

ISSN 0016-7940

Том 64, Номер 6

Ноябрь – Декабрь 2024



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 64, номер 6, 2024

Автокорреляции фрагментов цикла чисел Вольфа и прогноз на полцикла солнечной активности

С. В. Яковлева, С. В. Старченко

727

Использование матрицы события для хоров из нижней частотной полосы с целью определения некоторых характеристик механизма их возбуждения

П. А. Беспалов, О. Н. Савина, Г. М. Нещеткин

737

Расчет жесткости геомагнитного обрезания с помощью трейсинга на основе метода Бунемана–Бориса

П. А. Кручинин, В. В. Малахов, В. С. Голубков, А. Г. Майоров

750

Интенсивные суббури в главную фазу магнитной бури 23–24 марта 2023 г.

*Л. И. Громова, Н. Г. Клейменова, С. В. Громов, К. Х. Канониди,
В. Г. Петров, Л. М. Малышева*

760

Долговременные тренды ионосферных индексов солнечной активности

М. Г. Деминов

771

Влияние крупномасштабных авроральных неоднородностей на прохождение радиоволн в условиях умеренной геомагнитной бури

И. В. Крашенинников, В. Н. Шубин

778

Геомагнитный контроль развития экваториальных плазменных пузырей

Л. Н. Сидорова

790

Возмущение электрического поля в D-области ионосфера при повышении эманации радона

В. В. Денисенко, Н. В. Бахметьева

801

Тренды вертикальной составляющей потока волновой активности в Северном полушарии

К. А. Диденко, Т. С. Ермакова, А. В. Коваль, Е. Н. Савенкова

811

Метод прогнозирования геомагнитных бурь на основе нейронных сетей глубокого обучения с использованием временных рядов матричных наблюдений мюонного годоскопа УРАГАН

В. Г. Гетманов, А. Д. Гвишиани, А. А. Соловьев, К. С. Зайцев, М. Е. Дунаев, Э. В. Ехлаков

822

Пространственно-временные характеристики геомагнитных вариаций в диапазоне джерков

В. В. Дымов-Иванов, Т. Н. Бондарь

840

Исследование геомагнитных пульсаций $Pc5$ на двумерной сети станций

Ю. А. Копытенко, В. С. Исмагилов

852

Простейшая модель эволюции магнитной и кинетической энергии геодинамо

С. В. Старченко

862

УДК 523.9

АВТОКОРРЕЛЯЦИИ ФРАГМЕНТОВ ЦИКЛА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И ПРОГНОЗ НА ПОЛЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. С. В. Яковлева^{1,*}, С. В. Старченко^{1,**}

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

*e-mail: svyakov@inbox.ru

**e-mail: ssstarchenko@mail.ru

Поступила в редакцию 03.03.2024 г.

После доработки 15.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Рассмотрены автокорреляции фрагментов ряда чисел Вольфа (версия V2) с целью прогнозирования на 6 лет (полцикла солнечной активности). Из физических и оптимальных соображений использовались фрагменты, подобные полутора циклам. Тестирование успешно осуществлялось на достаточно надежных парах фрагментов ряда, состоящих из фиксированного и сдвигаемого по времени фрагмента. Для тестирования выбиралась пара, если коэффициент корреляции при совмещении составляющих ее частей был 0.91 и более. Использовалась оригинальная модификация фиксированного фрагмента и следующих за ним участков ряда. Аналогичным образом сделаны прогнозы на 6 лет после 2023 г., исходящие из фрагмента (2008.5–2023.5), имеющего коэффициенты корреляции от 0.81 до 0.96 с фрагментами (1978.5–1993.5), (1901.5–1916.5), (1922.5–1937.5), (1964.5–1979.5), (1985.5–2000.5). Максимальное значение числа Вольфа (161 ± 30) ожидается в середине 2024 г.

Ключевые слова: циклы солнечной активности, числа Вольфа, корреляции, прогноз.

