВ с дискретным спектром, частота которых удовлетворяют равенству (22). Уравнение (22) запишем для периодов $T_n = 2\pi/\omega_n$ ВГВ, решение которого имеет вид:

$$T_n = T_g n \sqrt{1 + \sqrt{1 - \lambda^2/n^2}}. \quad (23)$$

В равенстве (23) обозначено: $T_g = 8\pi^2 H \omega_g / \sqrt{2} |\eta|$; $\lambda = \eta / 2\pi H \omega_g^2$. Формула (23) позволяет рассчитывать значения периодов в максимумах спектра колебаний ионосферы, вызванных прохождением ВГВ из атмосферы, на свойства которых оказывает влияние сила Ампера, сосредоточенная в ее проводящем слое.

Приведем численные оценки. Подставляя силу Ампера (14) в интеграл (18), получим:

$$|\eta| = B(E + BV) \int_0^l \frac{dz}{\rho_0} \frac{d\sigma_H}{dz}. \quad (24)$$

Так как вне проводящего слоя $\sigma_H = 0$, то для оценки величины η , интегрируя выражение (24) по частям, получим:

$$|\eta| = B(E + BV) \frac{\Sigma_H}{H\rho_{00}}, \quad \Sigma_H = \int_0^l \sigma_H(z) dz. \quad (25)$$

где ρ_{00} — средняя плотность атмосферы на высоте проводящего слоя, Σ_H — интегральная проводимость слоя. Принимая значения:

$$H = 10 \text{ км}, B = 2 \times 10^{-4} \text{ Тл}, \Sigma_H = 5 \text{ См}, \\ \rho_{00} = 10^{-10} \text{ кг/м}^3, \omega_g = 1.7 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1},$$

получим оценку величины η в зависимости от значения электрического поля, генерируемого готовящимся землетрясением, и скорости ветра в ионосфере:

$$\eta \approx 10^3 (E + BV). \quad (26)$$

Пусть сейсмическая активность отсутствует и электрическое поле в ионосфере равно нулю $E = 0$. Скорость ветра в ионосфере положим равной $V = 30 \text{ м/с}$. Из равенства (26) имеем $\eta \approx 6 \text{ м/с}^2$. Подставляя это значение в равенство (23), получим формулу расчета значений периодов в минутах в максимумах спектра колебаний ионосферы в сейсмически спокойных условиях:

$$T_n \approx 23n \sqrt{1 + \sqrt{1 - 0.12/n^2}}. \quad (27)$$

Пусть рост сейсмической активности сопровождается появлением в ионосфере дополнительного квазистатического электрического поля напряженностью $E = 10 \text{ мВ/м}$. Из формулы (26) имеем $\eta \approx 16 \text{ м/с}^2$. Подставляя это значение в равенство (23), получим формулу расчета значений

периодов в минутах максимумов спектра колебаний ионосферы во время роста сейсмической активности:

$$T_n \approx 9n \sqrt{1 + \sqrt{1 - 0.85/n^2}}. \quad (28)$$

На рис. 3 приведены графики зависимости значений периодов от номеров спектральных линий n , рассчитанных по формулам (27) и (28). Из графиков следует, что в спокойных условиях величина периода основного максимума, соответствующего $n = 1$, составляет примерно 30 мин. Это соответствует среднemasштабным колебаниям, которые регулярно наблюдаются в спокойных условиях. Они могут быть связаны с влиянием ветра в ионосфере на распространение фоновых ВГВ, источники которых расположены в атмосфере. В процессе подготовки землетрясения в ионосфере возникает дополнительное электрическое поле. Связанная с ним сила Ампера модифицирует спектр колебаний таким образом, что появляются короткие периоды колебаний порядка 10 и 25 мин. Факт появления дискретного спектра связан с наличием силы Ампера в переходном слое, в котором $\Omega^2 \neq 0$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аномалии регистрируемых ОНЧ/НЧ-сигналов передатчиков наблюдаются в том случае, когда трасса их распространения расположена вблизи сейсмически активной области. При этом, точка отражения сигналов расположена в эпицентральной области готовящегося землетрясения. Наблюдаются колебания амплитуды и фазы регистрируемых радиоволн. Опубликованные результаты исследования спектральных характеристик этих колебаний свидетельствуют о том, что усредненный спектр имеет явно выраженные максимумы. В сейсмически спокойных условиях наименьший период максимума спектра составляет порядка 30 мин. В условиях усиления сейсмической активности появляются максимумы спектра с более короткими периодами порядка 10 и 20 мин. Так как наблюдаемые периоды колебаний принадлежат спектру ВГВ в атмосфере, то можно полагать, что эти особенности колебаний связаны со свойствами этих волн.

Взаимодействие ветра в ионосфере с геомагнитным полем приводит к появлению силы Ампера. Вертикальный градиент этой силы модифицирует свойства фоновых ВГВ атмосферных источников. Эти волны распространяются вверх из нижней атмосферы до ионосферных высот. Сила Ампера приводит к появлению дискретного спектра возмущений ионосферы с основным периодом порядка 30 мин. В период подготовки

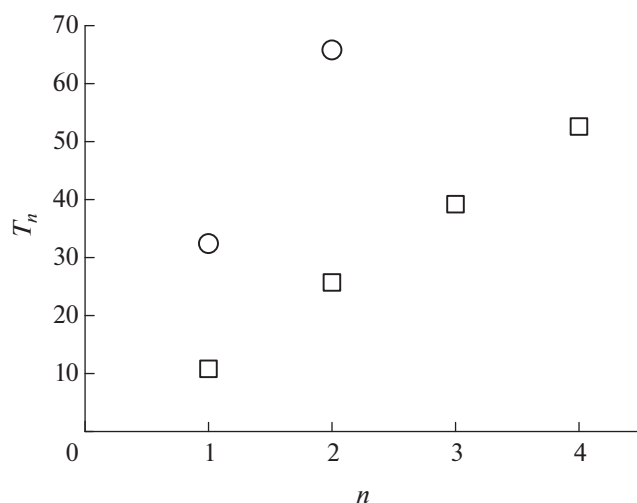


Рис. 3. Зависимости значений периодов в минутах от номеров спектральных линий n .

Окружности — случай влияния ветра в ионосфере на ВГВ при отсутствии электрического поля сейсмического происхождения. Квадраты — добавлено электрическое поле сейсмического происхождения амплитудой 10 мВ/м.

землетрясения в ионосфере эпицентральной зоны возникает квазистатическое электрическое поле амплитудой до 10 мВ/м, которое увеличивает силу Ампера, формируемую ветром. Правило отбора частот отличается от закономерности частот в резонаторах. В каждый момент времени могут наблюдаться волны различных частот и только при усреднении по продолжительным отрезкам времени выявляется преобладание волн с определенными частотами. Согласно проведенным расчетам, давление газа в волне и его нормальная производная непрерывны для выделенных периодов (23) при распространении волны через проводящий слой, в котором действует сила Ампера. Это означает, что на распространение волн с этими периодами T_n сила Ампера не оказывает влияния. Действие силы Ампера в проводящем слое не накладывает запрета на распространение волн с другими периодами. Однако, влияние этого слоя на такие волны приводит к их рассеянию. Поэтому волны, период которых не удовлетворяет условию (23), рассеиваются на проводящем слое и затухают сильнее. Их рассеяние ведет к преобладающему росту амплитуд возмущений с дискретным спектром (23). Волны, периоды которых удовлетворяют условию (23), распространяются через проводящий слой без рассеяния. Следовательно, амплитуды этих волн превышают амплитуды рассеянных волн. Увеличение силы Ампера за счет электрического поля сейсмического происхождения приводит к появлению в спектре колебаний ионосферы максимумов с короткими периодами порядка 10 и 22 мин, которые наблюдаются в эксперименте.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Пусть на слой толщиной l , в котором действует сила Ампера, снизу падает ВГВ, которая отражается вниз и, преломляясь, распространяется вверх. Уравнение (15) в слое имеет вид:

$$\frac{d^2 p}{dz^2} + \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right) \frac{dp}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p = 0.$$

Его решение в области $0 < z < l$ представляет собой суперпозицию двух волн, распространяющихся вверх и вниз:

$$p = c_1 \exp(\mu_1 z) + c_2 \exp(\mu_2 z),$$

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{H} + \frac{ik\Omega^2}{\omega^2} \right)^2 + k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right)}.$$

Вне этого слоя, при выполнении $\Omega^2 = 0$, уравнение (15) имеет вид:

$$\frac{d^2 p}{dz^2} + \frac{1}{H} \frac{dp}{dz} - k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right) p = 0. \quad (29)$$

Решение уравнения (29) в области $z < 0$ представляет собой падающую и отраженную волну:

$$p = a_1 \exp(\kappa_1 z) + a_2 \exp(\kappa_2 z),$$

$$\kappa_{1,2} = -\frac{1}{2H} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2H} \right)^2 + k^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2} \right)}. \quad (30)$$

В области $l < z$ решение уравнения (29) представляет собой прошедшую слой волну, распространяющуюся вверх:

$$p = b \exp(\kappa_1 z). \quad (31)$$

Воспользовавшись условием непрерывности давления и его производной на верхней и нижней границе слоя, получим систему уравнений для определения констант a_1, a_2, c_1, c_2, b . Имеем:

$$c_1 + c_2 = a_1 + a_2, \quad \mu_1 c_1 + \mu_2 c_2 = \kappa_1 a_1 + \kappa_2 a_2,$$

$$b \exp(\kappa_1 l) = c_1 \exp(\mu_1 l) + c_2 \exp(\mu_2 l),$$

$$\kappa_1 b \exp(\kappa_1 l) = \mu_1 c_1 \exp(\mu_1 l) + \mu_2 c_2 \exp(\mu_2 l).$$

Исключая константы c_1, c_2 , получим соотношение между величинами выше и ниже слоя:

$$b \exp(\kappa_1 l) = \left(a_1 \frac{\mu_2 - \kappa_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\mu_2 - \kappa_2}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_1 l) +$$

$$+ \left(a_1 \frac{\kappa_1 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\kappa_2 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_2 l),$$

$$\kappa_1 b \exp(\kappa_1 l) = \mu_1 \left(a_1 \frac{\mu_2 - \kappa_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\mu_2 - \kappa_2}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_1 l) +$$

$$+ \mu_2 \left(a_1 \frac{\kappa_1 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} + a_2 \frac{\kappa_2 - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1} \right) \exp(\mu_2 l).$$

Устремляя в этих равенствах толщину слоя к нулю $l \rightarrow 0$, переходя к пределу: $l \rightarrow 0$; $\mu_1 \rightarrow 1 / \Omega^2 \rightarrow 0$; $\mu_2 \rightarrow -ik\Omega^2 / \omega^2 \rightarrow -\infty$; $\mu_2 l = \text{const}$, получим соотношение между константами a_1, a_2, b в виде:

$$b = a_1 + a_2,$$

$$\kappa_1 b \exp\left(\frac{ik\eta}{\omega^2}\right) = \kappa_1 a_1 + \kappa_2 a_2, \quad (32)$$

$$\eta = \int_0^l \frac{1}{\rho_0} \frac{dF}{dz} dz.$$

Вводя коэффициент отражения ВГВ $R = a_2/a_1$ от слоя, в котором ветер формирует силу Ампера, из равенств (32), получим:

$$R = \kappa_1 \frac{1 - \exp(ik\eta/\omega^2)}{\kappa_1 \exp(ik\eta/\omega^2) - \kappa_2}. \quad (33)$$

Из равенств (32) получаем граничные условия при переходе через плоскость $z = 0$ в виде:

$$p(z = +0) = p(z = -0), \quad \frac{dp(z = +0)}{dz} \exp\left(\frac{ik\eta}{\omega^2}\right) = \frac{dp(z = -0)}{dz}. \quad (34)$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственной Регистрации № 1021060808637-6-1.3.8

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 256 с. 1974.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 532 с. 1978.
- Гохберг М.Б., Некрасов А.К., Шалимов С.Л. О влиянии нестабильного выхода парниковых газов в сейсмически активных регионах на ионосферу // Физика Земли. № 8. С. 52–55. 1996.
- Гохберг М.Б., Шалимов Л.С. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле. Т. 2. № 2. С. 95–108. 2000.
- Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л. Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука, 304 с. 1992.
- Сорокин В.М., Ружин Ю.Я. Электродинамическая модель процессов в атмосфере и ионосфере накануне землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 5. С. 641–658. 2015. <https://doi.org/10.7868/S001679401505017X>
- Сорокин В.М. Плазменные и электромагнитные эффекты в ионосфере, связанные с динамикой заряженных аэрозолей в нижней атмосфере // Химическая физика. Т. 26. № 4. С. 45–80. 2007.
- Фукс И.М., Шубова Р.С. Аномалии СДВ сигналов как отклик на процессы в приземной атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 2. С. 130–136. 1995.
- Biagi P.F., Piccolo R., Castellana L. et al. VLF-LF radio signals collected at Bari (South Italy): a preliminary analysis on signal anomalies associated with earthquakes // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 4. № 5–6. P. 685–689. 2004. <https://doi.org/10.5194/nhess-4-685-2004>
- Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V., Stanev G. Observation by space-borne detectors of electric fields and hydromagnetic waves in the ionosphere over on earthquake center // Phys. Earth Planet. In. V. 57. № 1–2. P. 110–114. 1989. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(89\)90220-3](https://doi.org/10.1016/0031-9201(89)90220-3)
- Geisler J.E. Atmospheric winds in the middle latitude F-region // J. Atmos. Terr. Phys. V. 28. № 8. P. 703–720. 1966. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(66\)90020-1](https://doi.org/10.1016/0021-9169(66)90020-1)
- Gousheva M., Glavcheva R., Danov D., Angelov P., Hristov P., Kirov B., Georgieva K. Satellite monitoring of anomalous effects in the ionosphere probably related to strong earthquakes // Adv. Space Res. V. 37. № 4. P. 660–665. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2004.12.050>
- Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M. Quasi-static electric fields phenomena in the ionosphere associated with pre- and post earthquake effects // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 8. № 1. P. 101–107. 2008. <https://doi.org/10.5194/nhess-8-101-2008>
- Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M. Ionospheric quasi-static electric field anomalies during seismic activity August–September 1981 // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 9. № 1. P. 3–15. 2009. <https://doi.org/10.5194/nhess-9-3-2009>
- Hayakawa M. VLF/LF radio sounding of ionospheric perturbations associated with earthquakes // Sensors. V. 7. № 7. P. 1141–1158. 2007. <https://doi.org/10.3390/s7071141>
- Mareev E.A., Iudin D.I., Molchanov O.A. Mosaic source of internal gravity waves associated with seismic activity / Seismo Electromagnetics: Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere Coupling. Eds. M. Hayakawa and O.A. Molchanov. Tokyo: TERRAPUB. P. 335–342. 2002.
- Martynenko S.I., Fuks I.M., Shubova R.S. Ionospheric electric-field influence on the parameter of VLF signals connected with nuclear accidents and earthquakes // Journal of Atmospheric Electricity. V. 15. № 3. P. 259–269. 1996. <https://doi.org/10.1541/jae.16.259>
- Molchanov O., Fedorov E., Schekotov A. et al. Lithosphere–atmosphere–ionosphere coupling as governing mechanism for preseismic short-term events in atmosphere and ionosphere // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 4. № 5–6. P. 757–767. 2004. <https://doi.org/10.5194/nhess-4-757-2004>
- Pokhotelov O.A., Parrot M., Fedorov E.N., Pilipenko V.A., Surkov V.V., Gladyshev V.A. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources // Ann. Geophys. V. 13. № 11. P. 1197–1210. 1995. <https://doi.org/10.1007/s00585-995-1197-2>
- Rozhnoy A.A., Solovieva M.S., Molchanov O.A., Hayakawa M., Maekawa S., Biagi P.F. Anomalies of LF signal during seismic activity in November–December 2004 // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 5. № 5. P. 657–660. 2005. <https://doi.org/10.5194/nhess-5-657-2005>
- Rozhnoy A.A., Molchanov O.A., Solovieva M.S. et al. Possible seismo-ionosphere perturbations revealed by VLF signals collected on ground and on a satellite // Nat. Hazard. Earth Sys. V. 7. № 5. P. 617–624. 2007. <https://doi.org/10.5194/nhess-7-617-2007>
- Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O., Schwingschuh K., Boudjada M., Biagi P.F., Maggipinto T., Castellana L., Ermini A., Hayakawa M. Anomalies in VLF

radio signals prior the Abruzzo earthquake ($M=6.3$) on 6 April 2009 // *Nat. Hazard. Earth Sys.* V. 9. № 5. P. 1727–1732. 2009. <https://doi.org/10.5194/nhess-9-1727-2009>

– Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Hayakawa M. A perturbation of DC electric field caused by light ion adhesion to aerosols during the growth in seismic-related atmospheric radioactivity // *Nat. Hazard. Earth Sys.* V. 7. № 1. P. 155–163. 2007. <https://doi.org/10.5194/nhess-7-155-2007>

– Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Hayakawa M. Electrodynamical Coupling of Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere of the Earth. New York: Nova Science Publishers, 355 p. 2015. ISBN: 978-1-63483-030-0.

– Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Hayakawa M. A review on electrodynamic influence of atmospheric processes to the ionosphere // *Open Journal of Earthquake Research.* V. 9. № 2. P. 113–141. 2020. <https://doi.org/10.4236/ojer.2020.92008>

– Tronin A.A. Satellite thermal survey application for earthquake prediction / *Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes.* Ed. M. Hayakawa. Tokyo: TERRAPUB. P. 717–746. 1999.

Ionospheric Wind Influence to the Formation of VLF/LF Anomalies Related to the Earthquake Preparing

V. M. Sorokin*

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation RAS (IZMIRAN),
Troitsk, Moscow, Russia*

**e-mail: sova@izmiran.ru*

Ionospheric wind influence to the internal gravitational waves is considered. It is shown that interaction of wind in the ionosphere with geomagnetic field leads to the Ampere force occurrence which vertical gradient modifies properties of the internal gravitational waves. Such interaction results in the discrete spectrum of ionosphere fluctuations with the main period about 30 min. The increase in Ampere force due to electric field of seismic origin leads to the appearance of maximum with shorter periods about 10 and 22 min in the spectrum of ionosphere fluctuations. Observations of phase and amplitude fluctuation of the radio wave reflected from the ionosphere during growth of seismic activity are confirmed with the results of considered model.

УДК 528.813:629.78

АЭРОЗОЛЬНЫЙ СЛОЙ НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ: II. НАБЛЮДЕНИЕ ПРИ ПОЛНОЙ ЛУНЕ

© 2024 г. А. Н. Беляев¹, *, С. Ш. Николайшвили¹, **, А. Н. Омельченко¹, ***,
А. Ю. Репин¹, ****, М. А. Полуаршинов², *****, Ю. В. Смирнов², *****,
А. В. Страхов³, *****, А. Г. Батищев⁵, *****, В. И. Стасевич³, *****,
Ю. В. Платов⁴, *****

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

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

³ООО “Научно-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.poluvarshinov@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 11.01.2024 г.

После доработки 05.02.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Приведены результаты космического эксперимента “Терминатор” на Международной космической станции, полученные в ближнем ИК-диапазоне спектра в лимбовой геометрии наблюдения атмосферы Земли в полнолуние. В результате обработки полученных данных оптической регистрации построены вертикальные профили объемной светимости атмосферы, указывающие на то, что в атмосфере Земли в диапазоне высот 80 — 100 км постоянно присутствует аэрозольный слой метеорного происхождения. Проведенные оценки показали, что спектр размеров входящих в него аэрозольных частиц лежит в диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен нанометров.

Ключевые слова: мезосфера, нижняя термосфера, абляция метеоров, аэрозольный слой, Луна.

DOI: 10.31857/S0016794024050097, **EDN:** QQAGOK

1. ВВЕДЕНИЕ

В статье [Беляев и др., 2023] были изложены аргументы, позволяющие считать, что слоистая структура, зарегистрированная на фоне лимба Земли в ходе проведения космического эксперимента (КЭ) “Терминатор” на Российском сегменте Международной космической станции (РС МКС),

представляет собой аэрозольный слой. Была выдвинута гипотеза, что аэрозольные частицы, входящие в его состав, образуются в нижней термосфере в результате абляции метеороидов при их входе в атмосферу Земли.

Скорость притока метеорного вещества в атмосферу Земли оценивается в диапазоне значе-

ний 24 – 60 т/сут. Так, Gardner et al. [2014], используя результаты лидарных измерений натрия в окрестности мезопаузы в модельных расчетах, получили величину 60 ± 16 т/сут, а Carrillo-Sanchez et al. [2016] обосновали величину 43 ± 14 т/сут. Позже оценка значения этого параметра была понижена до 28 ± 16 т/сут, при этом доля абляции была увеличена до 30%, из которых 18% составляет газообразная фаза [Carrillo-Sánchez, 2020]. Hervig et al. [2021], используя результаты SOFIE-эксперимента, пришли к значению 24.7 ± 7.3 т/сут, из которых 7.3 ± 2.2 т/сут попадают в атмосферу в виде газо-паровой смеси. Оставшаяся часть метеорного вещества в результате гравитационного осаждения довольно быстро уходит в нижележащие слои атмосферы и, в конечном итоге, выпадает на поверхность Земли.

В процессе метеорной абляции в атмосферу в основном попадают Fe, Mg и Si в виде парогазовой смеси. Выше 100 км атомы металлов легко превращаются в ионы. Однако при этом из-за малой плотности воздуха образования ионных кластеров не происходит, а малая концентрация озона ограничивает образование ионов окислов металлов. А в силу того, что скорость рекомбинации металлических ионов со свободными электронами мала, их время жизни составляет величину порядка 10 дней, что вполне достаточно для образования слоев металлических ионов [Plane et al., 2023]. Ниже 100 км попавшие в атмосферу в виде паро-газовой смеси Fe, Mg и Si окисляются с образованием FeOH, Mg(OH)₂ и SiO₂, после чего из этих окислов и гидроокислов происходит образование компаундов с последующей полимеризацией, приводящей к образованию зачаточных аэрозольных частиц, размеры которых не превышают 10 нм [Plane et al., 2014].

Несмотря на очевидную важность метеорного аэрозоля, задача его регистрации непосредственно в атмосфере [Plane et al., 2023] до сих пор не решена. К примеру, в проекте MAGIC (Mesospheric Aerosol – Genesis, Interaction and Composition) был разработан прибор для геофизической ракеты, предназначенный для сбора частиц мезосферного аэрозоля и доставки их на землю для последующего лабораторного анализа. Принцип работы данного прибора заключался в последовательной кратковременной экспозиции сеток от электронного микроскопа для улавливания пролетающих мимо ракеты аэрозольных частиц по мере того, как ракета поднималась/спускалась в атмосфере. В период с 2005 г. по 2011 г. было проведено несколько пусков, результаты которых, к сожалению, не принесли ожидаемых результатов [Hedin et al., 2014].

В настоящее время уверенно регистрируется на высотах мезосферы – нижней термосферы только заряженная фракция метеорного аэрозоля. Первое бесспорное доказательство существования заряженных аэрозольных частиц было получено с помощью квадрупольного масс-спектрометра, установленного на геофизической ракете [Schulte and Arnold, 1992]. С его помощью на высотах более 80 км были зарегистрированы значимые величины объемной концентрации ($>10 \text{ см}^{-3}$) отрицательно заряженных аэрозольных частиц, массы которых лежали в диапазоне от 473 до 1000 а.е.м. Schulte и Arnold допустили метеорное происхождение этого аэрозоля. В дальнейшем, для регистрации мезосферного заряженного аэрозоля использовались детекторы, представляющие собой чашку/цилиндр Фарадея, снабженный набором наклонных экранов для исключения регистрации свободных электронов и ионов D-области ионосферы. С помощью этой технологии в диапазоне высот 80–100 км были зарегистрированы слои как положительно, так и отрицательно заряженных аэрозольных частиц [Gelinas et al., 1998; Lynch et al., 2005; Rapp et al., 2005]. В 2008 г. в обсерватории ALOMAR был проведен комплексный лидарно-ракетный эксперимент [Plane et al., 2014], в котором среди прочих атмосферных параметров был зарегистрирован слой отрицательно заряженного аэрозоля в интервале высот 80–100 км.

Первая попытка идентификации стратосферного и мезосферного аэрозоля из космоса была осуществлена в рамках космического эксперимента SOFIE (Solar Occultation For Ice Experiment), проведенного на борту космического аппарата AIM (Aeronomy of Ice in the Mesosphere) [Hervig et al., 2009; 2021] в 2007–2021 гг. Измерялся коэффициент экстинкции прямого солнечного излучения на 16 длинах волн в диапазоне от 0.292 до 5.316 мкм при заходе или восходе Солнца. Полученные результаты свидетельствуют о присутствии в диапазоне высот 30–75 км значимого количества аэрозольных частиц, концентрация которых на всех высотах, помимо хорошо выраженного сезонного хода с минимумом в летние месяцы, имеет существенные полушарные различия: в зимние месяцы, с максимумом в Северном полушарии.

С 2020 г. по настоящее время на РС МКС проводится КЭ “Терминатор”. Его первые результаты опубликованы в статье [Беляев и др., 2023], где были представлены и проанализированы фотографии некоторого атмосферного аэрозольного слоя (предположительно, метеорного происхождения), расположенного в диапазоне высот 80–100 км на

фоне лимба Земли в видимом и ближнем ИК-диапазоне солнечного спектра. В настоящей статье анализируются фотографии слоистой атмосферной структуры (САС), аналогичные тем, что были рассмотрены в предыдущей статье [Беляев и др., 2023] в рамках того же эксперимента (КЭ “Терминатор”), полученные с помощью той же аппаратуры, приблизительно на тех же высотах (верхняя мезосфера – нижняя термосфера), но не на фоне лимба Земли, а при подсветке полной Луны. В следующем разделе дается описание условий, при которых были получены изображения САС. Третий раздел посвящен подбору параметров перспективной проекции, используя которую в разделе 4 построены осредненные вертикальные профили яркости атмосферы и соответствующие им профили объемной светимости. В заключительном разделе обсуждаются полученные результаты. Описание используемой аппаратуры можно найти в статье [Беляев и др., 2023].

2. УСЛОВИЯ И ПАРАМЕТРЫ СЪЕМКИ

В ходе наблюдательного сеанса 07.03.2023 г. были сделаны три серии фотографий атмосферы, когда МКС находилась в широтном поясе от 35° N до 51° N на трех соседних витках в ближнем ИК-диапазоне спектра ($\lambda=700 \text{ нм}$ и $\lambda=830 \text{ нм}$) при лимбовой геометрии визирования камер. Всего было получено несколько сотен изображений САС, расположенной в высотном интервале 80–100 км. Время съемки первой серии 10:43:46–10:54:36 UTC, второй – 13:49:26–14:05:46 UTC, третьей – 15:22:26–15:22:36 UTC. Оптические оси фотокамер, закрепленных на иллюминаторе, были перпендикулярны оси X связанной системы координат (ССК) станции и составляли углы $\approx 107^\circ$ и $\approx 163^\circ$ с осями Y и Z этой системы координат (СК). Съемка производилась в полнолуние, при отсутствии подсветки со стороны солнечного терминатора.

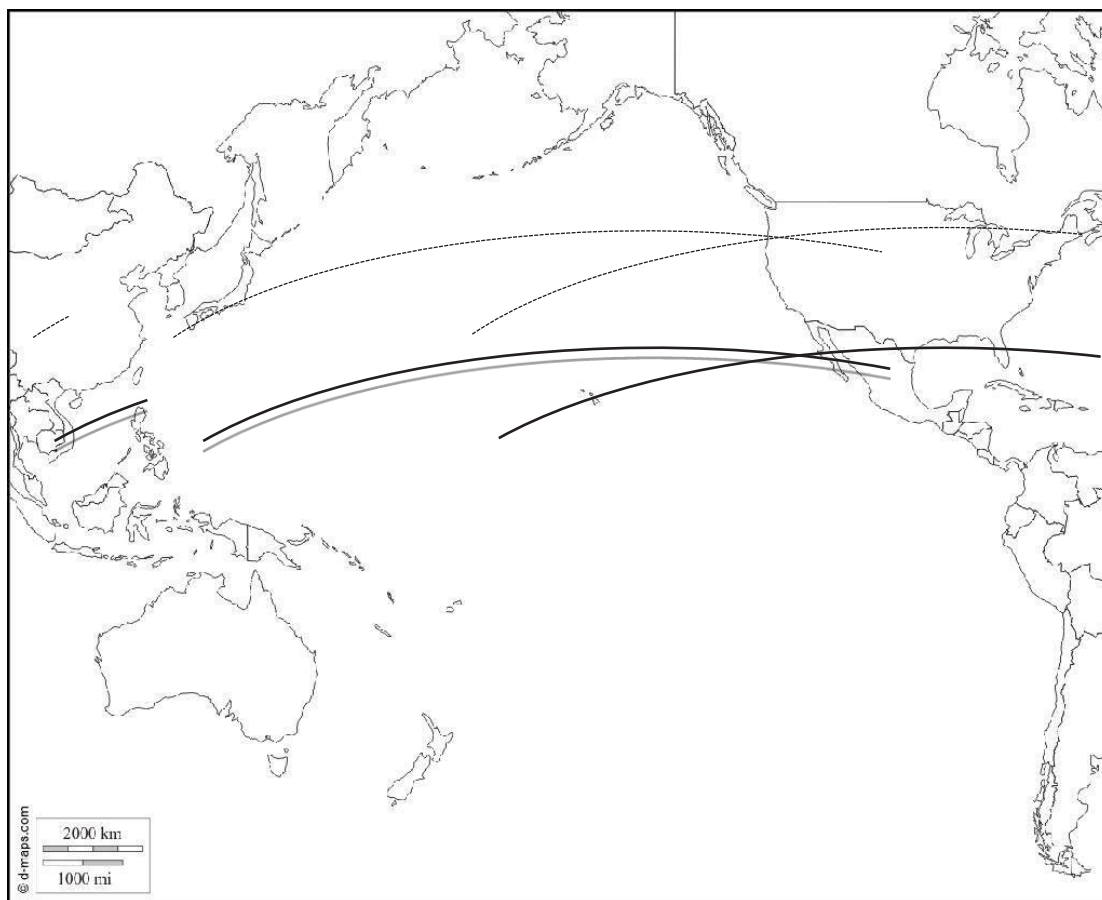


Рис. 1. Траектория МКС (пунктир) и положение зарегистрированной САС (непрерывная толстая линия) в ходе сеанса 07.03.2023 г.

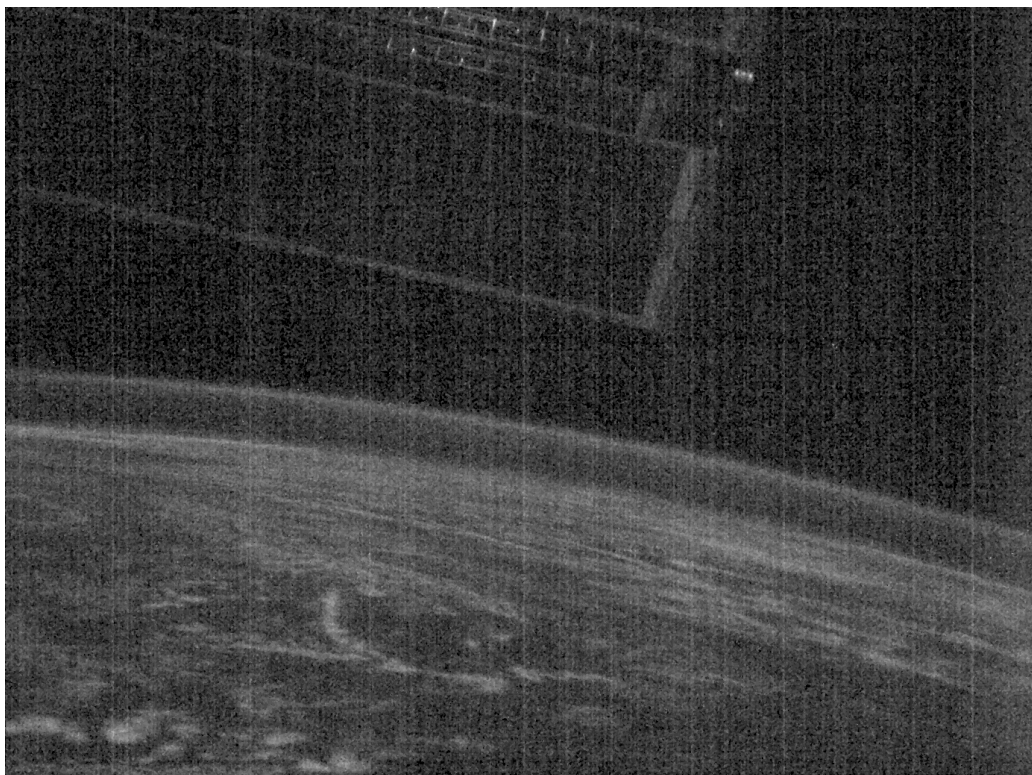
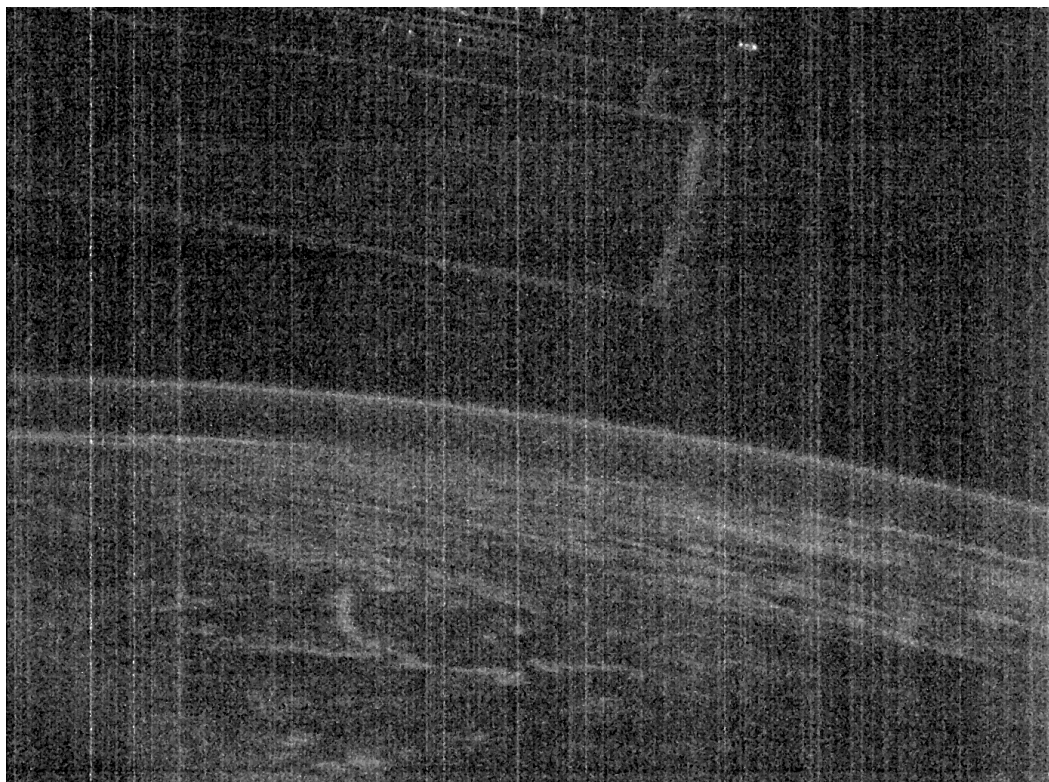
а*б*

Рис. 2. (а) Фотография атмосферы в диапазоне длин волн 700 ± 5 нм, сделанная с РС МКС 07.03.2023 г. в 13:49:26 UTC. (б) Фотография атмосферы в диапазоне длин волн 830 ± 5 нм, сделанная с РС МКС 07.03.2023 г. в 13:49:26 UTC.

О географическом положении зарегистрированных в этом сеансе САС можно судить по рис. 1, на котором видно, что САС была зарегистрирована в широтном поясе от 15° N до 32° N , при этом ее долготная протяженность составила 160° (от 110° E до 90° W).

Типичные изображения атмосферы, полученные в ходе данного наблюдательного сеанса, представлены на рис. 2. Верхний снимок сделан в диапазоне длин волн $700 \pm 5 \text{ нм}$, нижний — в интервале $830 \pm 5 \text{ нм}$. Съемка производилась с экспозицией 1 с через иллюминатор станции в направлении горизонта Земли. На снимках различимы: панель солнечной батареи МКС, регистрируемая САС и поверхность Земли с тропосферной облачностью. На снимках, полученных фотокамерой с фильтром ($540 \pm 5 \text{ нм}$) в видимом диапазоне спектра, изображение регистрируемой САС также присутствует, но значительно менее контрастно и потому в статье не приводится.

Ориентация МКС в момент съемки кадров, представленных на рис. 2, соответствует кватерниону $q=[q_1, q_2, q_3, q_4]$, задающему ориентацию ССК в орбитальной системе координат (ОСК). В момент съемки, компоненты кватерниона имели следующие значения: $q_1=-0.033953328$, $q_2=0.047074705$, $q_3=0.99830276$, $q_4=0.004798323$, исходя из которых был определен вектор, задающий направление визирования блока фотокамер в ОСК. При этом его азимутальное направление составило $\approx 127^\circ$. Зенитный и азимутальный углы Солнца на момент съемки были равны 144° и -40° соответственно, т.е. Солнце находилось глубоко под горизонтом Земли в направлении, противоположном полю зрения фотокамер. Основной вклад в подсветку атмосферы и поверхности Земли давала Луна, находившаяся в фазе полнолуния. Ее зенитный и азимутальный углы равнялись 34° и 135° соответственно, т.е. Луна находилась высоко над горизонтом справа по ходу орбитального движения МКС.

3. НАСТРОЙКА ПРОЕКЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Положение изображения САС на матрице фотокамеры можно определить через матричные координаты ее центральной, наиболее яркой сферической области. Для этого в ПРИЛОЖЕНИИ А построена математическая модель, позволяющая рассчитать положение проекции линии видимого горизонта сферы радиуса R на плоскости матрицы фотокамеры, расположенной вне данной сферы. Параметрами модели являются: угол α между плоскостью матрицы фотоприемника и местной вертикалью (т.е. радиус-вектором,

проведенным из центра сферы в центр матрицы), угол β между одной из сторон матрицы и местной горизонталью (т.е. угол поворота матрицы вокруг оси визирования фотокамеры) и расстояние r между матрицей и центром сферы. На момент съемки фотографий, представленных на рис. 2, длина радиус-вектора МКС в СК J2000 $r=6787 \text{ км}$. Допустив, что радиус области максимальной яркости светящегося слоя $R_{\text{max}} = R_e + h = 6462 \text{ км}$ и подобрав значения параметров α, β (см. табл. 1), мы рассчитали положения проекции видимого горизонта сферы радиуса R_{max} на светочувствительных матрицах. Здесь $R_e = 6375 \text{ км}$ — радиус Земли на географической широте 20° и $h=87 \text{ км}$ — предполагаемая высота наблюдаемого слоя над поверхностью Земли. Рассчитанные в соответствии с ПРИЛОЖЕНИЕМ А проекции САС на плоскости матриц фотокамер представляют собой ветви гипербол с эксцентриситетами ε , равными 3.13 и 3.12 соответственно. На рис. 3 эти модельные проекции сопоставлены с положением пикселей с максимальными значениями яркости САС на рис. 2а и рис. 2б, сведенными в табл. 2. Проекционные модели с таким набором параметров были использованы при обработке снимков наблюдательного сеанса 07.03.2023 г.

4. ОБРАБОТКА ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Так как все изображения САС были получены на пределе чувствительности используемых фотокамер, то величина отношения сигнал/шум на этих кадрах не превосходит или порядка единицы. Естественным способом получить статистически значимые данные о вертикальном ходе яркости атмосферы является осреднение по всему ансамблю вертикальных фотометрических профилей, присутствующих на снимке. Эта процедура проводится следующим образом. (а) Область атмосферы, верхняя граница которой выше середины наблюдаемого слоя на 30 км, а нижняя — ниже на 90 км, мысленно разбивается на сферические слои толщиной 1 км; (б) плоскость матрицы делится на отдельные области ветвями гипербол, представляющие собой проекции границ между мысленно выделенными сферическими атмосферными слоями; (в) показания пикселей, попавших в одну и ту же область матрицы, усредняются, и полученное среднее значение ставится в соответствие радиусу соответствующего атмосферного сферического слоя. Примеры полученных таким образом осредненных вертикальных профилей интенсивности свечения атмосферы приведены на рис. 4. На этом рисунке величина светимости атмосферы представлена как в относительных, так и в абсолютных едини-

Таблица 1. Значения параметров модели, выбранные для фотографий на рис. 2а и рис. 2б

Фотокамера (длина волны регистрируемого излучения)	α , градус	β , градус
700 ± 5 нм (рис. 2а)	16.7	9.0
830 ± 5 нм (рис. 2б)	17.3	7.3

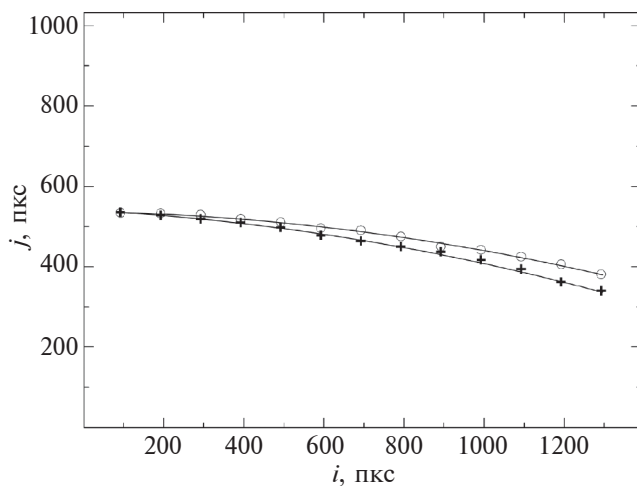


Рис. 3. Действительное и расчетное положение САС на матрицах фотокамер. Крестиками (камера № 4) и кружками (камера № 3) отмечено положение наиболее ярких пикселей центральной части наблюдаемого слоя (см. табл. 2). Тонкая линия соответствует проекции с $\alpha=17.3^\circ+0.0^\circ$, $\beta=5.66^\circ+1.64^\circ=7.3^\circ$, $\theta=72.0^\circ$. Толстая линия — проекция с $\alpha=17.3^\circ-0.63^\circ=16.67^\circ$, $\beta=5.66^\circ+3.34^\circ=9.0^\circ$, $\theta=72.0^\circ$.

цах измерения яркости. Верхние горизонтальные оси графиков задают величину яркости атмосферы в относительных единицах отсчетов аналого-цифровых преобразователей (АЦП) фотокамер. В то время как единицы измерения нижних горизонтальных осей этих графиков определены в единицах абсолютной величины яркости атмосферы — кРл. Переход от относительных величин

яркости к абсолютным осуществлен в результате фотометрической калибровки цифровых изображений, при которой излучение звезды α Lup (созвездие Волка), изображение которой присутствует на ряде снимков данного наблюдательного сеанса, было использовано в качестве калибровочного источника (см. ПРИЛОЖЕНИЕ Б).

Усредненные вертикальные профили яркости атмосферы, представленные на рис. 4, рассчитаны исходя из снимков, сделанных в начале каждой из трех наблюдательных серий, в моменты, когда МКС находилась на 35° севернее экватора, и условия съемки примерно соответствовали ранее описанным в разделе 2. Эти профили демонстрируют ряд общих характерных особенностей высотного хода яркости атмосферы. (а) Имеют фоновую составляющую, величина которой определяет постоянное значение профиля на его верхнем конце. (б) Обладают хорошо выраженным пиком в своей верхней половине, высота и форма которого меняется от витка к витку. (в) В своей нижней трети растут по мере приближения к поверхности Земли. (г) Яркость атмосферы в диапазоне длин волн 700 ± 5 нм на всех высотах превосходит ее яркость в диапазоне 830 ± 5 нм, причем эта разница растет с падением высоты.

Величина фоновой компоненты вертикальных профилей яркости атмосферы, на наш взгляд, складывается из двух составляющих. Первая, это вклад от зодиакального света и света малых звезд, а также солнечного света, многократно рассеянного атмосферой. Вторая составляющая представляет собой шум ПЗС-матрицы фотоприемника.

Таблица 2. Положение пикселей с максимальными значениями яркости слоя

Камера № 3 ($\lambda=700 \pm 5$ нм)													
i	92	192	292	392	492	592	692	792	892	992	1092	1192	1292
j	536	528	519	510	498	478	464	450	437	417	394	362	340
Камера № 4 ($\lambda=830 \pm 5$ нм)													
i	92	192	292	392	492	592	692	792	892	992	1092	1192	1292
j	534	533	530	519	511	496	491	475	450	442	425	406	381

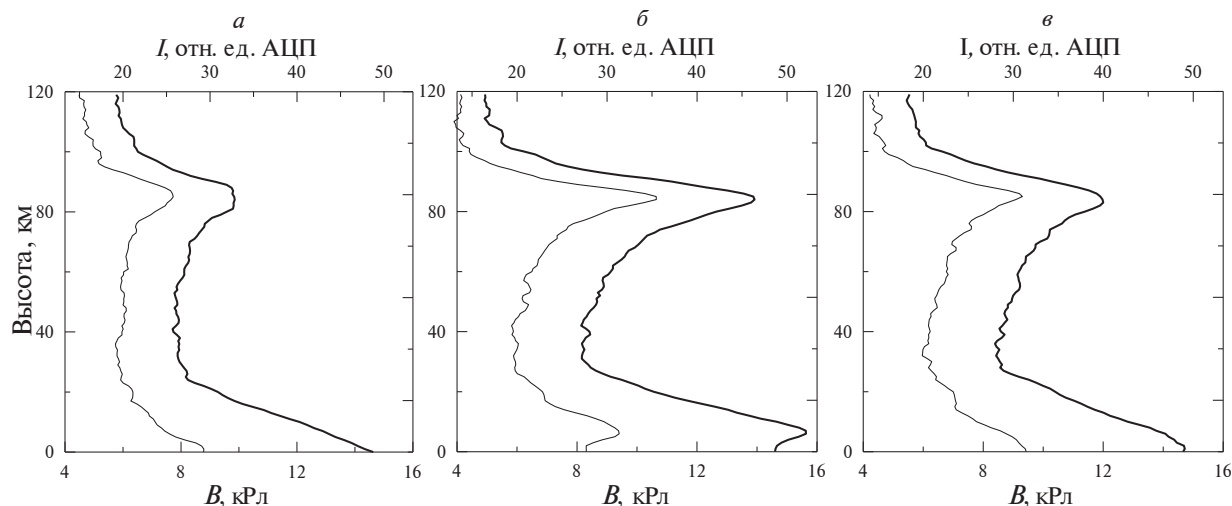


Рис. 4. Усредненные вертикальные профили яркости атмосферы. Толстой линией обозначены вертикальные профили яркости атмосферы в интервале длин волн 700 ± 5 нм, тонкой — в интервале 830 ± 5 нм. Профили яркости построены по снимкам, сделанным 07.03.2023 г. в моменты времени: 10:43:46 UTC (а), 13:49:26 UTC (б), 15:22:26 UTC (в).