DOI: 10.31857/S0016794024060013, **EDN:** QOZFMT

1. ВВЕДЕНИЕ

Переменная активность Солнца изменяет космическую среду Солнечной системы, что проявляется в изменении потоков солнечной радиации, солнечных магнитных полей и солнечных энергетических частиц. В свою очередь, это влияет на работу космических и наземных технических систем (пилотируемые космические полеты, космическая навигация и аэронавигация, радары, высокочастотная радиосвязь, наземные линии электропередачи и т. д.) и определенным образом – на климат и живых организмов на Земле. Вот почему важно заранее знать уровень солнечной активности в солнечном цикле. Наиболее часто используемым параметром солнечной активности является число Вольфа, которое характеризует количество солнечных пятен на видимой поверхности Солнца. Поэтому изучение корреляционных свойств чисел Вольфа W преимущественно преследует прогностические цели, например, [Витинский, 1973; Ишков и Шибаев,

2006; Abdel-Rahman and Marzouk, 2018; Petrovay, 2020; McIntosh et al., 2020].

Многолетние наблюдения показывают, что количество солнечных пятен на поверхности Солнца (что является показателем тороидальной составляющей магнитного поля Солнца) увеличивается и уменьшается циклически со средней периодичностью 11 лет. За исключением эпизодов больших минимумов активности, например, минимума Маундера, эта тенденция сохранялась на протяжении последних четырех столетий. На рис. 1 представлена эволюция числа Вольфа за последние 200 лет в версии V2 из (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles>). Она охватывает как достоверные циклы солнечной активности, начиная с 10-го, так и “условно достоверные”, которыми считают циклы 8 и 9, см. подробности в работе [Ишков, 2013].

Очевидно, что хотя период солнечного цикла лишь незначительно меняется от цикла к циклу, существует значительная изменчивость его

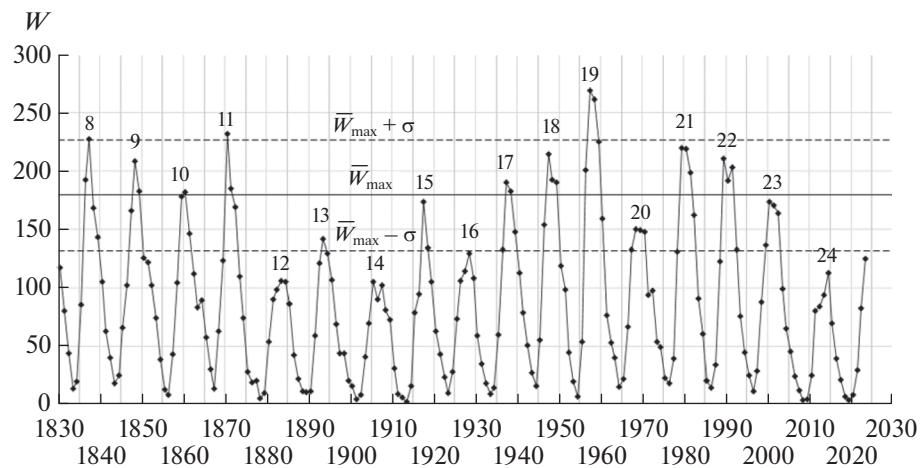


Рис. 1. Изменение среднегодовых числа Вольфа W с 1830 по 2023 г. в версии I2 из (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles>). Цифрами обозначены максимумы рассматриваемых циклов, \bar{W}_{\max} — максимальное значение в цикле, σ — стандартное отклонение.

амплитуды, измеряемая (усредненным за год) пиковым числом солнечных пятен. Для этого 200-летнего интервала мы установили среднюю амплитуду цикла солнечных пятен 179.4 ± 47.3 . Экстремальные солнечные циклы, которые лежат в этом диапазоне (среднее плюс среднеквадратичное отклонение σ), классифицируются как высокие циклы, а циклы, которые лежат ниже этого диапазона (среднее минус σ), классифицируются как низкие циклы. Отметим, что только один цикл (19) был чрезвычайно высоким, а три солнечных цикла (12, 14 и 24) были чрезвычайно низкими. Фактически, недавно завершившийся 24-й солнечный цикл оказался самым низким циклом прошлого столетия. Во временных рядах солнечных пятен нет заметной закономерности в изменчивости амплитуд от одного цикла к другому, что делает их прогнозирование сложной задачей.