После вычитания фоновой компоненты из вертикальных профилей яркости атмосферы (см. рис. 5), последние могут быть использованы для вычисления вертикальных профилей усредненной объемной светимости атмосферы $E(z)$ [Гурвич и др., 2003]. Так как усредненная яркость атмосферы зависит только от вертикальной координаты z , то исходя из вертикального профиля $B(z)$ можно вычислить усредненное высотное распределение $E(z)$, в силу того что яркость свечения атмосферы связана с объемной светимостью, регистрируемой фотометром, соотношением [Гурвич и др., 2003; Yee et al., 1987]

$$B(z) = 10^{-9} \int_{\text{луч зр.}} E(x) dx. \quad (1)$$

Здесь и далее $B(z)$ выражено в кРл. Интегрирование в (1) ведется вдоль луча зрения, минимальное расстояние от которого до сферы радиуса R_e равно z , при этом расстояние x отсчитывается по лучу зрения от точки с минимальным расстоянием до этой сферы. В этом случае

$x = \sqrt{(R_e + \xi)^2 - (R_e + z)^2}$, где ξ — расстояние до сферы R_e от точки с координатой x . Так как радиус Земли R_e много больше толщины атмосферы H , то $x \approx \sqrt{2R_e(\xi - z)}$. Соответственно, $dx \approx \sqrt{R_e / 2(\xi - z)} d\xi$. В этом случае соотношение (1) преобразуется в

$$B(z) \frac{10^9}{\sqrt{2R_e}} = \int_z^H \frac{E(\xi)}{\sqrt{\xi - z}} d\xi. \quad (2)$$

Последнее уравнение является интегральным уравнением Абеля первого рода и имеет аналитическое решение [Килбас, 2005]

$$E(z) = -\frac{1}{\pi} \frac{10^9}{\sqrt{2R_e}} \frac{d}{dz} \int_z^H \frac{B(\xi)}{\sqrt{\xi - z}} d\xi. \quad (3)$$

На рис. 6 изображены вертикальные профили объемной светимости атмосферы, рассчитанные в соответствии с решением (3), исходя из профилей яркости, представленных на рис. 5.

Следует отметить, что высотная привязка вертикальных профилей как яркости, так и объемной светимости атмосферы на рис. 4–рис. 6, является весьма условной, так как определить по имеющимся у нас изображениям положение на них земного горизонта можно с точностью, не превышающей 5–7 км. Поэтому мы произвольно предположили, что максимум свечения САС на рис. 2а располагается на высоте 87 км, и вся последующая настройка и использование проекционной модели для обработки снимков были проведены с учетом этого обстоятельства. В силу этого, о высотном ходе яркости атмосферы на рис. 4а и рис. 4в, строго говоря, можно судить только относительно положения максимума яркости слоя, приведенного на рис. 4б. Тем не менее, можно с уверенностью утверждать, что на измеренных нами профилях яркости атмосферы присутствуют два сравнимые по интенсивности области рассеяния лунного света: в тропосфере — нижней стратосфере и в верхней мезосфере — нижней термосфере. При этом характерным отличием их друг от друга является величина отно-

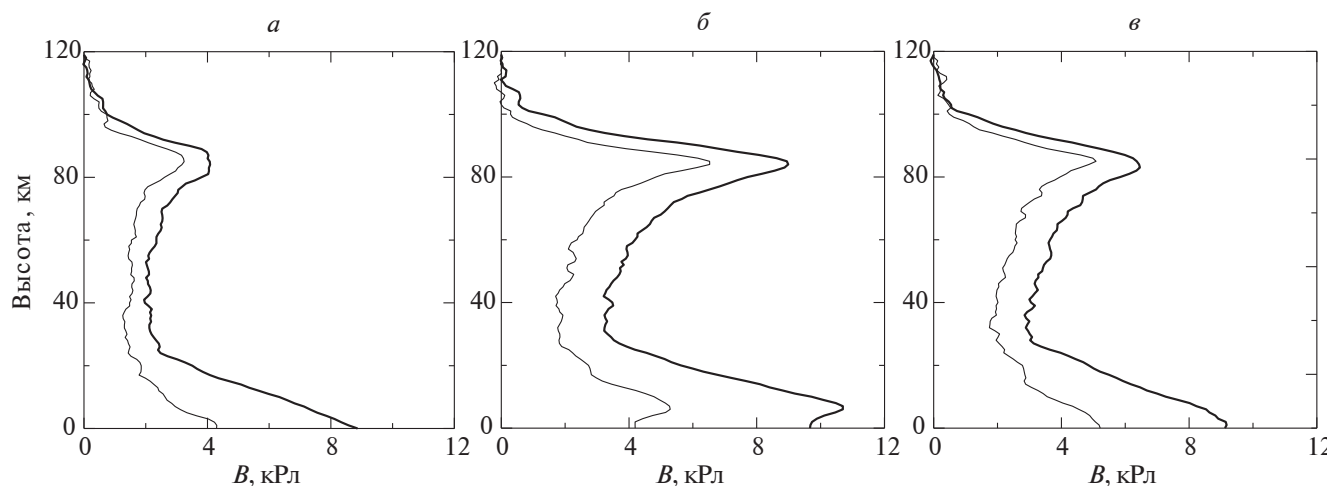


Рис. 5. Те же профили яркости атмосферы, что на рис. 4, но после вычета фоновой составляющей.

шения светимости атмосферы в интервале длин волн 700 ± 5 нм к яркости диапазона 830 ± 5 нм. В верхнем рассеивающем слое это отношение лежит в диапазоне 1.1–1.2, а в нижнем 1.8–2.0.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные в предыдущих разделах результаты указывают на то, что в ближнем ИК-диапазоне спектра рассеяние отраженного от Луны солнечного света, происходит в основном в двух атмосферных слоях: в окрестности мезопаузы и в тропосфере.

Очевидно, что основным механизмом рассеяния света в нижнем слое является его рассеяние на флуктуациях плотности воздуха, предполагающим обратно пропорциональную зависимость его

сечения от четвертой степени длины падающей электромагнитной волны. Это означает, что в этом случае объемная светимость атмосферы в интервале длин волн 700 ± 5 нм должна превосходить светимость атмосферы в интервале длин волн 830 ± 5 нм в $(830/700)^4 \approx 1.97$ раз. Примерно такое соотношение объемных светимостей можно отметить на рис. 6 для нижнего (тропосферного) рассеивающего слоя. В силу этого, можно допустить, что в этом диапазоне длин волн, рассеяние “лунного” света на тропосферном и стратосферном аэрозоле играет второстепенную роль, либо размер частиц этого аэрозоля не должен превышать 10 нм.

Очевидно, что с ростом высоты, в силу падения плотности воздуха, роль рэлеевского рассеяния света на молекулах воздуха падает. Действительно,

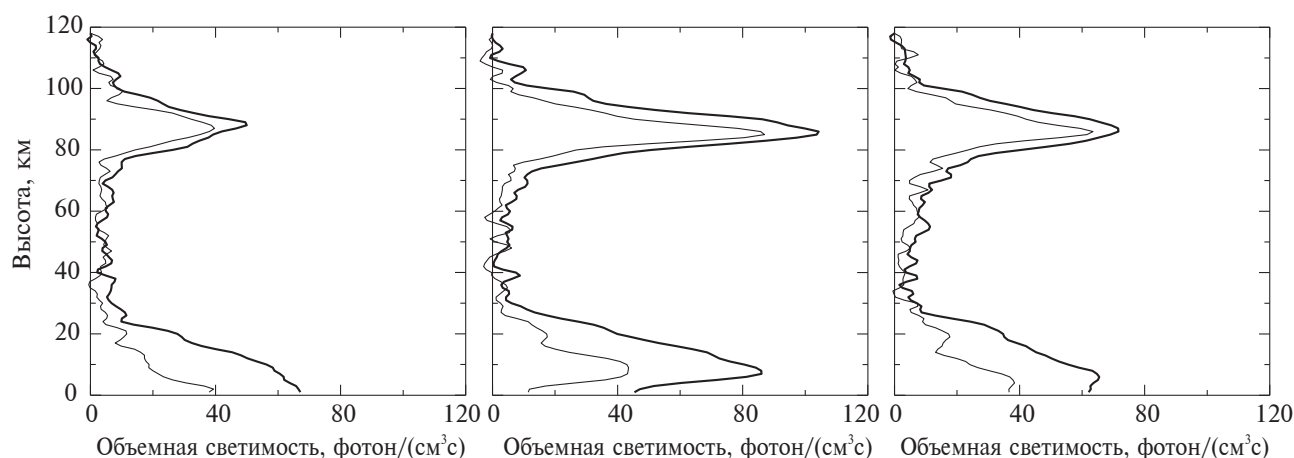


Рис. 6. Вертикальные профили объемной светимости атмосферы в результате рассеяния лунного света, рассчитанные исходя из соответствующих профилей яркости, приведенных на рис. 5.

рис. 6 показывает, что выше некоторого высотного уровня (на рис. 6 это условная высота 30 км) чувствительность нашей аппаратуры не позволяет регистрировать рэлеевское рассеяние “лунного” света в диапазоне длин волн 700–830 нм на молекулах воздуха. Поэтому зарегистрированный нами (на высотах мезопаузы) рассеивающий слой обязан своим существованием некоторому аэрозольному слою, расположенному в том же высотном интервале. Величина отношения объемных светимостей этого слоя на длинах волн 700 и 830 нм ($\approx 1.1 - 1.2$, см. предыдущий раздел) предполагает присутствие механизма рассеяния “лунного” света на аэрозольных частицах, размер которых сопоставим с длиной этой волны (рассеяние Ми). Именно таких размеров частицы были зарегистрированы в лабораторных экспериментах по имитации процессов абляции метеороидов в атмосфере Земли [Saunders and Plane, 2006]. В этой же статье было показано, что в интервале длин волн 400–650 нм рассеяние света на этих частицах хорошо описывается теорией Ми.

Имея это в виду, можно предположить, что верхняя граница спектра размеров частиц зарегистрированного аэрозольного слоя сравнима с длинами рассеянных им электромагнитных волн, а спектр размеров его частиц лежит в диапазоне от одного до нескольких сотен нанометров. Соответственно, свет, рассеянный этим слоем, состоит из фотонов, претерпевших или рассеяние Рэля на мелких (порядка нескольких нанометров), или рассеяние Ми на крупных (несколько сот нанометров) частицах.

Сравнение вертикальных профилей яркости атмосферы, полученных при лунной подсветке (см. рис. 4 настоящей статьи) с профилем на фоне лимба Земли (см. рис. 5 предыдущей статьи [Беляев и др., 2023]), показывает, что в последнем случае наблюдаемая САС была подсвечена значительно лучше. Действительно, яркость САС на фоне земного лимба (измеренная в относительных единицах АЦП фотоприемника с фильтром на полосу 700 ± 5 нм) примерно в два раза превосходит яркость САС, обсуждаемых в настоящей статье, несмотря на то, что коэффициент усиления фотоприемника при их регистрации был в два раза выше. Тем не менее, вертикальные профили яркости САС при лунной подсветке прописаны более четко благодаря значительно меньшей интенсивности рассеянного солнечного света в нижележащем слое атмосферы.

Интенсивность подсветки атмосферы рассеянным солнечным излучением (т.е. лимбом Земли) напрямую зависит от глубины погружения Солнца за земной горизонт. Исследованию этой

зависимости будет посвящена наша следующая статья, где также будет рассмотрен вопрос о вкладе в яркость наблюдаемых САС собственного излучения атмосферы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе КЭ “Терминатор” САС, подобные тем, что были описаны в настоящей и предшествующей [Беляев и др., 2023] статьях, неоднократно регистрировались на высотах верхней мезосферы – нижней термосферы в субтропиках и средних широтах обоих полушарий. Учитывая то, что метеороиды, входящие в атмосферу, разрушаются именно в этом диапазоне высот, можно с большой долей уверенности утверждать, что зарегистрированная САС представляет собой аэрозольный слой метеорного происхождения, который постоянно присутствует в атмосфере Земли и покрывает всю площадь земного шара. Метеорный аэрозоль играет важную роль в физико-химических процессах средней атмосферы, выступая в роли ядер конденсации для CO и H₂O в стратосфере и мезосфере, влияя посредством процессов гетерогенной химии на баланс соединений нечетного кислорода (O и O₃) и водорода (OH и HO₂), играя важную роль в установлении зарядового равновесия в мезосфере и выступая в качестве важного компонента в формировании стратосферного сульфатного аэрозоля и полярных стратосферных облаков, влияющих на озоновый слой Земли. Локальные значения объемной концентрации метеорных аэрозольных частиц, спектр их размеров могут меняться в зависимости от характеристик метеорного потока, плотности атмосферы, наличия восходящих или нисходящих воздушных потоков, времени года и местоположения. Зависимость от этих параметров еще предстоит исследовать, чтобы получить параметризации, необходимые для глобальных климатических моделей.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Рассмотрим задачу о проекции горизонта сферы радиуса R на плоскость матрицы, отстоящей от центра проекции S на расстояние f , равное фокусному расстоянию объектива фотокамеры. При проведении расчетов будем использовать перспективную центральную проекцию, используемую в фотограмметрии, схема которой приведена на рис. 7A1.

Введем правую прямоугольную СК (x', y', z') с началом в центре проекции, точке S , так чтобы оптическая ось фотокамеры лежала в плоскости (y', z'), ось z' была вертикальной, а ось x' дополняла эту СК до правой (см. рис. 8A2).

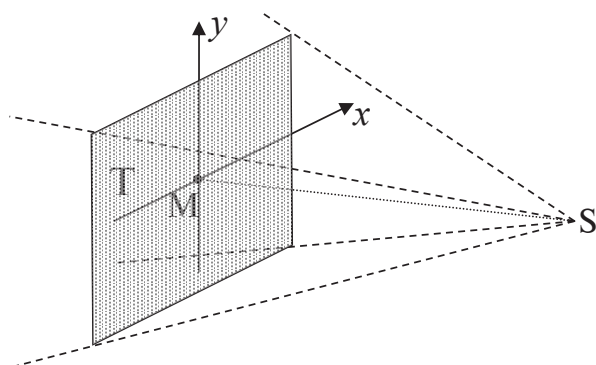


Рис. 7А1. Перспективная проекция на плоскость матрицы. Т — плоскость матрицы фотокамеры; S — центр проекции; SM — оптическая ось объектива фотокамеры; длина отрезка SM равна его фокусному расстоянию f , M — главная точка матрицы, т.е. точка пересечения оптической оси O с плоскостью матрицы T.

Тогда конус, образующие которого представляют собой лучи зрения, направленные от наблюдателя, находящегося в центре проекции S, к видимому им горизонту сферы, задается в этой СК уравнением:

$$z'^2 \operatorname{tg}(\theta)^2 = x'^2 + y'^2, \quad (\text{A1})$$

где угол раствора конуса θ определяется как

$$\theta = \arcsin\left(\frac{R}{r}\right). \quad (\text{A2})$$

Здесь r — расстояние от центра сферы до центра проекции S, R — радиус наблюдаемой сферы. В дальнейшем будем называть этот конус — конусом видимого горизонта. Положение матрицы в этой СК показано на рис. 8А2.

Без ограничения общности можно считать, что плоскость матрицы T параллельна оси x' и составляет угол α с осью z' (см. рис. 8А2). При этом она является плоскостью, секущей конус видимого горизонта (см. рис. 8А2). В силу этого, проекция линии горизонта на плоскость матрицы представляет собой коническое сечение, эксцентриситет которого $\varepsilon = \cos \alpha / \cos \theta$ определяется углом наклона α секущей плоскости к оси конуса (ось z') и углом раствора конуса θ . Величина ε определяет тип этой кривой второго порядка (эллипс, парабола или гипербола), зависящий от ориентации плоскости матрицы фотокамеры относительно направляющих конуса видимого горизонта.

Для того чтобы определить конкретный вид этой проекции, введем еще одну ортогональную правую СК, оси x и y которой лежат в плоскости

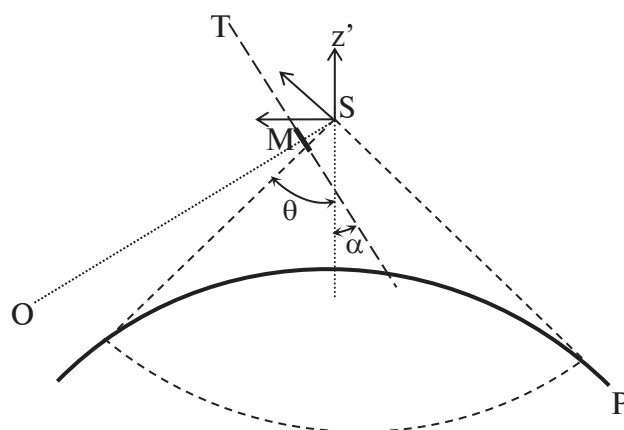


Рис. 8А2. Положение матрицы фотоприемника (M) относительно конуса видимого горизонта.

матрицы, а ось z совпадает с оптической осью фотокамеры. При этом ось x параллельна оси x' . Данную СК будем называть главной матричной СК. В этой СК уравнение конуса (A1) примет следующий вид

$$(z \sin \alpha + y \cos \alpha - f \sin \alpha)^2 \operatorname{tg}(\theta)^2 = x^2 + (-z \cos \alpha + y \sin \alpha + f \cos \alpha)^2, \quad (\text{A3})$$

где α — угол между плоскостью матрицы и осью z' . Связь между координатами точки в новой и старой системах координат запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= x', \\ y &= y' \sin \alpha + z' \cos \alpha, \\ z &= -y' \cos \alpha + z' \sin \alpha + f. \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

Полагая в уравнении (A3) $z = 0$, получим уравнение проекции видимого горизонта сферы,

$$(y \cos \alpha - f \sin \alpha)^2 \operatorname{tg}(\theta)^2 = x^2 + (y \sin \alpha + f \cos \alpha)^2. \quad (\text{A5})$$

Так как матрица, в общем случае, может быть повернута на некоторый угол β относительно главной матричной СК (x, y) , то вид уравнения конического сечения в матричной СК (i, j) , начало которой сдвинуто из главной точки матрицы (i_0, j_0) в ее угол, может быть получен с помощью преобразования поворота и сдвига:

$$\begin{aligned} x &= (i - i_0) \cos \beta - (j - j_0) \sin \beta, \\ y &= (i - i_0) \sin \beta + (j - j_0) \cos \beta, \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

где i и j — номера строки и столбца соответственно.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Фотометрические характеристики звезды α Лир (альфа созвездия Волка) следующие: видимая звездная величина 2.28; абсолютная звездная величина -4.3 ; спектральный класс B1.5III; показатели цветности $B-V=-0.16$, $U-B=-0.91$; температура 23100 К. Исходя из этих данных, воспользовавшись методикой, изложенной в статье [Аванесов и др., 2019], были рассчитаны внеатмосферные световые потоки от данной звезды для двух длин волн, соответствующих используемым в наших фотокамерах фильтрам (700 ± 5 нм и 830 ± 5 нм): $P_{700} = 2.24 \cdot 10^{-10}$ эрг/(см²с Å) и $P_{830} = 1.32 \cdot 10^{-10}$ эрг/(см²с Å).

Количество отсчетов I на пикселях ПЗС-матрицы, порождаемых АЦП-фотоприемника, пропорционально потоку падающего излучения. В апертурной фотометрии звезд определение количества “звездных” отсчетов проводится в пределах апертуры, покрывающей изображение звезды на фоточувствительной матрице. В нашем случае $I_{700} = 594$ и $I_{830} = 467$ единиц АЦП. Сопоставив величины световых потоков P на входе в оптическую систему “фотоприемник + иллюминатор” с выходным сигналом I , вычислим цену деления единицы АЦП $\eta_\lambda = P_\lambda / I$ для каждого фотоприемника: $\eta_{700} = 3.77 \cdot 10^{-13}$ эрг/(см²с Å)/ед. АЦП и $\eta_{830} = 2.83 \cdot 10^{-13}$ эрг/(см²с Å)/ед. АЦП.

По определению, световой поток $P = \Omega B$, где B — яркость свечения атмосферы, осредненная по телесному углу Ω . Для пикселя размером d матрицы фотоприемника с фокусным расстоянием f можно записать

$$\Omega \approx d^2 / f^2, \quad (B1)$$

где Ω — телесный угол, в пределах которого собирается световой поток, падающий на отдельный пиксель. Полагая, что величина светового потока падающего на каждый пиксель ПЗС-матрицы будет пропорциональна АЦП-показанию I данного пикселя, определим связь яркости B атмосферной области, попадающей в телесный угол Ω , с величиной I

$$B = 4\pi \cdot 10^{-9} \frac{f^2}{d^2} \frac{\Delta\lambda \Delta t}{\epsilon_\lambda} \eta_\lambda I, \text{ кРл} \quad (B2)$$

где $d = 6.4$ мкм — размер пикселя ПЗС матрицы, $f = 12.5$ мм — фокусное расстояние объектива, $\Delta\lambda = 5$ нм — эффективное спектральное окно используемого оптического фильтра, $\Delta t = 1$ с — время экспозиции. Для длины волны 700 нм

энергия фотона равна $\epsilon = \frac{hc}{\lambda} = 2.83 \cdot 10^{-12}$ эрг, а для фотонов с длиной волны 830 нм $\epsilon = 2.4 \cdot 10^{-12}$ эрг. Подставив эти значения в (B2), придем к выражениям, позволяющим градуировать полученные изображения атмосферы в единицах яркости кРл. Для камеры с фильтром 700 ± 5 нм формула пересчета выглядит следующим образом:

$$B = 2.41 \cdot \frac{3.77 \cdot 10^{-13}}{2.83 \cdot 10^{-12}} I \approx 0.32 \cdot I \text{ кРл, а для камеры с фильтром } 830 \pm 5 \text{ нм } B = 2.41 \cdot \frac{2.83 \cdot 10^{-13}}{2.4 \cdot 10^{-12}} I \approx 0.28 \cdot I \text{ кРл.}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аванесов Г.А., Строилов Н.А., Филиппова О.В., Шамис В.А., Эльшиев Я.Д. Фотометрическая модель звездного датчика ориентации // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 16. № 5. С. 75–84. 2019. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-5-75-84>
- Беляев А.Н., Николайшвили С.Ш., Омельченко А.Н., Репин А.Ю., Полуяринов М.А., Смирнов Ю.В., Страхов А.В., Батищев А.Г., Стасевич В.И., Платов Ю.В. Аэрозольный слой нижней термосферы: I. наблюдение на фоне лимба Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 4. С. 455–466. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600400>
- 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. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 4. С. 541–546. 2002.
- Килбас А.А. Интегральные уравнения: курс лекций. Мн.: БГУ, 143 с. 2005.
- Carrillo-Sánchez J.D., Nesvorný D., Pokorný P., Janches D., Plane J.M.C. Sources of cosmic dust in the Earth’s atmosphere // Geophys. Res. Lett. V. 43. № 23. P. 11979–11986. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016GL071697>
- Carrillo-Sánchez J.D., Gómez-Martin J.C., Bones D.L., Nesvorný D., Pokorný P., Benna M., Flynn G.F., Plane J.M.C. Cosmic dust fluxes in the atmospheres of Earth, Mars and Venus // Icarus. V. 335. ID 113395. 2020. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113395>
- Gardner C.S., Liu A.Z., Marsh D.R., Wuhu Feng, Plane J.M.C. Inferring the global cosmic dust influx to the Earth’s atmosphere from lidar observations of the vertical flux of mesospheric Na // J. Geophys. Res. — Space. V.119. № 9. P. 7870–7879. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA020383>
- Gelinas L.J., Lynch K.A., Kelley M.C., Collins R.L., Baker S., Zhou Q., Friedman J.C. First observation of meteoritic charged dust in the tropical mesosphere // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 21. P. 4047–4050. 1998. <https://doi.org/10.1029/1998GL900089>

- Hedin J., Giovane F., Waldemarsson T., Gumbel J., Blum J., Stroud R.M., Marlin L., Moser J., Siskind D.E., Jansson K., Saunders R.W., Summers M.E., Reissaus P., Stegman J., Plane J.M.C., Horanyi M. The MAGIC meteoric smoke particle sampler // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 118. P. 127–144. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.03.003>
- Hervig M.E., Gordley L.L., Deaver L.E., Siskind D.E., Stevens M.H., Russell 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. № 18. ID L18805. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009GL039737>
- Hervig M.E., Plane J.M.C., Siskind D.E., Wuhu Feng, Bardeen C.G., Bailey S.M. New global meteoric smoke observations from SOFIE: Insight regarding chemical composition, meteoric influx, and hemispheric asymmetry // *J. Geophys. Res. – Atmos.* V. 126. № 13. ID e2021JD035007. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JD035007>
- Lynch K.A., Gelinas L.J., Kelley M.C., Collins R.L., Widholm M., Rau D., MacDonald E., Liu Y., Ulwick J., Mace P. Multiple sounding rocket observations of charged dust in the polar winter mesosphere // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 110. № 3. ID A03302. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010502>
- Plane J.M.C., Feng W., Dawkins E.C.M. The mesosphere and metals: Chemistry and changes // *Chem. Rev.* V. 115. № 10. P. 4497–4541. 2023. <https://doi.org/10.1021/cr500501m>
- Plane J.M.C., Saunders R.W., Hedin J., Stegman J., Khaplanov M., Gumbel J., Lynch K.A., Bracikowski P.J., Gelinas L.J., Friedrich M., Blindheim S., Gausa M., Williams B.P. A combined rocket-borne and ground-based of the sodium layer and charged dust in the upper mesosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 118. P. 151–160. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.11.008>
- Rapp M., Hedin J., Strelnikova I., Friedrich M., Gumbel J., Lübken F.-J. Observations of positively charged nanoparticles in the nighttime polar mesosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 32. № 23. ID L23821. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005GL024676>
- Saunders R.W., Plane J.M.C. A laboratory study of meteor smoke analogues: composition, optical properties and growth kinetics // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 68. № 18. P. 2182–2202. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.09.006>
- Schulte P., Arnold F. Detection of upper atmospheric negatively charged microclusters by a rocket borne mass spectrometer // *Geophys. Res. Lett.* V. 19. № 23. P. 2297–2300. 1992. <https://doi.org/10.1029/92GL02631>
- Yee J.H., Abreu V.J. Mesospheric 5577 Å green line and atmospheric motions – Atmospheric Explorer satellite observations // *Planet. Space Sci.* V. 35. № 11. P. 1389–1395. 1987. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(87\)90051-1](https://doi.org/10.1016/0032-0633(87)90051-1)

The Aerosol Layer of the Lower Thermosphere:

II. Observation Under the Full Moon

A. N. Belyaev^{1,*}, S. Sh. Nikolaishvili^{1,**}, A. N. Omel'chenko^{1,***}, A. Yu. Repin^{1,****},
M. A. Poluarshinov^{2,*****}, Yu. V. Smirnov^{2,*****}, A. V. Strakhov^{3,*****},
A. G. Batishchev^{5,*****}, V. I. Stasevich^{3,*****}, Yu. V. Platonov^{4,*****}

¹*Fedorov Institute of Applied Geophysics (IPG), Moscow, Russia*

²*S.P. Korolev Rocket and Space Corporation Energia (RKK Energia), Korolev, Moscow oblast, Russia*

³*Scientific Production Enterprise Robis (NPP Robis), Moscow, Russia*

⁴*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN), Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, Russia*

⁵*National Research Nuclear University Moscow Engineering Physical Institute (MEPhI), Moscow, Russia*

*e-mail: an52@mail.ru

**e-mail: ser58ge@gmail.ru

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

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

*****e-mail: mikhail.poluarshinov@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: yplatonov@mail.ru

The results of the “Terminator” space experiment on board the International Space Station are given. Images of the Earth atmosphere are obtained in the near IR spectral range at limb-geometry of observations under

the full Moon. The calculated vertical profiles of volume emission/scattering rate point that the aerosol layer occurs within the height region of 80 – 100 km in the Earth atmosphere. It is proposed that this layer is of meteoric origin. Estimations show that the size spectrum of aerosol particles lies within the region of 1 – 100 nm.

Keywords: the mesosphere, the low thermosphere, meteor ablation, aerosol layer, Moon.

УДК 550.383+550.388

ЭВОЛЮЦИЯ СЕВЕРНОГО АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА В СВЕТЕ СОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

© 2024 г. А. А. Петрова¹, *, О. В. Латышева¹, **

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

*e-mail: aa_petrova@inbox.ru

**e-mail: l-olli@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.06.2023 г.

После доработки 08.02.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Активное освоение Арктики, увеличение интенсивности судоходства по Северному морскому пути и авиалиний в воздушном пространстве Северного Ледовитого океана привлекает внимание к проблеме нарушений трансполярного распространения радиоволн. В высокоширотных областях прохождение навигационных сигналов систем глобального позиционирования зависит от состояния ионосферы. Во время геомагнитных возмущений развиваются ионосферные неоднородности, приводящие к помехам систем спутникового позиционирования. Положение и форма полярных сияний зависят от состояния магнитосферы. В процессе работы впервые выполнен расчет компонентной модели магнитного поля авроральной зоны на основе обновляемой цифровой модели полных значений компонент магнитного поля Земли СПбФ ИЗМИРАН. Магнитное поле авроральной зоны рассчитано для высот от 0 до 1000 км на период с 1900 по 2023 гг., в том числе для высоты 100–110 км, где интенсивность полярных сияний достигает максимума в околоземном космическом пространстве Арктики. Оценка пространственного смещения овала полярных сияний проведена за период с 1957 г. (его первого математического описания) по настоящее время. Как показал анализ, смещение границ овала полярных сияний за рассмотренный период происходило во времени и в пространстве сонаправленно перемещению изолиний экстремумов горизонтальной и вертикальной компонент магнитного поля авроральной зоны северного полушария.

Ключевые слова: Овал полярных сияний, постоянное магнитное поле авроральной зоны Арктики.

DOI: 10.31857/S0016794024050101, **EDN:** QPZEMF

1. ВВЕДЕНИЕ

Полярные сияния — наиболее известные визуальные проявления повышенной активности “космической погоды”. Термин “космическая погода” относится к условиям состояния Солнца, магнитосферы и ионосферы, которые оказывают влияние на космическую, морскую и воздушную навигацию.

В высокоширотных регионах прохождение навигационных сигналов систем глобального позиционирования зависит от состояния ионосферы. Причиной нарушения работы спутников и навигационных систем могут быть физические процессы в авроральной зоне — области, занимаемой полярными сияниями. Предсказание “космиче-

ской погоды” является одной из приоритетных задач геофизики [Maffei et al., 2023].

Основную роль в динамике ионосферы играет высыпание высокоэнергичных частиц — протонов и электронов. Заряженные частицы плазмы солнечного ветра проникают в ионосферу вдоль силовых линий магнитного поля Земли (МПЗ), вызывая полярные сияния. Кроме того, в результате высыпания заряженных частиц во время геомагнитных возмущений развиваются ионосферные авроральные неоднородности, которые создают флуктуации амплитуды и фазы трансionoсферных радиосигналов. Доминирующим источником воздействия на навигационный сигнал в высокоширотных областях являются флуктуации полного электронного содержания (ПЭС). Флуктуации приводят к срывам приема сигналов гло-

бальных навигационных спутниковых систем. Это создает помехи систем спутникового позиционирования, ведет к сбоям навигационных параметров, влияет на распространение транс-ионосферных радиоволн и коротковолновой радиосвязи [Захаров и др., 2020; Системный мониторинг..., 2019].

В работах [Филатов и Черноус, 2017; Филатов и др., 2015; Черноус и др., 2016; 2018a; Chernous et al., 2018; Sigernes et al., 2012] опубликована методика оценки параметров оптического овала полярных сияний, позволяющая прогнозировать положение овала неоднородностей ПЭС. Прогноз овала неоднородностей представляет особый интерес для повышения качества работы навигационных систем типа ГЛОНАСС и GPS.

Авроральные овалы представляют собой отклик магнитосферы на усиление электромагнитных возмущений [Черноус и др., 2018]. Дискретные формы полярных сияний являются независимым признаком присутствия ионосферных авроральных неоднородностей, флуктуации которых влияют на распространение транс-ионосферных радиосигналов [Черноус и др., 2018; 2018б; 2018в]. Конфигурация полярных сияний и неоднородностей ПЭС имеют форму овалов на высотах около 80–200 и 200–450 км соответственно. Данные о пространственно-временном распределении полярных сияний являются маркером состояния овала неоднородностей ПЭС, ответственных за распространение навигационных сигналов, в области высокоширотной ионосферы [Филатов и др., 2015].

Сияния аврорального овала возникают в околоземном пространстве в зоне высыпания заряженных частиц на высотах от 80 до 200 км и пространственно определяются геометрией силовых линий МПЗ. Однако в последние десятилетия в северном полушарии наблюдалось значительное изменение величины и направления вектора МПЗ, в результате которого произошло ускорение движения магнитного полюса (МП). В условиях изменения МПЗ представляет интерес изучение эволюции компонент постоянного магнитного поля и пространственного смещения овала полярных сияний. Современное положение овала полярного сияния в настоящее время может отличаться от его местоположения, описанного математически в 1967 г. [Хорошева, 1961, 1967; Feldstein and Starkov, 1967; Kopytenko et al., 2019; Oguti, 1993]. Динамика аврорального овала может служить индикатором смещения овала неоднородностей ПЭС, нарушающих функционирование космических навигационных систем в высокоширотных областях Арктики.

Цель данной работы состоит в построении компонентной модели постоянного магнитного поля авроральной зоны на основе модели магнитного поля Земли СПбФ ИЗМИРАН, исследовании эволюции компонентной модели авроральной зоны Арктики с 1900 г. и оценке пространственно-временных изменений местоположения северного аврорального овала.

2. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ СЕВЕРНОГО АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА В СВЕТЕ ИЗМЕНЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

2.1. Овал полярных сияний как отклик состояния высокоширотной ионосферы

Свечение аврорального овала создается заряженными частицами плазмы солнечного ветра и топологически определяется геометрией силовых линий МПЗ. Спектр сияний зависит от высоты свечения и от энергии вторгающихся частиц. Свечение высокоширотной ионосферы на высотах 100–150 км возбуждается в результате вторжения в атмосферу энергичных частиц и воздействия геомагнитных возмущений. Активные формы свечения связаны с электронами, вторгающимися в атмосферу и обладающими энергией порядка 1–10 кэВ. Сильные отклонения амплитуды и фазы транс-ионосферных сигналов возникают из-за рассеяния сигнала на мелкомасштабных неоднородностях электронной плотности [Захаров и др., 2020], большие изменения приводят к срыву приема сигнала. Эти процессы могут иметь заметное влияние на состояние магнитосферы и ионосферы и являются важными факторами космической погоды [Petrukovich et al., 2015].

Благодаря излучению возбужденных атомов и молекул атмосферных газов в видимом диапазоне на высотах 110–120 км наблюдается зеленоватое свечение азота и кислорода. Красное свечение кислорода наблюдается на больших высотах (200–450 км), где частота соударений ниже, и сияния возбуждаются более мягкими частицами. Особый тип сияний наблюдается во время сильных вспышек солнечных космических лучей. Проникая в полярную шапку и область квазизахвата, в моменты сильных событий солнечные протоны вызывают красное свечение, равномерное распределенное по всему небу.

Авроральный овал представляет собой проекцию низкоширотной магнитосферы на ионосферу и показывает картину распределения сияний над полярной областью Земли.

В планетарном масштабе местоположение аврорального овала было зафиксировано в зимний период Международного геофизического года 1957-1958 гг. (МГГ) по данным сети непрерывно работающих оптических камер на десятках станций в Арктике и Антарктике. Измерения сравнивались по согласованным методикам с прямыми наблюдениями положения видимого полярного сияния. Эксперимент подтвердил форму кольца в области полярных сияний, его асимметрию и непрерывность. Исследователи использовали десятки камер C-180, фотографирующих небо с углом поля зрения равным 180° с охватом линии горизонта, и их спектральных модификаций C-180-S и обработали тысячи снимков авроры в полярных шапках. Для описания полярного сияния на визоплотах использованы три координаты: время (UT), геомагнитная широта и долгота. В 1961 году мгновенная модель полярных сияний, основанная на экспериментальных данных камер всего неба, была представлена О.Б. Хорошевой [Хорошева, 1961]. На основе полученных данных сделано математическое описание модели аврорального овала 1957 года [Хорошева, 1967; Feldstein and Starkov, 1967].

С начала 20-го века в связи со значительным изменением величины и направления вектора индукции МПЗ в северном полушарии вопрос о дрейфе аврорального овала стал актуальным. В ряде работ по разным моделям сделана оценка смещения овалов полярных сияний [Kataoka and Nakano, 2021; Maffei et al., 2023; Oguti, 1993; Tsyganenko, 2019].

В расчетах Т. Oguti [Oguti, 1993] оценены ожидаемые долгосрочные изменения формы и размера овала с конца двадцатого века на 1000 лет вперед в северном и южном полушариях. Исследование основывалось на представлении магнитного поля Земли сферическими гармониками и прямой экстраполяции его вековых изменений. Предполагалось, что интенсивность составляющих магнитного поля высокого порядка остается постоянной. В данной работе не принималась во внимание вероятная взаимосвязь между интенсивностью членов более высокого порядка и интенсивностью диполя, исследование не включало никакой модели магнитосферы. Овальные формы полярных сияний были определены как местоположения вершин изолиний магнитного поля, рассчитанного на основе дипольной модели, с величиной поля в пределах интервала от 49 до 173 нТл.

В работе [Tsyganenko, 2019] представлены результаты определения овала полярных сияний с использованием модели постоянного магнит-

ного поля Земли IGRF-12 [Thébault et al., 2015] совместно с моделью внешнего поля, соответствующей среднему слегка возмущенному состоянию магнитосферы. Автор исследует влияние вековых вариаций главного поля, не учитывая эффект влияния изменений межпланетных условий [Tsyganenko, 2019]. При рассмотрении временного интервала с 1965 по 2020 год было обнаружено, что вековой дрейф северного полярного овала приводит в Северном полушарии к его смещению в пределах $\sim 4^\circ$ по широте, приблизительно в направлении географического меридиана 100°E , что соизмеримо с одновременным сдвигом централизованного, эксцентричного и скорректированного геомагнитных полюсов. Показано, что все эти сдвиги в 4-5 раз меньше, чем резкое смещение северного МП [Tsyganenko, 2019].

В работе [Kataoka and Nakano, 2021] исследована глобальная форма авроральной зоны за последние 3000 лет с использованием моделей палеомагнетизма. Для описания авроральной зоны используется метод, аналогичный предложенному Огути [Oguti, 1993], при этом в модели магнитного поля Земли IGRF-13 учтены не только диполь, но и коэффициенты Гаусса более высокого порядка.

В исследовании [Maffei et al., 2023] геомагнитное поле для авроральных и “опасных зон” с 1900 по 2020 годы описывается моделью поля IGRF-13 с учетом влияния различных вариантов интенсивности межпланетного магнитного поля. Авторами оценена эволюция полярных сияний и опасных зон в течение следующих 50 лет. Прогноз показал, что канадский участок ослабнет и сместится в сторону Сибири, в то время как Сибирский участок усилится. В работе сделано предположение, что недавний быстрый дрейф Северного МП может быть объяснен ослаблением высокой напряженности магнитного поля над Канадой и усилением магнитного поля над Сибирью, что привело к дрейфу в сторону Сибири всей магнитной картины, так как дрейф Северной зоны полярных сияний от Северной Америки к Сибири качественно согласуется с быстрыми перемещениями Северного МП. Средний прогноз предсказывает дрейф северной зоны от Северной Америки к Сибири. Аналогичный дрейф можно наблюдать и в положении Северного геомагнитного полюса, хотя направление его дрейфа не полностью коррелирует с направлением смещения авроральной зоны [Maffei et al., 2023].

В настоящее время ведется непрерывная регистрация параметров верхней ионосферы со спутников. Диагностика состояния в высокоширотных зонах Арктики и ее изучение осуществля-

ется методом внешнего зондирования ионосферы на основе полярных спутников, находящихся на орбитах в интервале высот 800–1100 км. Кроме того, спутниками измеряются параметры солнечного ветра и межпланетное магнитное поле на орбите *LL* на высоте 1.6 млн км вверх от Земли для изучения типов высыпаний электронов и протонов, которые сильно коррелируют с полярным сиянием.

В 2009 году в Лаборатории прикладной физики Университета Джонса Хопкинса была построена модель прогноза интенсивности полярного сияния OVATION. Используя спутниковые скорости солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, модель учитывает три типа высыпаний электронов и протонов. Достоверность прогнозов по модели OVATION при сравнении с визуальными наблюдениями с фиксацией событий с наземных камер достигает 86% [Николаев и др., 2021; Case et al., 2016; Kalb et al., 2023; Machol et al., 2012; Mooney et al., 2021; Newell et al., 2009].

При высыпании электронов и протонов в полярную ионосферу основная эмиссия полярных сияний происходит одновременно с ионизацией атомов и молекул верхней атмосферы [Черноус и др., 2016]. Неоднородности ПЭС, определяющие распространение трансionoсферных сигналов навигационных спутников, в период авроральной суббури связаны с дискретными формами сияний. Данные отечественных измерений демонстрируют тенденцию к сходству пространственно-временных вариаций неоднородностей ПЭС и динамики структур северных сияний. В результате исследований обнаружена овальная структура пространственно-временного распределения не только полярных сияний, но и неоднородностей ПЭС, проецирующихся на разных высотах ионосферы [Черноус и др., 2018; Kopytenko et al., 2019]. В работе [Maffei et al., 2023] область неоднородностей ПЭС рассматривается как “опасная зона”, в которой обнаружены электромагнитные помехи, нарушающие радиосвязь. Выполнена оценка эволюции зон полярных сияний и овалов “опасных зон” неоднородностей ПЭС в течение следующих 50 лет. Показано, что для обоих овалов может произойти смещение в более низкие широты в сторону Северной Европы и России, а в Северной Америке возможно поднятие овалов в более высокие широты [Maffei et al., 2023].

Мониторинг положения овала полярных сияний можно использовать в качестве диагностического инструмента для оценки местоположения овала вариаций неоднородностей ПЭС, влияющих на качество приема и распространение на-

вигационных сигналов GPS/ГЛОНАСС, что позволит повысить точность позиционирования в Арктике с помощью спутниковых навигационных систем [Черноус и др., 2016; 2018в]. Таким образом, появляется возможность практического использования характеристик полярного овала в современную эпоху в радиофизических исследованиях.

Проверка пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС и овала полярных сияний в планетарном масштабе проведена для случаев с различной геомагнитной возмущенностью. Было показано, что оба распределения имеют подобную овальную структуру, а толщина аврорального овала находится в соответствии с ростом числа неоднородностей ПЭС. Соответствие пространственно-временного распределения сияний аврорального овала и пространственно-временных изменений параметров сигнала навигационных спутников, определяемых региональными и локальными неоднородностями ПЭС, продемонстрировано в ряде работ [Черноус и др., 2018, 2018а, 2018б, 2018в; Astafyeva et al., 2014; Шагимуратов и др., 2021].

Наибольшее количество сбоев при определении ПЭС в периоды геомагнитных бурь наблюдается вблизи аврорального овала [Astafyeva et al., 2014]. В работах [Захаров и др., 2020; Шагимуратов и др., 2021] показано, что сбои сигнала GPS, снижающие точность позиционирования, происходят преимущественно внутри аврорального овала, отражая динамику процессов в ионосферной плазме высоких широт.

В процессе работы была рассмотрена эволюция компонент магнитного поля авроральной зоны и особенности смещений овалов полярных сияний, получаемых на основе прогнозов по моделям OVATION и Aurora Forecast 3D [Breedveld, 2020; Machol et al., 2012; Newell et al., 2009, 2014; Sigernes et al., 2011, 2012]. Трехмерной моделью The Aurora Forecast 3D авторы пользуются только для получения визуального представления о положении полярного овала в текущий момент времени [Kopytenko et al., 2019; Sigernes et al., 2011, 2012]. Поскольку авторы модели Aurora Forecast 3D не предоставляют информации о вероятности визуального подтверждения аврорального овала [Breedveld, 2020], в настоящем исследовании использованы прогнозы модели OVATION, публикуемые в цифровом виде.

При использовании расчетов по модели OVATION можно получать “прогнозируемое положение овала полярных сияний в данный момент времени” [Machol et al., 2012]. Модель OVATION на основе измерений параметров сол-

нечного ветра (скорости солнечного ветра, компонент межпланетного магнитного поля и плотности электронов), полученных спутником Advanced Composition Explorer (ACE) до 2016 года, а затем космическим аппаратом Deep Space Climate Observatory (DSCOVR) после 2016 года, используя функцию связи Ньюэлла, прогнозирует возможность наблюдений видимого ночного полярного сияния в определенном месте в течение часа, что подтверждено с вероятностью 86% [Николаев и др., 2021; Case et al., 2016; Machol et al., 2012; Mooney et al., 2021; Newell et al., 2009].

Авторами данной работы исследовано несколько сотен прогнозов по модели OVATION за период с 2009 по 2023 гг.

События с 2009 рассмотрены на основе сети фоторегистраторов небосвода (all-sky камер), где использовались непрерывные наблюдения полярных сияний на станции Баренцбург (Шпицберген), прямые оптические измерения на станциях Кольского полуострова (Ловозеро) и Северной Скандинавии (Соданкюля, Кируна), а также прогнозы по модели OVATION в графическом виде в географических координатах [Филатов и др., 2015; Kopytenko et al., 2019; Newell et al., 2014; Sigernes et al., 2011, 2012]. С 2019 г. авторами используются и ежедневно сохраняются данные прогноза по модели OVATION в матричном виде (сеточном формате *.grd) в географических координатах с временным интервалом 10 и 30 минут для всего земного шара.

В процессе работы проведен мониторинг эволюции компонент МПЗ авроральной зоны и местоположения северного аврорального овала с 1957 г. по настоящее время. Определение современного местоположения полярного овала имеет большое практическое значение, так как наличие пространственно-временной связи полярных сияний и возмущений неоднородностей полярной ионосферы, влияющих на распространение сигналов навигационных спутников, дает возможность осуществить прогноз состояния ионосферы и условий приема GPS/ГЛОНАСС сигналов. Это повышает ситуационную осведомленность позиционирования в акватории Северного морского пути и воздушном пространстве Северного Ледовитого океана.

2.2. Исследование геомагнитного поля авроральной зоны Арктики

С целью получения представлений об изменении параметров магнитного поля околоземного космического пространства за период 1900–2023 гг. создана компонентная модель поля авроральной зоны северного полушария. Модель

получена на основе векторной модели постоянного МПЗ СПбФ ИЗМИРАН [Копытенко и Петрова, 2016, 2020; Петрова, 2015; Петрова и др., 2022].

Санкт-Петербургский филиал Института Земного магнетизма (СПбФ ИЗМИРАН) занимается изучением пространственного распределения компонент магнитного поля Земли и его вековых вариаций на территории России и акватории Мирового океана с 1930 гг. Векторная модель полных значений модуля и компонент МПЗ СПбФ ИЗМИРАН построена по магнитометрической базе элементов земного магнетизма для земного шара.

На основе данных компонентной генеральной съемки, гидромагнитных измерений элементов магнитного поля Земли в Мировом океане на маломагнитной шхуне НИС “Заря” и аэромагнитных компонентных измерений была организована собственная база измеренных данных по векторным составляющим геомагнитного поля под управлением специализированной системы накопления, хранения и обработки информации [Копытенко и Петрова, 2016; Петрова, 2015].

Магнитометрическая база обобщает материалы аэромагнитных и гидромагнитных измерений, а также расчетные значения элементов МПЗ, вычисленные по модульной информации аэро- и гидромагнитных съемок [Копытенко и Петрова, 2016, 2020].

На основе магнитометрической базы данных построена цифровая трехмерная модель компонент вектора индукции МПЗ, создано новое поколение цифровых магнитных карт компонент МПЗ для земного шара и околоземного пространства в диапазоне высот от 0 до 800 км, востребованном морской, воздушной и космической магнитной навигацией [Копытенко и Петрова, 2016, 2018а; Копытенко и др. 2019, 2019а, 2021; Петрова, 2015; Петрова и др., 2022].

В качестве уровня относимости цифровой модели элементов магнитного поля используется главное магнитное поле модели IGRF 13-го поколения, которое представляет собой модель со сферическими гармоническими коэффициентами Гаусса, предназначенными для периода 1900–2025 гг. [Alken et al., 2022; Brown et al., 2020].

Векторная модель МПЗ СПбФ ИЗМИРАН была верифицирована по результатам сопоставления модельных значений с векторными данными Мировой сети геомагнитных обсерваторий, аэромагнитных съемок и спутниковых измерений КА CHAMP и Swarm [Копытенко и др., 2019, 2019а, 2021; Петрова и Латышева, 2020; Petrova et

al., 2022; Thébault et al., 2016; Alken et al., 2021, 2022; Olsen and Pauluhn, 2019; Sabaka et al., 2018].

Векторная модель магнитного поля служит основой для описания конфигурации постоянно-го магнитного поля авроральной зоны. Знание топологии магнитного поля используется для изучения изменений магнитосферы Земли [Пудовкин и Семенов, 1985; Трошичев, 1986; Longcore, 2005; Marchaudon et al. 2005; Zhang et al. 2021].

Для выявления изменений магнитного поля авроральной зоны и пространственного положения северного аврорального овала проведен анализ эволюции компонент магнитного поля с момента первого математического описания овала в 1957 г. по настоящее время. Рассмотрена динамика изменений полных значений модуля (F), вертикальной (Z), горизонтальной (H), северной (X), восточной (Y)-компонент, магнитного склонения (D) и наклонения (I). На основе векторной модели рассчитаны магнитные карты компонент авроральной зоны околоземного космического пространства от поверхности Земли до

высоты 1000 км. Эволюция горизонтальной компоненты авроральной зоны в пространстве, во времени и с высотой показана на рисунках 1, 2.

Зона аврорального овала наблюдается на высотах 80–120 км, на высотах более 400–450 км выявляется область овала ионосферных неоднородностей [Захаров и др. 2020; Системный мониторинг ионосферы..., 2019; Черноус и др. 2018]. Для получения представления о параметрах магнитного поля околоземного космического пространства авроральной зоны вычислены значения модуля и компонент на высотах 0, 20, 30, 50, 80, 100, 120, 150, 200, 400, 600 км и 1000 км. Это позволило охарактеризовать особенности эволюции магнитного поля на высотах овала полярного сияния в период 1957–2023 гг. и овала ионосферных неоднородностей (рис. 1, рис. 2).

В работе [Maffei et al., 2023] сделано предположение, что недавний быстрый дрейф Северного МП может быть объяснен ослаблением магнитного поля над Канадой и усилением магнитного поля над Сибирью.

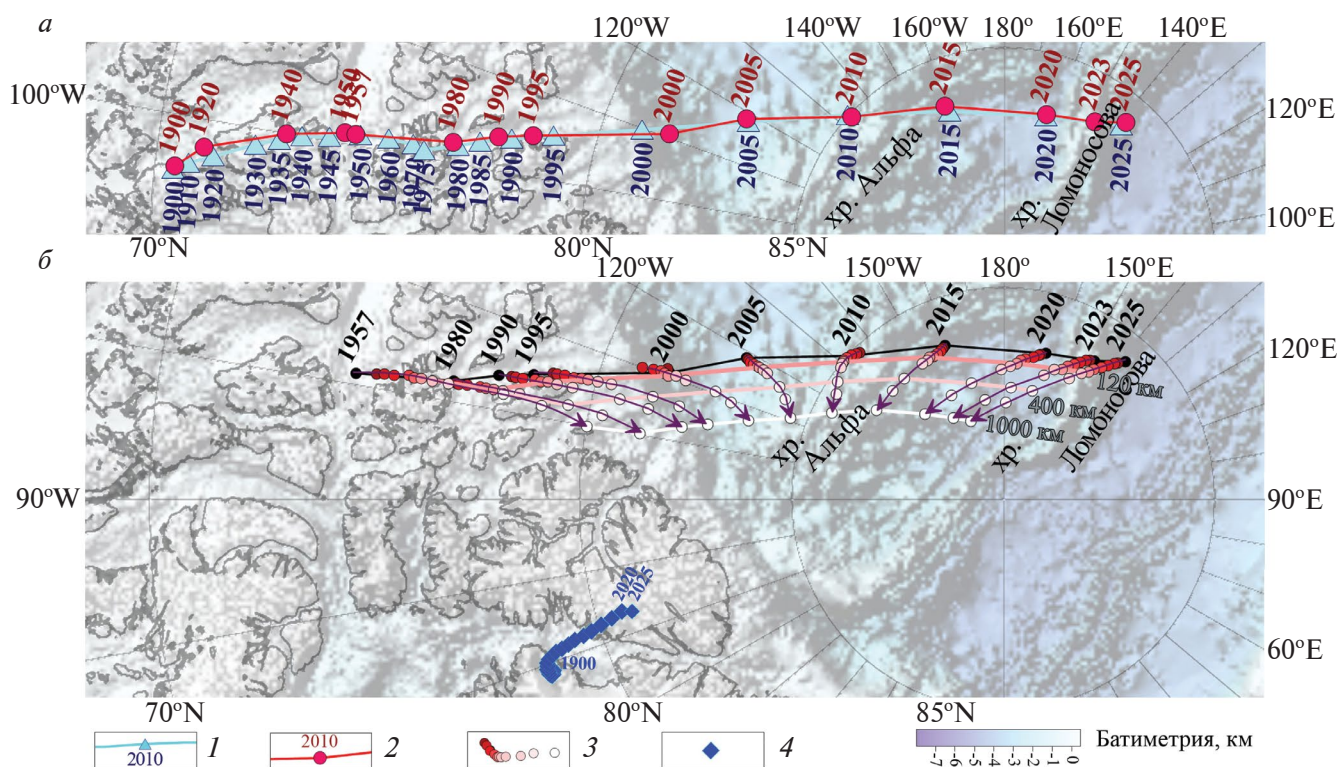


Рис. 1. Продвижение МП за период с 1900 по 2025 гг. (а) – Положение МП на земной поверхности; (б) – нулевая изолиния H -компоненты постоянного МПЗ на высотах до 1000 км. 1 – Положение МП по модели IGRF 13 (1900–2025 гг.); 2 – положение МП по H -компоненте магнитного поля авроральной зоны для высоты 0 км; 3 – эволюция положения МП с 1957 по 2025 гг. на высотах от 0 до 1000 км (модель СПбФ ИЗМИРАН); 4 – геомагнитный полюс 1900–2025 гг.

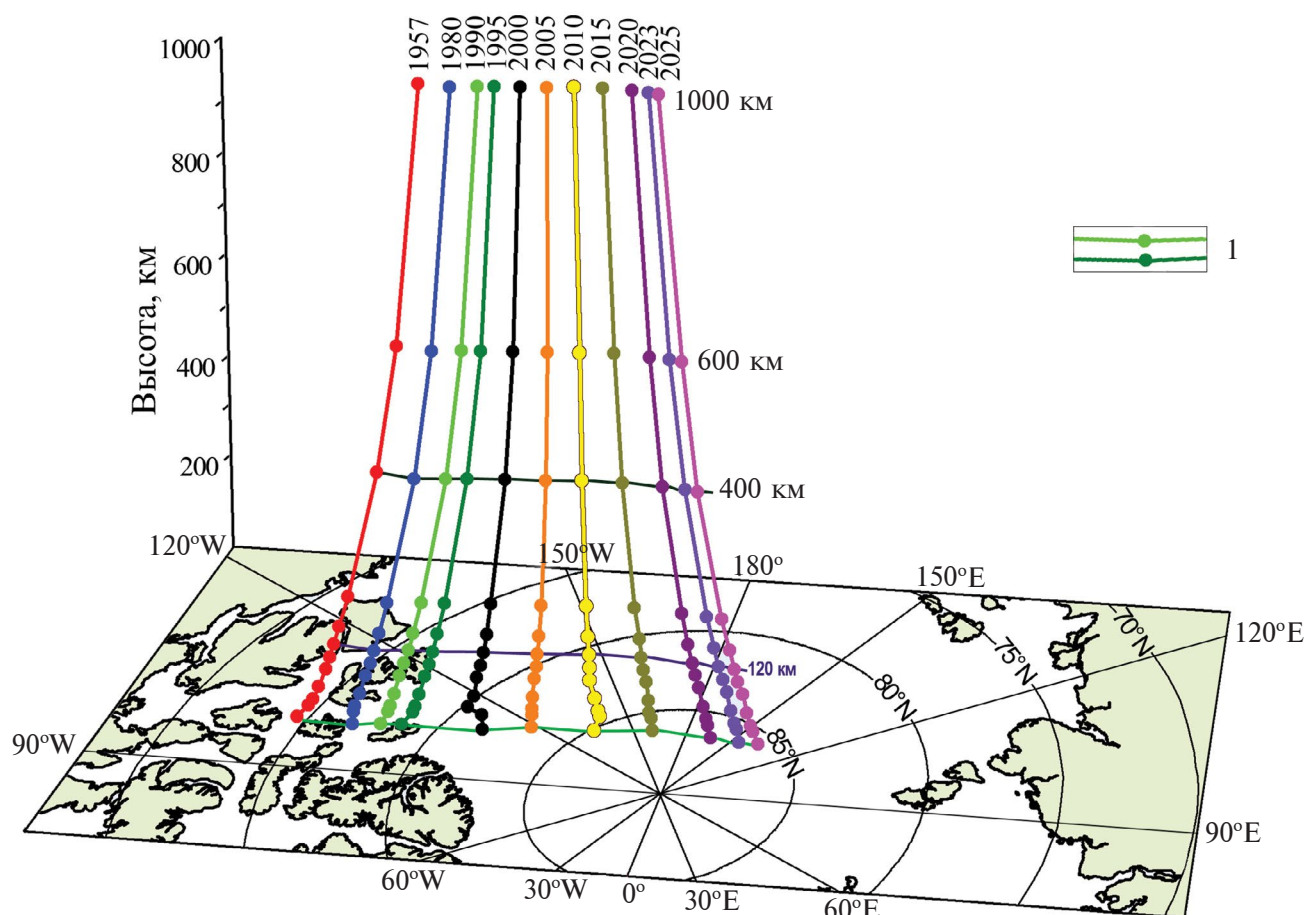


Рис. 2. Эволюция положения МП в период с 1957 по 2025 гг. на высотах от 0 до 1000 км. 1 – Траектория перемещения МП по H -компоненте МПЗ на высотах 0, 120, 400 км (модель СПбФ ИЗМИРАН).

Однако анализ магнитного поля авроральной зоны северного полушария показал, что сонаправленное движение овала полярных сияний и магнитного поля прослеживается только в H - и Z -компонентах. Кроме того, “ослабление магнитного поля над Канадой и усиление магнитного поля над Сибирью” связаны именно с изменением Z -компоненты. В период с 1957 по 2023 гг. смещение экваториальных границ овала полярных сияний произошло в направлении траектории движения минимума горизонтальной компоненты со сдвигом на юг, задаваемым перемещением максимумов значений Z -компоненты магнитного поля авроральной зоны (Z_s) (рис. 3).

Изменение положения МП на земной поверхности по модели IGRF с 1900 по 2025 гг. приведено на рис. 1а [Alken et al., 2021; <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/poles/polesexp.html>]. Нулевая изолиния H -компоненты МПЗ, определяющей положение МП авроральной зоны на высотах от 0 до

1000 км, представлена на рис. 1б и рис. 2 на период 1957–2025 гг. (модель СПбФ ИЗМИРАН) [Копытенко и Петрова, 2020].

Повысотные расчеты компонент позволили оценить особенности топологии магнитного поля авроральной зоны с 1900 по 2023 гг. и получить представление об эволюции экстремумов H - и Z -компонент магнитосферы (рисунки 1–6).

МП перемещается по траектории нулевой изолинии H -компоненты. С 1900 по 2023 гг. в Арктике МП продвинулся по земной поверхности на 2500 км. Расчеты H -компоненты до 1000 км показали, что с высотой длина траектории МП укорачивается (рис. 1). Если на поверхности Земли за период с 1957 по 2023 гг. она составила 1900 км, то на высоте 120 км – 1700 км, на высоте 200 км – 1600 км, на высоте 400 км – 1400 км и на высоте 1000 км – 1000 км (рис. 2).

Анализ показал, что с 1957 г. по настоящее время недипольные части магнитного поля – Ка-

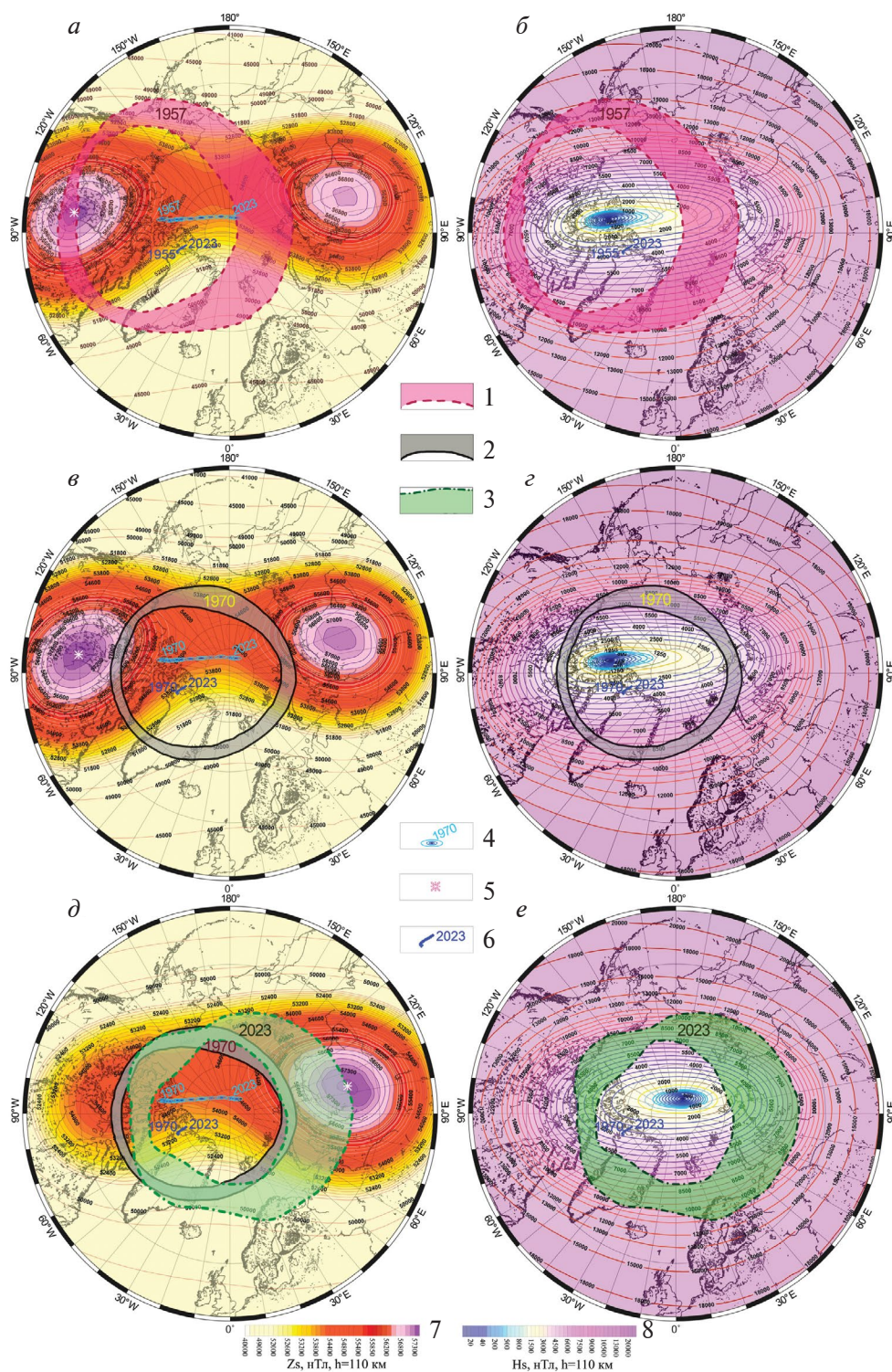


Рис. 3. Эволюция овала полярных сияний в спокойный период геомагнитной активности:

(а, б) – Z - и H -компоненты МПЗ, 1957 г.; (в, г) – Z - и H - 1970 г.; (д, е) – Z - и H -компоненты МПЗ, 2023 г. 1 – овал 1957 г.; 2 – овал 1970 г., 3 – овал 17.01.2023 г. ($K_p = 3$); 4 – перемещение минимумов H с 1957 по 2025 гг. на высоте 110 км; 5 – зона максимума Z -компоненты магнитного поля авроральной зоны на границе овала в спокойный день; 6 – геомагнитный полюс 1900–2025 гг.; 7 – изолинии Z -компоненты магнитного поля авроральной зоны (высота 110 км); 8 – изолинии H -компоненты МПЗ (высота 110 км).

надская и Восточно-Сибирская аномалии, изменяющиеся по величине и направлению, меняют полные значения вектора МПЗ. Возможно, что ускорение перемещения МП происходит из-за уменьшения значений модуля мировой Канадской аномалии вблизи поверхности Земли больше чем на 4000 нТл за период с 1957 по 2023 гг. Недипольные части претерпевают изменения в пространстве и во времени одновременно с изменением положения полярного овала.

Наиболее существенные изменения произошли в значениях Z -компоненты в период с 1957 г. по 2023 г. В 1957 г. на высоте 120 км Канадская магнитная аномалия имела полное значение Z -компоненты $Z_s > 57000$ нТл. Но к 2023 г. Z -компонента Канадской аномалии заметно уменьшилась, и в настоящее время имеет значение $Z_s = 54700$ нТл. При этом центр Канадской магнитной аномалии сместился в северном направлении на 1000 км (рис. 3).

За этот же период максимум Z -компоненты Сибирской аномалии увеличился на 500 нТл от значения $Z_s = 57000$ нТл в 1957 г. до $Z_s = 57500$ нТл в 2023 г., а центр Сибирской магнитной аномалии сместился в западном направлении на шесть градусов с меридиана 108° до 102° Е (рис. 3).

Кроме того, повысотные расчеты магнитного поля авроральной зоны выявили пространственные изменения Z -компоненты с высотой. Исследования показали, что меняется не только интенсивность Канадской и Сибирской мировых магнитных аномалий, но и расстояние между ними, так как с высотой аномалии сближаются (рис. 4). В период с 1957 по 2023 гг. вблизи земной поверхности максимумы Z -компоненты находились на удалении ~ 6200 км. На высоте полярного овала 100–120 км в спокойные дни расстояние между максимумами Z уменьшилось на 20 км. На высоте овала в возмущенные дни – 200 км – расстояние сократилось на 100 км. На высотах овала ионосферных неоднородностей ПЭС (400 км) рас-

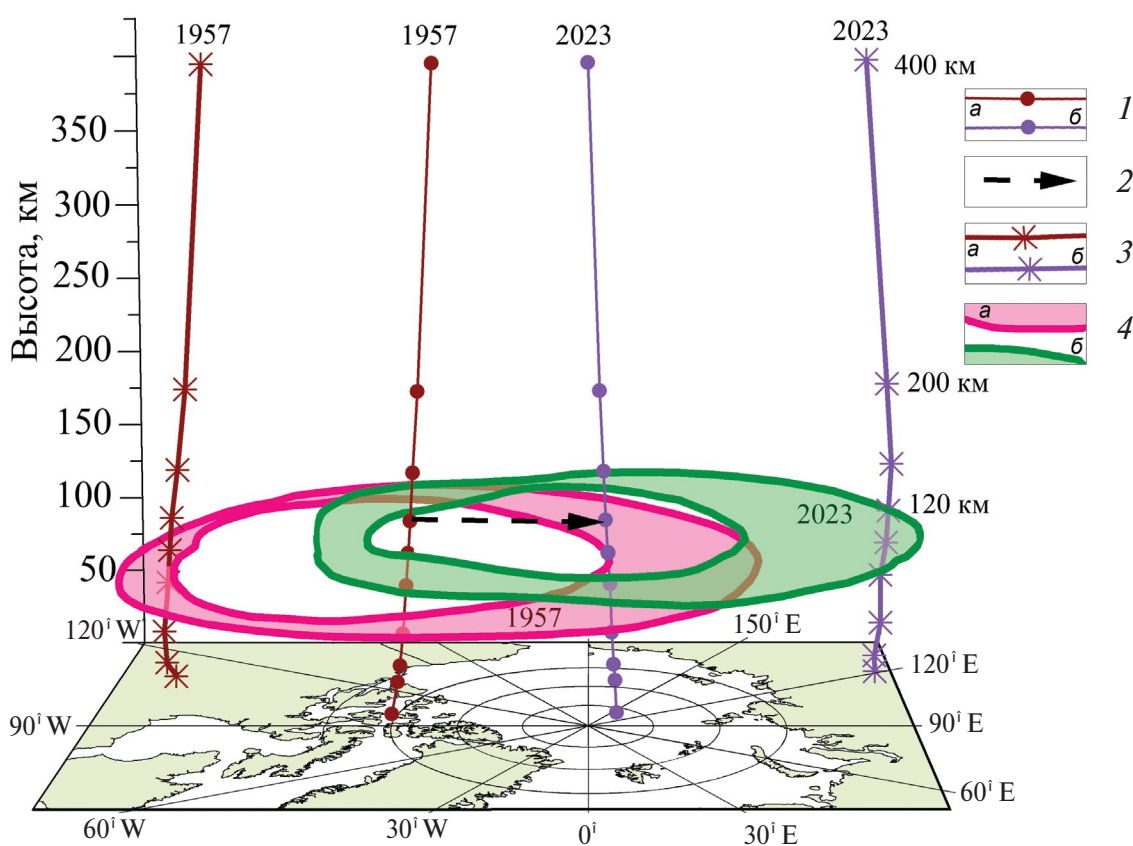


Рис. 4. Положение овалов северных сияний 1957 и 2023 гг. в условиях слабой геомагнитной активности. 1 – положения МП до высоты 400 км ((а) – 1957 г., (б) – 2023 г.); 2 – траектория МП с 1957 по 2023 гг. на высоте 120 км; 3 – положения максимумов Z -компоненты МПЗ до высоты 400 км и на краях овалов: (а) – 1957 г., (б) – 2023 г.; 4 – северные авроральные овалы: (а) – 1957 г., (б) – овал 17.01.2023 г. ($Kp = 3$) по прогнозу модели OVATION.

стояние между максимумами Z уменьшилось до 5700 км, на высоте около 1000 км до 4500 км. Таким образом, от земной поверхности до 1000 км расстояние сократилось на 1700 км.

На фоне изменений H - и Z -компонент магнитного поля авроральной зоны с 1957 по 2023 гг. северный авроральный овал переместился от центра Канадской магнитной аномалии в сторону центра Сибирской магнитной аномалии (рис. 3, рис. 4). Овал полярных сияний за этот период продвинулся коллинеарно траектории движения минимума горизонтальной компоненты в сторону Таймыра почти на 1400 км со смещением к западу на 200 км (в направлении сдвига максимума Z -компоненты Сибирской магнитной аномалии). Перемещение области минимума полных значений H -компоненты (для значений $H \leq 1000$ нТл) за период с 1957 г. по 2023 гг. показано (рис. 3).

Анализ динамики овала полярных сияний в период с 1957 по 2023 гг. показал, что границы овала определялись силовыми линиями значений H - и Z -компонент магнитного поля авроральной зоны. При этом траектория эволюции H -компоненты коллинеарна смещению кромок северного аврорального овала.

В спокойных условиях на высоте 110 км овал полярных сияний располагался внутри минимума H -компоненты магнитного поля авроральной зоны между граничными значениями с изолиниями полных значений от $H_s = 4500$ –5000 нТл до 8000 нТл (рис. 3). В магнитоспокойные дни 1957 г. и 2014 г. экваториальные границы овалов сияний находились в минимуме H -компоненты между изолиниями $H_s = 8000$ нТл в районе Канады и $H_s = 4500$ нТл в районе Сибири. В спокойных условиях 2023 г. овал размещался между изолиниями $H_s = 4500$ нТл в районе Канады и $H_s = 8000$ нТл в Сибири (рис. 3).

В возмущенных условиях на высоте 200 км овал полярных сияний тоже располагался внутри минимума овала H -компоненты МПЗ, но в интервале между изолиниями полных значений H_s от 8000 до 13000 нТл (рис. 5). Например, в возмущенных условиях 2015 г. в районах Канады и Сибири экваториальные границы овала приурочены к изолинии H -компоненты $H_s = 8000$ нТл. В возмущенных условиях 2017 и 2023 гг. экваториальная граница овала достигала изолинию $H_s = 9000$ –10000 нТл в районе Канады и $H_s = 13000$ нТл на экваториальной кромке овала в районе Сибири.

Анализ овалов полярного сияния в разные периоды геомагнитной активности показал изменение границ овала в зависимости от уровня магнитной активности (рис. 5). В работе [Пудовкин и др. 1977] высказано предположение, что эква-

ториальная граница возмущенной зоны овала эквивалентна по своей физической природе кромке спокойного овала. Овал полярных сияний расширяется и смещается к югу так, что его южная граница опускается до $\sim 60^\circ$ N во время сильных возмущений; в отдельных случаях сияния могут появляться на 50° N и даже на 30° N. При этом ширина овала вдоль полуночного меридиана может увеличиваться от 5000 км в магнитоспокойные дни до 7000 км и более – в возмущенные. Например, ширина овала в спокойных условиях 2023 г. ($K_p = 3$) составила 5000 км, и он находился между широтой 68° N в районе Канады и широтой 65° N в Сибири. В возмущенных условиях 2023 г. ($K_p = 7$) ширина овала составила 7200 км, и он расположился между широтой 55° N в районе Канады и широтой 58° N в Сибири (рис. 5). Расстояние между экваториальными кромками овалов в Сибири в спокойных и возмущенных условиях 2023 ($K_p = 7$) и 2023 ($K_p = 3$) составило 850 км.

Овалы в магнитоспокойные дни 1957 г. [Хорошева, 1967], 1970 г. [Старков, 1973] и 2023 г. по модели OVATION (<https://www.swpc.noaa.gov/products/aurora-30-minute-forecast>) приведены на рис. 3. При совмещении овалов 1970 г. и 2023 г. видно, что экваториальная кромка овала 1970 г. в районе Сибири доходит до широты 76° N, а в 2023 г. опустилась до широты 65° N, т.е. смещение овалов в магнитоспокойные дни визуальное полученное по методике [Старков, 1973] и прогноза по модели OVATION составило 11 градусов (рис. 3д).

Для решения вопроса изменения местоположения северного аврорального овала авторы рассматривают исключительно магнитоспокойные дни. Для примера построены овалы разных лет в зимние периоды магнитоспокойных дней по текущим прогнозам модели OVATION на 18 часов мирового времени UT в географической системе координат (рис. 6). Экваториальные границы за 8 лет с 2014 по 2022 гг. по прогнозам модели OVATION сместились на 700 км (6 градусов) (рис. 6в) коллинеарно смещению горизонтальной компоненты, которое составило 350 км (~ 3 градуса) (рис. 6г). За этот период геомагнитный полюс продвинулся на 40 км (~ 0.5 градуса), однако направление его движения составляет угол $\sim 30^\circ$ с направлением смещения овалов по прогнозам модели OVATION (рис. 6г).

Овалы полярных сияний в возмущенные дни приведены на рис. 5. На рис. 5а видно, что в 2015 г. при $K_p = 9$ экваториальная кромка в районе Евразии не доходила до широты $\sim 60^\circ$ N. В 2023 г. при $K_p = 7$ (рис. 5в) южный край в районе Сибири опустился до широты 57° N.

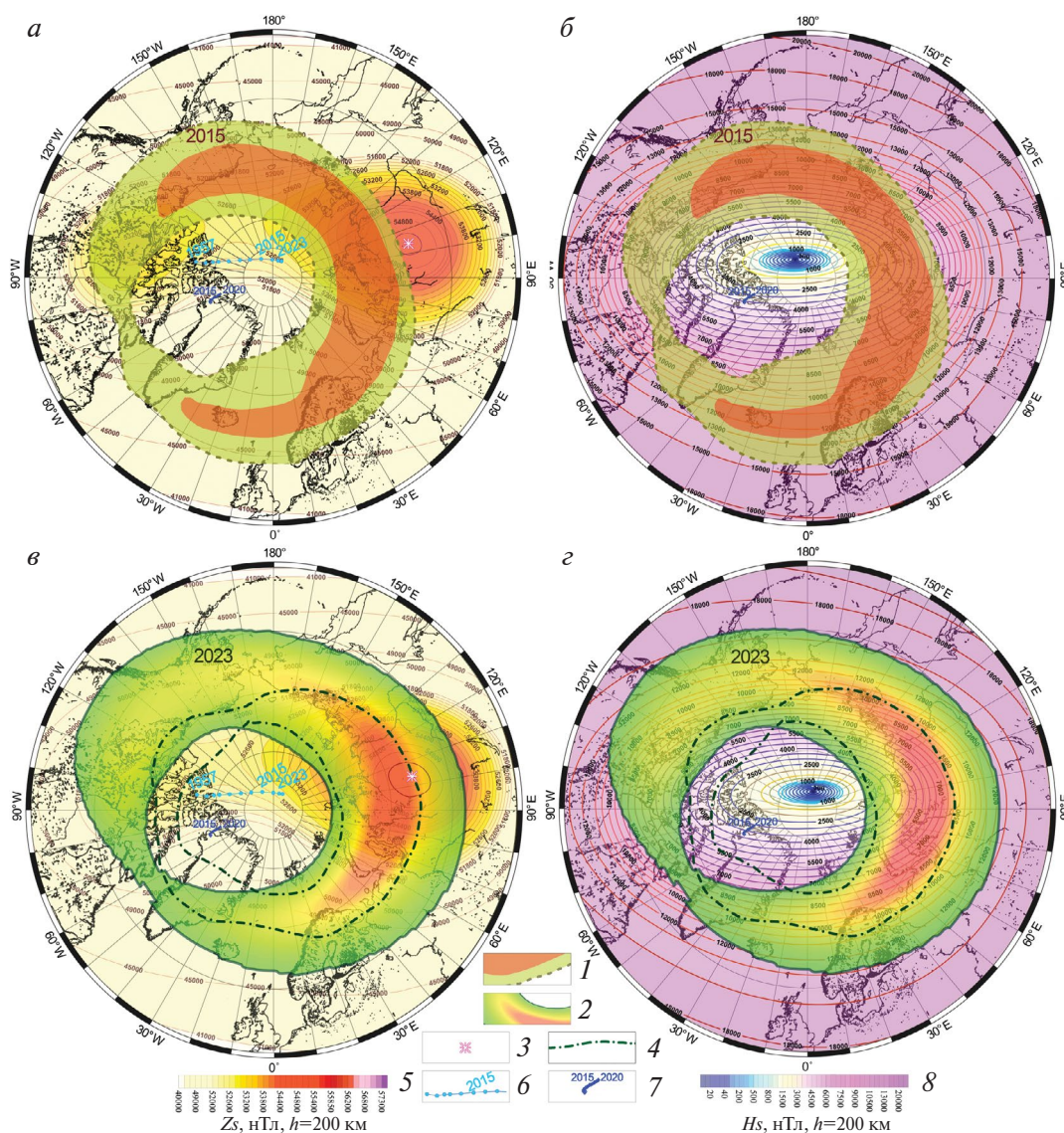


Рис. 5. Положение овала полярного сияния в периоды разной геомагнитной активности. (а, б) – Z - и H -компоненты МПЗ 2015 г.; (в, г) – Z и H 2023 г. Овалы в возмущенный день: 1 – 17.03.2015 ($K_p = 9$); 2 – 23.03.2023 ($K_p = 7$); 3 – зона максимумов Z ; 4 – Z авроральной зоны (высота 200 км); 5 – овал в спокойный день 17.01.2023 ($K_p = 3$); 6 – перемещение МП с 1957 по 2023 гг. (высота 200 км); 7 – перемещение геомагнитного полюса 1900–2025 гг.; 8 – H -авроральной зоны (высота 200 км).

Анализ максимумов полных значений Z -компоненты и положений границ овала полярного сияния с 1957 по 2023 гг. показал следующее. В северном полушарии в спокойных условиях на высоте 110 км границы овала сияния в районах мировых магнитных аномалий и в Канаде, и в Сибири ограничены областями максимумов полных значений Z -компоненты (рис. 3). В возмущенных условиях на высоте 200 км границы овала доходили как до областей максимумов, так и распространялись за центры максимумов Z -компонен-

ты. Однако при этом границы внутренних зон энергичных частей овала совпадали с положением границ в спокойные дни (рис. 5), что подтверждает выводы, сделанные в работе [Пудовкин и др., 1977].

В спокойных условиях 1957 г. экваториальная кромка овала в районе магнитной аномалии Канады достигла максимума полных значений Z -компоненты $Z_s = 57000$ нТл, а в Сибири – максимума Z_s магнитной аномалии по изолинии $Z_s = 56000$ нТл (рис. 3а).

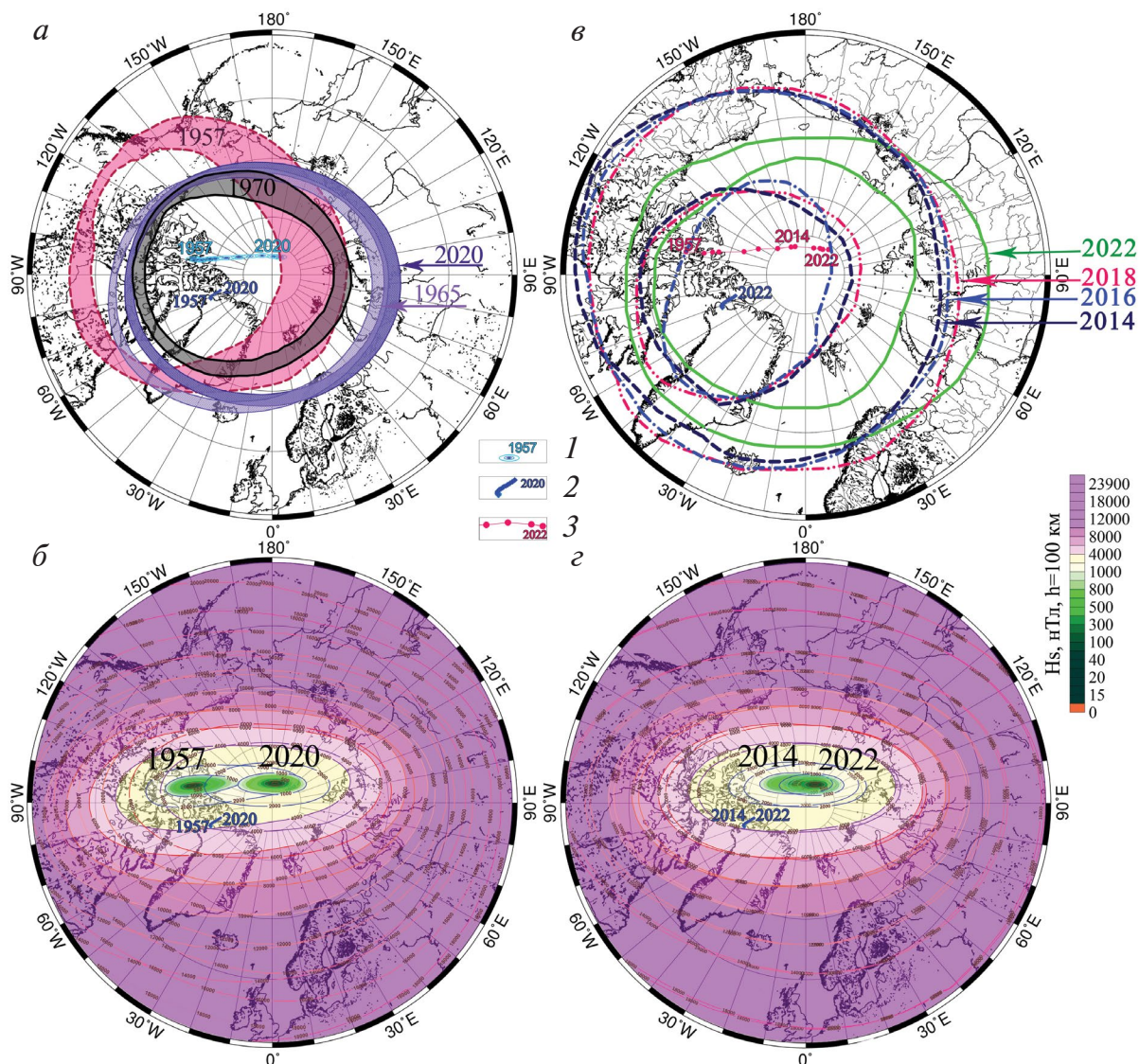


Рис. 6. Авроральная зона северного полушария: (а) — северный авроральный овал в зимние периоды разных лет: овал 1957 г., овал 1970 г., модельные овалы 1965 и 2020 гг., (б) — границы северных авроральных овалов по текущим прогнозам модели OVATION в магнитоспокойные дни 2014, 2016, 2018, 2020 гг. Эволюция H -компоненты магнитного поля авроральной зоны (высота 100 км): (в) — за период с 1957 по 2020 гг., (г) — за период с 2014 по 2022 гг. 1 — перемещение H -компоненты с 1957 по 2023 г. на высоте 100 км; 2 — перемещение геомагнитного полюса (1900–2023 гг.); 3 — перемещение МП на приземной высоте (1957 по 2023 г.).

В возмущенных условиях 2015 г. и 2023 г. овалы в Сибири проходили через максимумы Z_s и достигали изолиний $Z_s = 55000$ нТл и $Z_s = 57500$ нТл (рис. 5).

Анализ траектории продвижения минимумов полных значений H -компоненты и максимумов полных значений Z -компоненты на высоте овала полярных сияний позволил сравнить особенности перемещения овала полярного сияния за период с 1957 по 2023 гг.

В результате совместного мониторинга эволюции H - и Z -компонент и местоположения овалов выявлено положение северного овала полярных сияний по прогнозу модели OVATION в топологическом пространстве постоянного магнитного поля Арктики.

Это позволяет использовать овал полярных сияний в качестве индикатора оценки местоположения овала неоднородностей ПЭС, что дает возможность повысить точность позициониро-

вания с помощью навигационных систем GPS/ГЛОНАСС в высокоширотных областях.

3. ВЫВОДЫ

1. На основе векторной модели постоянного МПЗ (СПбФ ИЗМИРАН) построена магнитная модель компонент северной авроральной зоны за период с 1900 по 2023 гг. для высот от 0 до 1000 км. Это позволило получить представление об эволюции магнитного поля околоземного космического пространства авроральной зоны в Арктике. Особенности *H*-компоненты магнитного поля авроральной зоны и максимумов *Z*-компоненты помогли выявить тенденцию изменений интенсивности и местоположения Канадской и Сибирской мировых магнитных аномалий.

2. Проведен мониторинг перемещения *H*-компоненты и смещения максимумов полных значений *Z*-компоненты Канадской и Сибирской магнитных аномалий на высотах северного аврорального овала в период с 1957 по 2023 гг.

3. В результате анализа эволюции овала с 1957 по 2023 гг. получена оценка местоположений овала полярных сияний в топологическом пространстве постоянного геомагнитного поля авроральной зоны Арктики.

4. Исследован характер пространственного перемещения северного овала полярных сияний и эволюции компонент магнитного поля авроральной зоны. Выявлено, что сонаправленность движения овала существенна только для *H*- и *Z*-компонент поля. Анализ показал, что смещение аврорального овала в период 1957–2023 гг. произошло сонаправленно перемещению *H*-компоненты и изменению *Z*-компоненты магнитного поля. Северный авроральный овал перемещается от Канадской магнитной аномалии в сторону Сибирской магнитной аномалии на фоне наблюдаемой эволюции *H*- и *Z*-компонент. Овал продвинулся от района Канады на 1400 км по направлению траектории движения *H*-компоненты со смещением к западу на 200 км коллинеарно сдвигу максимума *Z*-компоненты Сибирской магнитной аномалии.

5. Оценка современного положения аврорального овала создает возможность его практического использования в настоящее время. Определение местоположения овала полярных сияний имеет важное прикладное значение, так как сходство динамики структуры северного аврорального овала и возмущений неоднородностей полярной ионосферы, влияющих на распространение сигналов навигационных спутников, дает возможность осуществлять прогноз состояния

ионосферы и условий приема GPS/ГЛОНАСС сигналов, что сможет повысить точность позиционирования в Арктическом регионе.

6. Исследование эволюции перемещения *H*- и *Z*-компонент магнитного поля авроральной зоны околоземного пространства и северного овала полярных сияний имеет научное, практическое и прикладное значение для решения вопросов аэрокосмической навигации и позиционирования в высокоширотных регионах, а также способствовать своевременной разработке эффективных стратегий смягчения последствий космической погоды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания по теме № 16.5. “Исследование физической природы пространственно-временных изменений магнитного поля Земли и солнечно-земных связей” и государственной программы РФ “Социально-экономическое развитие Арктической зоны Российской Федерации” (Указ Президента РФ от 05.03.20 г. № 164).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Захаров В.И., Чернышов А.А., Милох В., Джин Я. Влияние ионосферы на параметры навигационных сигналов GPS во время геомагнитной суббури // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 6. С. 769–782. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020060152>
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Результаты разработки и применения компонентной модели магнитного поля Земли в интересах магнитной картографии и геофизики // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. Т. 9. № 2. С. 88–106. 2016.
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Мировые карты компонент магнитного поля Земли эпохи 2020 / Труды XV Всероссийской конференции “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”. СПб, 21–25 сентября 2020 г. С. 288–291. 2020.
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А., Алексеев В.Ф. и др. Применение высотных моделей магнитного поля Земли для решения геофизических задач // Космич. исслед. Т. 57. № 3. С. 185–191. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0010952519030067>
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А., Гурьев И.С., Лабеецкий П.В., Латышева О.В. Анализ информативности магнитного поля земли в околоземном космическом пространстве // Космич. исслед. Т. 59. № 3. С. 177–190. 2021. <https://doi.org/10.1134/S0010952521030059>
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А., Латышева О.В. Магнитные аномалии литосферы в околоземном космическом пространстве / Материалы научной конференции “Магнетизм на Земле и в космосе”. М., 15–16 мая 2019 г. ИЗМИРАН. С. 91–95. 2019а. <https://doi.org/10.31361/pushkov2019.021>

- Николаев А.В., Долгачёва С.А., Черняева С.А. О точности определяемых видимых границ полярных сияний в модели OVATION Prime (PC) // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. Т. 37. № 4. С. 171–182. 2021. <https://doi.org/10.26117/2079-6641-2021-37-4-171-182>
- Петрова А.А. Цифровые карты компонент вектора индукции магнитного поля / Сб. трудов “Электромагнитные и плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли”. Ред. В.Д. Кузнецов. Москва: изд-во ИЗМИРАН. С. 412–423. 2015.
- Петрова А.А., Латышева О.В. Верификация модели аномалий компонент магнитного поля Арктики / Материалы Всероссийской конференции: Глобальные проблемы Арктики и Антарктики. Архангельск, 2–5 ноября 2020 г. Отв. ред. акад. РАН А.О. Глико, акад. РАН А.А. Барях, чл.-корр. РАН К.В. Лобанов, чл.-корр. РАН И.Н. Болотов. ФИЦКИА УрО РАН. С. 279–284. 2020.
- Петрова А.А., Латышева О.В., Копытенко Ю.А. Глубинное строение Арктики и Антарктики по магнитным аномалиям компонент и аномалиям силы тяжести // Космич. исслед. Т. 60. № 4. С. 331–347. 2022.
- Пудовкин М.И., Козелов В.П., Лазутин Л.Л., Трошичев О.А., Чертков А.Д. Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений. Л.: Наука, 312 с. 1977.
- Пудовкин М.И., Семенов В.С. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М.: Наука, 126 с. 1985.
- Старков Г.В. Синоптические карты овала полярных сияний в разные моменты мирового времени / Авроральные явления 70-I: материалы наблюдений Полярного геофизического института за первое полугодие 1970 г. Акад. Наук СССР, Кольский фил-л им. С.М. Кирова. Отв. ред. Брюнелли. Апатиты: Кольский филиал АН СССР. 156 с. 1973.
- Трошичев О.А. Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах. Л.: Гидрометеиздат, 256 с. 1986.
- Системный мониторинг ионосферы. Сборник научных трудов под ред. Н.Г. Котонаевой. М.: Физматлит, 416 с. 2019.
- Филатов М.В., Швеиц М.В., Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Черноус С.А. Полярные сияния как индикатор устойчивости сигнала GPS-приемника // Труды Кольского научного центра РАН. № 6 (32). С. 93–100. 2015.
- Филатов М.В., Черноус С.А. Опыт тестирования модели овала полярных сияний NORUSCA // Труды Кольского научного центра РАН. № 7–3 (8). С. 38–46. 2017.
- Хорошева О.Б. Пространственно-временное распределение полярных сияний и их связь с высокоширотными геомагнитными возмущениями // Геомагнетизм и аэрономия. 1961. Т. 1. С. 695–701.
- Хорошева О.Б. Пространственно-временное распределение полярных сияний. М.: Наука, 82 с. 1967.
- Черноус С.А., Алпатов В.В., Будников П.А., Филатов М.В. Сопоставление положения аврорального овала и пространственно-временного распределения индекса флуктуаций ПЭС по данным сети станций радиотомографии ионосферы // Труды Кольского научного центра РАН. № 5–4 (9). С. 108–116. 2018.
- Черноус С.А., Филатов М.В., Шагмуратов И.И., Ефишов И.И. Дискретные полярные сияния на Шпицбергене как индикатор влияния состояния полярной ионосферы на навигационные сигналы // Вестн. КНЦ РАН. № 3 (10). С. 106–114. 2018а.
- Черноус С.А., Шагмуратов И.И., Иевенко И.Б., Филатов М.В., Ефишов И.И., Швеиц М.В., Калитенков Н.В. Авроральные возмущения как индикатор воздействия ионосферы на навигационные сигналы // Химическая физика. Т. 37. № 5. С. 77–83. 2018б. <https://doi.org/10.7868/S0207401X18050102>.
- Черноус С.А., Шагмуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И. Сравнение пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС и модельного аврорального овала / Proc. XLI Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”. Apatity, 12 – 16 March 2018. P. 160–163. 2018в. <https://doi.org/10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.160-163>.
- Черноус С.А., Шагмуратов И.И., Вульфович Б.А., Калитенков Н.В. Навигация GPS/ГЛОНАСС в Арктике и полярные сияния // Вестн. МГТУ. Т. 19. № 4. С. 806–812. 2016. <https://doi.org/10.21443/1560-9278-2016-4-806-812>.
- Шагмуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И., Захаренкова И.Е., Тепеницына Н.Ю. Флуктуации полного электронного содержания и ошибки GPS позиционирования, обусловленные полярными сияниями во время аврорального возмущения 27 сентября 2019 года // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 85. № 3. С. 433–439. 2021. <https://doi.org/10.3103/S1062873821030230>
- Alken P., Thébaud E., Beggan C.D., and M. Nosé Special issue “International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation” // Earth, Planets and Space. V. 74. A11. 2022. <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01569-z>
- Alken P., Thébaud E., Beggan C.D. et al. Earth. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Planets and Space. V. 73. A49. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Astafyeva E., Yasyukevich Yu., Maksikov A., Zhivetiev I. Geomagnetic storms super-storms and their impact on GPS-based navigation // Space Weather. V. 12. № 7. P. 508–525. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014SW001072>
- Aurora - 30 minute forecast/ OVATION-Prime Model. Current Space Weather Conditions on NOAA Scales. <https://www.swpc.noaa.gov/products/aurora-30-minute-forecast>
- Brown W., Beggan C., Cox G., and Macmillan S. The new WMM2020 and IGRF-13 models and a retrospective analysis of IGRF secular variation / EGU General Assembly 2020. Online. 4–8 May 2020. EGU2020-9775. 2020. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-9775>
- Breedveld M. J. Predicting the Auroral Oval Boundaries by Means of Polar Operational Environmental Satellite

- Particle Precipitation Data. Master's Thesis in Space Physics, FYS-3931. UiT The Arctic University of Norway. 121 p. 2020.
- *Chernouss S., Budnikov P., Shagimuratov I., Alpatov V., Filatov M., Efshov I., Tepenitsina N.* Variations of GNSS signals in Euro-Arctic region during auroral Activity / 45th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods. Kiruna, 27–31 August 2018. P. 10. 2018.
- *Case N.A., MacDonald E.A., and Viereck R.* Using citizen science reports to define the equatorial extent of auroral visibility // *Space Weather*. V. 14. № 3. P. 198–209. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015SW001320>
- *Feldstein Y.I., Starkov G.V.* Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // *Planetary and Space Science*. V. 15. № 2. P. 209–229. 1967.
- *Kalb V., Kosar B., Collado-Vega Y., Davidson C.* Aurora detection from nighttime lights for Earth and Space Science applications // *Earth and Space Science*. V. 10. e2022EA002513. 2023.
- *Kopytenko Yu.A., Chernouss S., Petrova A.A., Filatov M.V., Petrishchev M.S.* The Study of Auroral Oval Position Changes in Terms of Moving of the Earth Magnetic Pole / *Problems of Geocosmos—2018*. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. P. 289–297. 2019. https://doi.org/10.1007/978-3-030-21788-4_25
- *Longcope D.W.* Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields // *Living Rev. Solar Physics*. V. 2. A7. 2005. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2005-7>
- *Machol J.L., Green J.C., Redmon R.J., Viereck R.A., Newell P.T.* Evaluation of OVATION Prime as a forecast model for visible aurorae // *Space Weather*. V. 10. № 3. 2012. <https://doi.org/10.1029/2011SW000746>
- *Maffei S., Eggington J.W.B., Livermore P.W. et al.* Climatological predictions of the auroral zone locations driven by moderate and severe space weather events // *Scientific Reports*. V. 13. A779. 2023. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-25704-2>
- *Marchaudon A., Owen C.J., Bosqued J.-M. et al.* Simultaneous. Double Star and Cluster FTEs observations on the dawnside flank of the magnetosphere // *Ann. Geophys.* V. 23. № 8. P. 2877–2887. 2005. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-2877-2005>
- *Mooney M.K., Marsh M.S., Forsyth C., et al.* Evaluating auroral forecasts against satellite observations // *Space Weather*. V. 19. e2020SW002688. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020SW002688>
- *Newell P.T., Sotirelis T., and Wing S.* Diffuse, monoenergetic, and broadband aurora: The global precipitation budget // *J. Geophys. Res.* V. 114. A09207. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009JA014326>
- *Newell P., Liou Kan, Zhang Yuchao, Sotirelis T., Paxton Larry, Mitchell E.* OVATION Prime-2013: Extension of Auroral Precipitation Model to Higher Disturbance Levels // *Space Weather*. V. 12. P. 368–379. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014SW001056>
- *Olsen N., Pauluhn A.* Exploring Earth's magnetic field — Three make a Swarm // *Spatium*. V. 43. P. 3–15. 2019.
- *Oguti T.* Prediction of the Location and Form of the Auroral Zone: Wandering of the Auroral Zone out of High Latitudes // *Journal of Geophysical Research*. V. 98. № A7. P. 11649–11655. 1993.
- *Petrova A.A., Latysheva O.V., Petrova A.I.* Verification of the Arctic Magnetic Field Component Model Based on Observations on the CHAMP and Swarm Satellites // *Problems of Geocosmos—2020*. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham, P. 53–63. 2022. https://doi.org/10.1007/978-3-030-91467-7_5
- *Petrukovich A.A., Mogilevsky M.M., Chernyshov A.A., and Shklyar D.R.* Some aspects of magnetosphere–ionosphere relations // *Physics-Uspekhi*. V. 58. № 6. P. 606–611. 2015. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0185.201506i.0649>
- *Sabaka T.J., Clausen L.T., Olsen N., Finlay C.C.* A comprehensive model of Earth's magnetic field determined from 4 years of Swarm satellite observations // *Earth, Planets and Space*. V. 70. № 130. P. 1–26. 2018. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0896-3>
- *Sigernes F., Dyrland M., Brekke P., Gjengedal E.K., Chernouss S., Lorentzen D.A., Oksavik K., Deehr C.S.* Oval Real-Time Prediction —SvalTrackII // *Optica Pura y Aplicada*. V. 44. № 4. P. 599–603. 2011.
- *Sigernes F., Ivanov Yu., Chernouss S. et al.* Hyperspectral all-sky imaging of auroras // *Optics Express*. V. 20. № 25. P. 27650–27660. 2012. <https://doi.org/10.1364/OE.20.027650>
- *Thébault E., Vigneron P., Langlais B., Hulot G.* A Swarm lithospheric magnetic field model to SH degree 80 // *Earth, Planets and Space*. V. 68. A126. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0510-5>
- *Tsyganenko N.A.* Secular Drift of the Auroral Ovals: How Fast Do They Actually Move? // *Geophysical Research Letters*. V. 46. № 6. P. 3017–3023. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019GL082159>
- *Zhang Binzheng, Delamere Peter A., Zhonghua Yao et al.* How Jupiter's unusual magnetospheric topology structures its aurora // *Science Advances*. V. 7. № 15. 2021. <https://doi.org/10.1126/sciadv.abd1204>

Evolution of the Northern Auroral Oval in the Light of Modern Changes in The Earth's Magnetic Field

A. A. Petrova^{1, *}, O. V. Latysheva^{1, **}

¹Saint Petersburg Branch of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

**e-mail: aa_petrova@inbox.ru*

***e-mail: l-olli@yandex.ru*

The active development of the Arctic, the increase in the intensity of navigation along the Northern Sea Route and the increase in the intensity of airlines in the airspace of the Arctic Ocean draws attention to the problem of violations of the transpolar propagation of radio waves. In high-latitude regions, the passage of navigation signals from global positioning systems depends on the state of the ionosphere. During geomagnetic disturbances, ionospheric inhomogeneities develop, leading to interference with satellite positioning systems. The position and shape of the auroras depend on the state of the magnetosphere. In the process of work, for the first time, a component model of the magnetic field of the auroral zone was calculated based on an updated digital model of the full values of the components of the Earth's magnetic field of the SPbF IZMIRAN. The magnetic field of the auroral zone is calculated for altitudes from 0 to 1000 km for the period from 1900 to 2023, including for heights of 100-110 km, where the intensity of the aurora reaches its maximum in the near-Earth space of the Arctic. The spatial displacement of the auroral oval has been estimated for the period from 1957 (its first mathematical description) to the present. The analysis showed, that the displacement of the auroral oval boundaries during the considered period occurred in time and space co-directionally with the movement of the extremum isolines of the horizontal and vertical components of the auroral zone magnetic field of the northern hemisphere.

Keywords: Aurora Borealis oval, permanent magnetic field of the Arctic auroral zone.

РАЗДЕЛ
ДИСКУССИИ

УДК 523.98; 523.165

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГИЛЬБЕРТА И СВОЙСТВА СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ
В ПЕРЕМЕННЫХ “ОГИБАЮЩАЯ–МГНОВЕННАЯ ЧАСТОТА”

© 2024 г. И. Г. Шибяев*

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

*e-mail: ishib@izmiran.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 29.12.2023 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

При анализе узкополосного сигнала часто используют преобразование Гильберта, что позволяет перейти к описанию процесса через медленно меняющиеся функции: огибающую (амплитуду) и, слабо зависящую от времени, характерную частоту сигнала — “мгновенную” частоту. По гладкости этих характеристик можно оценивать процесс и сопоставлять его в разные периоды. Этот подход применён при анализе спектральных компонент ряда среднемесячных чисел Вольфа. Такое описание основной и второй гармоник, дополненное свойствами длиннопериодной компоненты, дают достаточно полное представление о всем ряде среднемесячных чисел. В работе рассмотрено соответствие характеристик достоверных данных, при таком подходе, принятому описанию через параметры циклов (максимум цикла, длительности цикла и его ветви роста) и сконструирована “огибающая” максимумов циклов. Также представлена временная динамика “мгновенных” частот основной и второй гармоник всего ряда и отмечены значительные отличия в их поведении на интервалах соответствующих восстановленной и достоверной частям.

Ключевые слова: ряд чисел Вольфа, солнечный цикл, спектр, преобразование Гильберта.

DOI: 10.31857/S0016794024050116, EDN: QPXAIS

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к индексам солнечной активности традиционно высок и мотивация этого, подробно изложенная в обзоре [Иванов-Холодный и Чертопруд, 1990], актуальна и сейчас. Цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W (или WSN — *Wolf sunspot number*) является наиболее представительным и широко используется в различных приложениях. Он включает достоверный ряд W_{tool} , опирающийся на регулярные инструментальные наблюдения начатые Р. Вольфом с 1849 г. [Friedli, 2016] и восстановленный ряд W_{rest} (с 1749 г. по 1849 г.). Многие исследователи опираются на весь ряд среднемесячных чисел Вольфа W ($W = W_{rest} \cup W_{tool}$), что мало аргументировано. Достаточно полный обзор этих вопросов представлен в монографии [Витинский и др., 1986].

Данная работа опирается на старую версию ряда W , что связано со следующими соображениями. При переходе к новой версии циклы $1 \div 21$ сохранили длительности цикла и ветви роста

(<https://www.sidc.be/silso/datafiles>). У групп циклов $1 \div 9$ и $11 \div 17$ отношение максимумов циклов обеих версий постоянно (обзор отношения показаний новой и старой версий ряда показан на рис. 1). Фактически свойства *16 циклов*, включая всю восстановленную часть ряда, сохранены и перенесены в новую версию. Начиная с 18 цикла трансформация имеет более сложный амплитудный характер (особенно циклы $22 \div 24$). Возникают вопросы о согласованности различных фрагментов, т.к. к “дефектам” старой версии добавятся “дефекты” перехода к новой. Наблюдения по новым правилам ведутся *восемь лет* (нет даже полного цикла) и наработки по старой версии вполне могут быть актуальными.

Ряд чисел Вольфа — это последовательность аperiодических всплесков. Чтобы выделить циклы и определить их стандартные (табличные) параметры опираются на ряд W^* , который получают из ряда ежемесячных чисел Вольфа W скользящим усреднением по 13 месяцам ($W \Rightarrow W^*$).

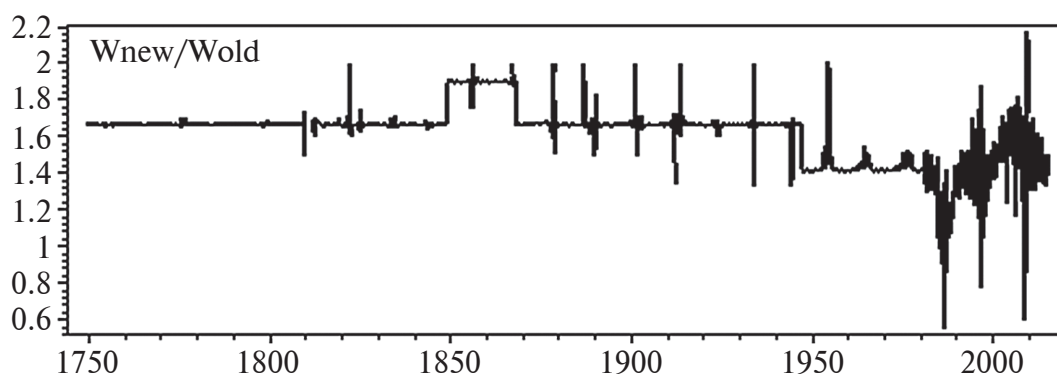


Рис. 1. Обзор отношения показаний новой и старой версий ряда WSN, ось OX — дата.

Усредненный ряд W^* , исходя из простых правил, разбивают на временные интервалы (циклы), которым сопоставляют длительность T_c , максимальное значение числа Вольфа W_m на этом интервале и момент времени достижения этого максимума T_m — длительность ветви роста ($T_m < T_c$). В рассматриваемой, старой версии ряда, мы имеем 23 полных цикла: циклы $1 \div 9$ соответствуют восстановленной, а циклы $10 \div 23$ достоверной частям ряда W . В работе [Shibaev and Ishkov, 2012] проведено сравнение статистических свойств достоверных и восстановленных циклов и отмечено их отличие.

Другой подход описания ряда W , через анализ его спектральных компонент, использован в работах [Ишков и Шибает, 2006; Шибает, 2008], где отмечены более существенные различия в поведении восстановленной и достоверной частей ряда. Для анализа выделенных спектральных компонент применялось преобразование Гильберта [Бендат и Пирсол, 1989], традиционно используемое в радиотехнике [Гоноровский, 1986]. Преобразование позволяет анализ узкополосного сигнала ($\Delta f/f_0 \ll 1$, где f_0 — характерная частота сигнала, а Δf — его спектральная ширина) свести к анализу медленно меняющихся, с характерным временем $\sim 1/\Delta f$, функций, задавая правила выделения огибающей и фазы узкополосного сигнала, и по их гладкости оценивать характер процесса. Применяя преобразование к узкополосному сигналу, мы переходим к медленно меняющимся функциям — огибающей (амплитуде) и “мгновенной” частоте этого сигнала.

Целью данной работы является показ соответствия описания циклов в переменных “огибающая—мгновенная частота” их традиционному представлению (W_m , T_c , T_m) и демонстрация возможностей такого подхода.

2. СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

В работе [Шибает, 2008], исходя из характера спектра, ряд W был разбит на пять спектральных интервалов со следующими временными периодами в годах: P1 [$24 < T$], P2 [$6.8 < T < 24$], P3 [$4.26 < T < 6.8$], P4 [$1.66 < T < 4.26$], P5 [$T < 1.66$]. Напомним роль этих компонент. Сумма длиннопериодной составляющей P1(W) и основной гармоники P2(W) (окрестность основной гармоники f^* , $T^* = 1/f^* \sim 130$ месяц) отражает основные временные и амплитудные характеристики циклов. Ряд P3(W) корректирует ветви роста и спада. Составляющая P4(W) трансформирует гладкий рельеф циклов за счет квазидвухлеток — появляются локальные максимумы, возможно смещение основного максимума, т.е. циклы приобретают более индивидуальный вид. Высокочастотный остаток P5(W) включает годовую и 155-d гармоники. Далее мы акцентируем внимание на достоверных данных, т.е. характеристиках ряда W_{tool} . Его спектр и основные компоненты разложения с их свойствами представлены на рис. 2.

Амплитудный спектр ряда с маркированными базовыми спектральными интервалами демонстрирует рис. 2а (ось X в обратных месяцах — $1/\text{мес.}$). Обзор временной динамики компонент P1 $\div$ P3, легко дифференцируемых по характеру их поведения, показан на рис. 2б, где видны сопоставимый вклад длиннопериодной составляющей P1 с основной гармоникой P2 и корректирующая роль второй гармоники P3. На нижней части рисунка слева (рис. 2в) сопоставлены средние значения циклов (отмечены $\square$) и средние значения P1(W_{tool}) на интервале, соответствующем этому циклу (маркированы $+$). Для группы циклов $10 \div 23$ коэффициент корреляции указанных характеристик равен 0.98. Совпадение показаний позволяет трактовать длиннопериодную составляющую ряда W как сумму основной гармоники и ее высших гармоник.

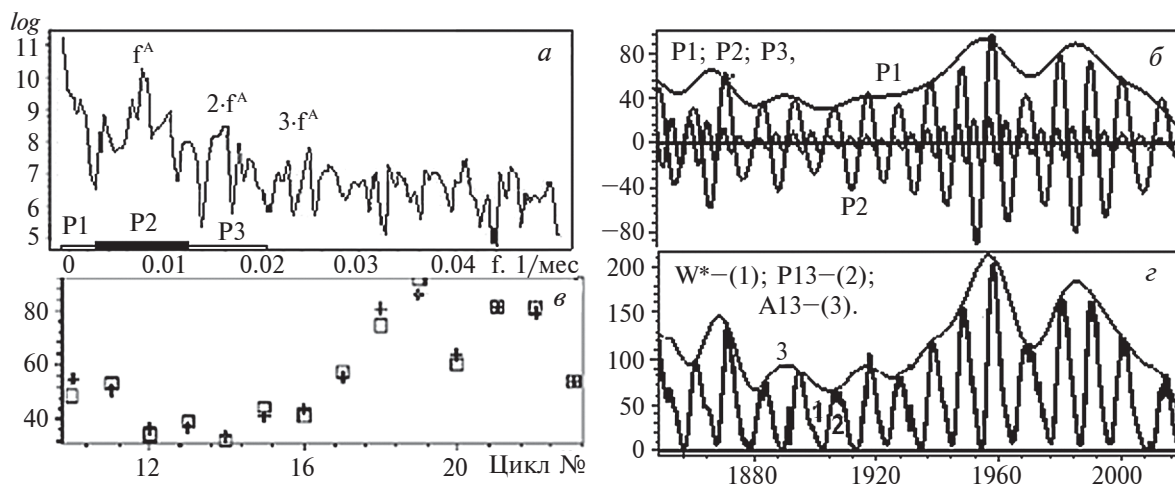


Рис. 2. (а) – спектр ряда W_{tool} , ось ОХ в обратных месяцах; (б) – обзор компонент $P1 \div P3$, ось ОХ – дата; (в) – средние значения циклов ($\square$) и средние значения $P1(W_{tool})$ ($+$) на соответствующих этим циклам интервалах, ось ОХ – номер цикла; (г) – сопоставление рядов W^* , $P13$ и обзор сконструированного ряда $A13$, ось ОХ – дата.

риодную компоненту ряда, как геометрическое место (или огибающую) средних значений циклов. На рис. 2г сопоставлены сумма компонент $P1 \div P3$ ($P13 = P1 + P2 + P3$) и ряд W^* (ряд W усредненный по 13 месяцам), видна их близость (у рис. 2г и рис. 2б общая временная ось X). Можно заключить, что поведение солнечных циклов хорошо описывается в этом приближении и разумно сопоставить характеристики циклов и свойства ряда $P13(W_{tool})$.

3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ “ОГИБАЮЩАЯ–МГНОВЕННАЯ ЧАСТОТА” ДЛЯ ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИК

Вычисляя для выборки T_c достоверных циклов среднее значение T_{cp} и квадратный корень из центрального момента второго порядка ΔT получим: $T_{cp} = 131$ месяц, $\Delta T = 10$ месяцев. Наличие слабо размытого периода ($\Delta T/T_{cp} \ll 1$) и послужило основанием применения преобразования Гильберта.

Часто узкополосный сигнал представляют в виде $x(t) = A(t) \cdot \cos(\Theta(t))$, а используя преобразование Гильберта снимают неоднозначность в выборе связи между амплитудой $A(t)$ и фазой $\Theta(t)$. Если $y(t)$ – преобразование Гильберта функции $x(t)$, то переходим к представлению “огибающая $A(t)$ – мгновенная частота $F(t)$ ” через простые соотношения:

$$\begin{aligned} A(t) &= [x(t)^2 + y(t)^2]^{1/2}, \Theta(t) = \\ &= \arctg[y(t)/x(t)], F(t) = (1/2\pi) d\Theta(t)/dt \end{aligned} \quad (1)$$

и представлению сигнала в форме:

$$x(t) = A(t) \cos \left(2\pi \int_0^t F(\tau) d\tau + \psi(0) \right), \quad (2)$$

где значение начальной фазы $\psi(0)$ зависит от выбора (положения) начала временной оси.

Применяя процедуры (1) к рядам $P2(W_{tool})$ и $P3(W_{tool})$, мы переходим к соответствующим медленно меняющимся огибающим (амплитудам) $A[P2]$, $A[P3]$ и “мгновенным” частотам в обратных месяцах $F[P2]$, $F[P3]$, обзор которых представлен на рис. 3. (слева – результаты для $P2(W_{tool})$, справа – для $P3(W_{tool})$, ось X – дата).

Проведем некоторые сопоставления и оценки. Найденные огибающие $A[P2]$ и $A[P3]$ для компонент $P2$ и $P3$, представленные на верхней части рис. 3, хорошо отслеживают их поведение. Далее, от основной частоты f^* и её окрестности, а также $2 \cdot f^*$ и её окрестности, мы переходим к мгновенным частотам $F[P2]$ и $F[P3]$, как функциям времени. Эти зависимости и их средние значения представлены на средней части рисунка. Обратная величина среднего значения мгновенной частоты $F[P2]$ равна 133 месяцам (для $F[P3]$ – 66.5 мес.), что соответствует среднему значению T_{cp} – выборки T_c достоверных циклов и периоду основной гармоники $T^* = 1/f^*$. Видно, что четыре явных минимума $F[P2]$, отмеченные серой заливкой, легли на самые длинные циклы 11, 13, 20 и 23, также выделяются группы коротких циклов 15–19 и 21–22 с $T_c < 133$ мес. (средний рисунок – слева). Подобные связи, отражающие длительность циклов, проявляются и для $F[P3]$, но с бо-

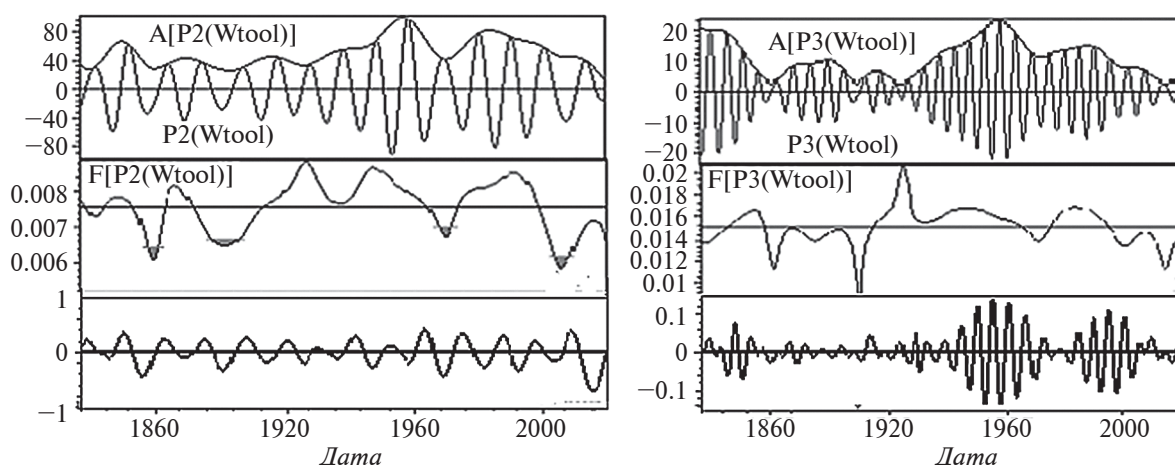


Рис. 3. Представление “огibaющая—мгновенная частота” компонент P2 (левая сторона) и P3 ряда *Wtool*. На нижней панели рисунка представлена разность между рядами P2(*Wtool*) / P3(*Wtool*) и их узкополосными образами. По оси OX — дата.

лее четкой индикацией перехода к коротким циклам — левая окрестность 1920 г. (средний рисунок — справа).

Соответствие реального сигнала его упрощенному представлению (2) служит критерием успешности применения преобразования Гильберта. Для сопоставления рядов P2(*Wtool*) / P3(*Wtool*) с их узкополосными образами (2), удобно представить $F(t) = F^\circ + dF(t)$, где F° характерная частота процесса. Для циклов $10 \div 23$ за $t=0$ берем начало десятого цикла с естественным выбором $F^\circ = f^*$ (т.е. $1/130 \text{ мес}^{-1}$) для образа P2(*Wtool*) и $F^\circ = 2 \cdot f^*$ для образа P3(*Wtool*) и получаем следующее представление образов:

$$\begin{aligned} A[P2(t)] \cdot \cos \left(2 \cdot \pi \cdot f^\pm \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \int_0^t dF2(\tau) d\tau + \psi(0) \right), \\ A[P3(t)] \cdot \cos \left(4 \cdot \pi \cdot f^\pm \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \int_0^t dF3(\tau) d\tau + \psi(0) \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где $dF2(t) = F[P2(t)] - f^*$, $dF3(t) = F[P3(t)] - 2f^*$, а из условий $P2(t=0) = A[P2(t=0)] \cdot \cos(\psi(0))$ и $P3(t=0) = A[P3(t=0)] \cdot \cos(\psi(0))$ находим $\psi(0)$ с соответствующими значениями 3.456 и 2.663. На нижней части рис. 3 представлена разность между рядами P2(*Wtool*) / P3(*Wtool*) и их образами (3), видно хорошее соответствие.

Суммируя всё вышесказанное можно сказать, что представление “огibaющая $A(t)$ — мгновенная частота $F(t)$ ” ряда *Wtool* адекватно отражает свойства достоверных циклов.

Теперь оценим соответствие (или степень согласованности) данных восстановленной и достоверной частей ряда *W*. История и методы формирования ряда *Wrest* ставят вопрос о надежности этих данных, так как при объединении отрывочных данных [Nathaway, 2015] с различными плотностью наблюдений, амплитудным разрешением и масштабированием искажутся, естественно, локальные характеристики регистрируемого процесса и взаимосвязь временных фрагментов разного масштаба. Для оценки качества данных ряда *Wrest* достаточно для всего ряда *W* рассмотреть в представлении “огibaющая—мгновенная частота” его основную P2(*W*) и вторую P3(*W*) гармоники. Поведение “мгновенных” частот $F[P2(W)]$ и $F[P3(W)]$, после вычитания их средних, с 1749 года демонстрирует рис. 4, где нижней маркировкой выделена область достоверных данных. Явно проявляются искажения в области восстановленных данных и их степень возрастает с удалением в прошлое.

Характеристики временной области примыкающей к 1849 году, т.е. область циклов 8 и 9 (верхняя маркировка) наименее искажена. Видим очень неровную временную динамику основных компонент восстановленного ряда, что вполне соответствует его “истории формирования”, отмеченной выше.

Некоторое представление о “качестве” циклов 8 и 9 получим оценивая корреляционную связь между Tm и Wm (правило Вальдмайера) для двух вариантов выборок циклов: $(1 \div 9)$ & $(10 \div 23)$; $(1 \div 7)$ & $(8 \div 23)$. Для малых выборок, без нормального распределения исследуемых величин, более эффективным считается критерий Ширахатэ

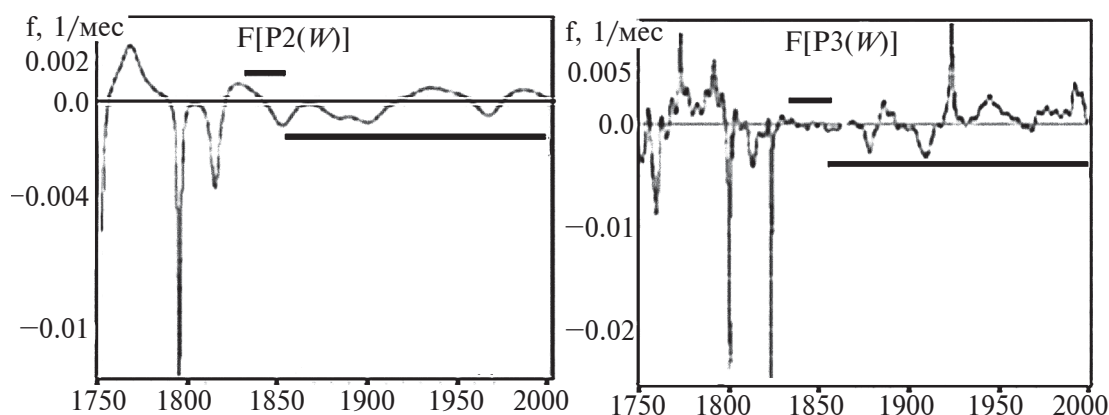


Рис. 4. Обзор “мгновенных” частот компонент P2 (слева) и P3 всего ряда W , ось OX — дата.

[Shirahate, 1981]. В первом случае признается отрицательная корреляция между Tm и Wm , с достоверной вероятностью $\alpha=0.95$, для обеих групп циклов. Во втором случае для циклов $1\div 7$ эта связь фактически теряется, а для циклов $8\div 23$ сохраняется, но ослабевает. Т. е. циклы 8, 9 улучшают качество циклов ряда W_{rest} и ухудшают для циклов ряда W_{tool} .

Отметим, что попытка сбалансировать временные характеристики циклов ряда W_{rest} за счет “потерянного” цикла предпринята в работе [Usoskin et al., 2003]. Также критическое отношение к восстановленному ряду выражает ряд авторов симпозиума 1978 г. — “Солнечно-земные связи, погода и климат” [Solar-Terrestrial Influences ..., 1979].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сопоставлены два подхода к представлению и анализу ряда ежемесячных чисел Вольфа:

- через характеристики спектральных компонент и их временную динамику;
- через параметры фрагментов, на которые разбивают ряд, т.е. циклы.

Опираясь на ряд ежемесячных чисел Вольфа без “квазидвухлеток” мы, через преобразование Гильберта, переходим к представлению “огibaющая $A(t)$ — мгновенная частота $F(t)$ ” для основной и второй гармоник ряда. Теперь пять компонент — $A[P2]$, $F[P2]$, $A[P3]$, $F[P3]$ и $P1$ — определяют основные свойства ряда W . Выше, для различных комбинаций этих компонент, было показано хорошее соответствие их свойств амплитудным и временным характеристикам циклов. Дополним это сопоставление следующей

конструкцией: $A13 = P1(W_{tool}) + A[P2(W_{tool})] + A[P3(W_{tool})]$, которая на рис. 2г наложена на ряды $P1$ и W^* . Можно сказать, что данная комбинация позволила сконструировать “огibaющую” максимумы достоверных циклов. Ряд $A13$, описывающий как амплитудные, так и временные свойства максимумов циклов, может быть полезен при реконструкции или прогнозировании солнечной активности.

В завершении сформулируем кратко основные результаты работы:

- показано соответствие средних значений циклов и средних значений соответствующих им интервалов ряда $P1(W_{tool})$;
- временная динамика компонент $P2(W_{tool})$ и $P3(W_{tool})$ хорошо отслеживается огibaющими $A[P2]$ и $A[P3]$;
- характер поведения “мгновенных” частот $F[P2(W_{tool})]$ и $F[P3(W_{tool})]$ отражает временные свойства циклов;
- отмечено хорошее соответствие рядов $P2(W_{tool}) / P3(W_{tool})$ их узкополосному представлению;
- подчеркнуты существенные отличия (рассогласованность) в поведении спектральных компонент восстановленной и достоверной частей ряда W ;
- можно говорить, при определенных оговорках, о включении циклов 8 и 9 в статистику достоверных циклов;
- конструирование “огibaющей” максимумы циклов — это пример, демонстрирующий возможности данного подхода.

Более ранние попытки применения преобразования Гильберта к солнечным данным отражены в [Витинский и др., 1986].

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Ишкова В.Н. за внимание к работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным исследованием получено не было.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 540 с. 1989.
- Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 296 с. 1986.
- Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 512 с. 1986.
- Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Солнечная активность // Исследование космического пространства. Т. 33. С. 3–99. 1990. (Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР)
- Ишков В.Н., Шibaев И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН Сер. физ. Т. 70. № 10. С. 1439–1442. 2006.
- Шibaев И.Г. Оценка восстановленной части ряда чисел Вольфа и возможность её коррекции // Астрономический вестн. Т. 42. № 1. С. 66–74. 2008.
- Friedli Th.K. Sunspot Observations of Rudolf Wolf from 1849 – 1893 // Solar Physics. V. 291. № 9–10. P. 2505–2517. 2016. <https://doi.org/10.1007/s11207-016-0907-0>
- Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Rev. Solar Phys. V. 12. № 4. 2015. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>.
- Shibaev I., Ishkov V. Investigation of the statistical characteristics of Wolf numbers reliable series: Signs of solar cycles likelihood // Proceedings of Seventh Scientific Conference with International Participation SES 2011, Sofia, Bulgaria, 29 November – 01 December 2011. p. 297–301. 2012.
- Shirahate S. Intraclass rank tests for independence // Biometrika. V. 68. № 2. P. 451–456. 1981.
- Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate // Proceeding of a Symposium. The Ohio State University, Columbus, Ohio, 24–28 August 1978. Dordrecht, Holland. 348 p. 1979.
- Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A. The lost sunspot cycle: Reanalysis of sunspot statistics // Astron. Astrophys. V. 403. № 2. P. 743–748. 2003.

Hilbert Transformation and Properties of Solar Cycles in “Envelope–Instantaneous Frequency” Variables

I. G. Shibaev*

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation
Russian Academy of Science (IZMIRAN), Troitsk, Moscow, Russia*

**e-mail: ishib@izmiran.ru*

During analyzing a narrowband signal, the Hilbert transform is often used, which makes it possible to describe the process through slowly changing functions: the envelope (amplitude) and, weakly dependent on time, the characteristic frequency of the signal - the “instantaneous” frequency. Based on the smoothness of these characteristics, one can evaluate the process and compare it at different periods. This approach was used to analyze the spectral components of a series of average monthly Wolf numbers. This description of the main and second harmonics, supplemented by the properties of the long-period component, gives a fairly complete picture of the entire series of monthly averages. The work examines the correspondence of the characteristics of reliable data, with this approach, to the accepted description through the parameters of cycles (maximum of the cycle, duration of the cycle and its growth branches) and constructs an “envelope” of the maxima of the cycles. The time dynamics of the “instantaneous” frequencies of the fundamental and second harmonics of the entire series are also presented and significant differences in their behavior are noted in the intervals corresponding to the reconstructed and reliable parts.

Keywords: Wolf sunspot number, solar cycle, spectrum, Hilbert transform.

РАЗДЕЛ
ДИСКУССИИ

УДК 550.388.2

СРАВНЕНИЕ ТРЕНДОВ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ F_2 © 2024 г. А. Д. Данилов¹, *, А. В. Константинова¹¹Институт прикладной геофизики им. Е.К. Фёдорова Росгидромета (ИПГ Росгидромета), Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.

После доработки 21.05.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Приводятся и сравниваются между собой оценки долговременных изменений параметров ионосферного слоя F_2 : приведенная толщина, полное содержание электронов, высота и максимальная концентрация. Показано, что эти оценки согласуются между собой и показывают, что и foF_2 , и hmF_2 уменьшаются в последние десятилетия.

DOI: 10.31857/S0016794024050128, EDN: QPOKFB

Проблема долговременных изменений (трендов) параметров ионосферного слоя F_2 хорошо известна и ей посвящено много публикаций. Авторы неоднократно публиковали результаты своих определений трендов критической частоты и высоты слоя F_2 (см. недавние работы Данилова и др. [2024а, б]). Цель данной работы показать, как наши результаты согласуются с результатами оценок трендов двух других параметров слоя F_2 — полного содержания электронов ТЕС и приведенной толщины (slab thickness) ионосферного слоя F_2 , ST.

Существует несколько экспериментальных оценок скорости изменения со временем (тренда) ST. Эти данные получены разными методами на основании наблюдений полного содержания электронов в ионосфере ТЕС или моделей. Вот краткая сводка этих измерений из работы большей группы авторов [Elias et al., 2024]:

–7.6 км/год (SWACI ТЕС, Jakowski et al. [2017]),

–9.4 км/год (CODE ТЕС, Jakowski et al. [2017]),

–5.1 км/год (SPIDR, Jakowski et al. [2017]),

–5.2 км/год (Pignalberi et al., [2022]).

Примем для простоты на основании этих данных, что производная по времени величины приведенной толщины (ST) $d(ST)/dt = -6$ км/год. На основании тех же работ можно принять, что сама величина ST составляет примерно 300 км. В этом случае $[d(ST)/dt]/ST = -0.02$ в год.

По определению

$$ST = TEC / NmF_2. \quad (1)$$

Путем несложных преобразований легко получить

$$\begin{aligned} [d(ST)/dt]/ST &= \\ &= [d(TEC)/dt]/TEC - [d(NmF_2)/dt]/NmF_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно нашим исследованиям (см., например, Данилов и др. [2024а]) величина тренда критической частоты в периоды, когда изменение foF_2 происходит сильнее всего (зимние месяцы, дневные часы суток), составляет около -0.05 МГц в год. Если принять среднюю величину foF_2 равной 8 МГц, мы получим $[d(foF_2)/dt]/foF_2 = -0.006$ в год.

Поскольку NmF_2 пропорциональна $(foF_2)^2$, $[d(NmF_2)/dt]/NmF_2 = -0.012$ в год.

Возвращаясь к формуле (2), мы получаем

$$-0.02 = [d(TEC)/dt]/TEC + 0.012. \quad (3)$$

Это означает, что $[d(TEC)/dt]/TEC = -0.032$, т.е. полное содержание электронов ТЕС уменьшается примерно на 3% в год.

В нашем обзоре [Данилов и Константинова, 2020] рассматривались, в том числе, и работы многих авторов по определению трендов ТЕС. Хотя в результатах этих работ нет полного согласия, в большинстве исследований получены отрицательные тренды ТЕС. Так, согласно работе Emmert et al. [2017] изменение ТЕС между двумя соседними минимумами солнечной активности составляет $-19.3\% \pm 1\%$. Если это так, то, принимая период между минимумами, равным 11 годам, мы получаем тренд ТЕС, равный -1.8%

в год. Учитывая приближенный характер наших оценок, эта величина близка к величине, полученной нами выше из данных о трендах ST и $foF2$ (-3% в год).

В недавней работе [Данилов и др., 2024б] анализировались тренды высоты слоя $F2$ $hmF2$ по измерениям на двух ионосферных станциях. Были подробно исследованы суточные и сезонные вариации этих трендов. Опуская детали, можно утверждать согласно этим результатам, что величина $hmF2$ в течение последних десятилетий уменьшалась на $0.6\text{--}1.0$ км в год.

Если такое систематическое уменьшение величины $hmF2$ действительно существует, величины ТЕС должны неизбежно уменьшаться, поскольку это означает, что весь слой $F2$ опускается на высоты с более высоким содержанием молекул, а значит — с более высокой скоростью рекомбинации. В этом случае также неизбежно должны уменьшаться величины электронной концентрации на каждой высоте и, как следствие, — величины ТЕС.

Таким образом, наши оценки трендов высоты слоя $F2$ приводят к выводу о неизбежности наличия отрицательных трендов критической частоты слоя и полного содержания электронов. Именно такие тренды и получены нами ранее на основании данных вертикального зондирования (отрицательные тренды $foF2$). Приведенные выше оценки трендов ТЕС, основанные на опубликованных трендах полутолщины слоя $F2$, также дают отрицательные тренды.

Основной вывод этой работы таков: четыре группы независимых экспериментальных данных о параметрах слоя $F2$ ($foF2$, $hmF2$, ТЕС и ST) дают взаимно согласующиеся указания на отрицательные тренды этих параметров. Это является дополнительным подтверждением нашей концепции

отрицательных трендов $foF2$ и $hmF2$, опубликованной в ряде работ (см. Данилов и др. [2024а, б]). Стоит подчеркнуть, что все рассмотренные данные получены для средних широт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040045>
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Тренды критической частоты $foF2$ по данным станций северного и южного полушарий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 3. С. 387–400. 2024а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Долговременные тренды высоты максимума ионосферного слоя $F2$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 4. С. 489–502. 2024б.
- Elias A., Alberti T., Bravo M. et al. Long-term trends in the ionospheric equivalent slab thickness: Some evidences by Working Team #1 within IAGA WGII-F / Paper presented at the 12th International Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere, 6–10 May 2024, Ourense, Galicia, Spain.
- Emmert J.T., Mannucci A.J., McDonald S.E., Vergados P. Attribution of interminimum changes in global and hemispheric total electron content // J. Geophys. Res. — Space. V. 122. № 2. P. 2424–2439. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023680>
- Jakowski N., Hoque M.M., Mielich J., Hall C. Equivalent slab thickness of the ionosphere over Europe as an indicator of long-term temperature changes in the thermosphere // J. Atmos. Sol. — Terr. Phys. V. 163. P. 91–102. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.04.008>
- Pignalberi A., Pietrella M., Pezzopane M., Nava B., Cesaroni C. The ionospheric equivalent slab thickness: A review supported by a global climatological study over two solar cycles // Space Sci. Rev. V. 218. № 4. ID 37. 2022. <https://doi.org/10.1007/s11214-022-00909-z>

Comparison of Trends in Various Parameters of the $F2$ Layer

A. D. Danilov¹*, A. V. Konstantinova¹

¹Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Estimates of the long-term changes in the ionospheric $F2$ -layer parameters (slab thickness, total electron content, height, and maximal electron concentration) are presented and mutually compared. It is shown that these estimates mutually agree and show that both $foF2$ and $hmF2$ are decreasing during the recent decades.