Прогноз солнечной активности на несколько лет вперед так же, как прогноз характеристик следующего цикла, является одной из востребованных задач физики Солнца. Однако, к сожалению, она до сих пор так и не решена. На протяжении десятков лет перед каждым максимумом цикла появляются статьи, посвященные попыткам прогноза времени наступления и величины максимума предстоящего цикла (см. обзоры в работах [Pesnell, 2012; Hathaway, 2015; Обридко и Наговицын, 2017; Petroway, 2020; Nandy, 2021] и ссылки в них). Большинство существующих методов прогнозирования солнечной активности предсказывают только максимальное число Вольфа в солнечном цикле, причем эти прогнозы часто существенно различаются. Например, сравнения

результатов прогноза 24-го и 25-го циклов солнечной активности различными методами, выполненные различными авторами, приведены в обзорах [Pesnell, 2012] и [Nandy, 2021] соответственно.

На сегодняшний день предлагаются многочисленные методы прогноза солнечной активности, основанные на анализе периодичности различных наблюдаемых явлений на Солнце и корреляций между ними, анализе геофизических и климатологических данных, компьютерном моделировании числовых рядов и искусственных нейронных сетях.

Разумеется, мы не беремся делать полный обзор методов прогнозирования. Здесь мы только укажем основные прогностические методы, основываясь на монографии Обридко и Наговицына [2017]. Одна группа методов проистекает из самого утверждения о существовании солнечной цикличности. Предполагая, что все циклы однотипны, находят длину цикла и прогнозируются основные даты цикла. Связь периода солнечного цикла и его амплитуды представляет собой сложную проблему, поскольку между этими двумя величинами нет прямой корреляции. Поскольку ряд чисел Вольфа является времененным рядом, вполне естественно, что методы анализа временных рядов широко применяются для прогнозирования его будущих изменений, включая амплитуду предстоящего цикла. К работам этого типа относятся публикации [Бондарь и др., 1996; Dmitrieva et al., 2000]. Все эти методы, по существу, являются методами статистической экстраполяции и широко используются в практическом прогнозировании. Однако в целом методами ана-

лиза временных рядов не удалось добиться особого успеха в достижении этой цели. Кроме того, анализ временных рядов — это чисто математический инструмент, дающий мало физического понимания процессов, вызывающих изменения от цикла к циклу.

Используемой в этой работе разновидностью таких методов является аппроксимация на основе среднего цикла. При этом опять-таки предполагается, что все циклы одинаковы, находится средний цикл и используется для прогноза. В чистом виде этот метод сейчас уже не употребляется, поскольку дает большие ошибки. Наша модификация его состоит в том, что по начальной фазе развития цикла проводится нормирование среднего цикла по амплитуде и временному масштабу, и уже этот нормированный цикл используется для прогноза.

В методах, в которых для прогноза используются только сами числа Вольфа, для прогноза амплитуды предстоящего максимума обычно учитывается правило Гневышева—Оля [Гневышев и Оль, 1948], которое гласит, что сумма чисел Вольфа четного цикла всегда меньше, чем аналогичная сумма следующего за ним нечетного цикла. Однако оно ничего не говорит о соотношении высот циклов в паре нечетный—четный. Таким образом, циклы объединяются в пары (что, в общем, неудивительно, поскольку на Солнце физическим является не 11-летний, а 22-летний магнитный цикл), причем первым в паре является четный. Самым значительным исключением является 23-й цикл, который оказался ниже 22-го, а среди условно достоверных циклов пара 8—9, где за четным 8-м циклом следует более низкий нечетный 9-й цикл.

Вторая группа прогностических методов подразумевает использование других гелиофизических данных для вычисления характеристик цикла чисел Вольфа. Этую группу принято называть методами предвестников. Метод предвестников является классическим методом прогнозирования пиковой амплитуды следующей солнечной активности и основан на наблюдаемых значениях солнечной активности или магнитного поля в выбранный период.

В принципе, два типа прогнозов могут быть объединены. После того как определены некоторые опорные точки тем или иным методом либо спрогнозирована высота цикла в какой-либо фиксированной фазе цикла методом предвестников, можно далее применить метод статистической экстраполяции или использовать нормированный среднестатистический цикл. Близкий к этому “синтетический” метод был использован

в работах [Hathaway et al., 1999; Ожередов и др., 2011]. Тем не менее, все предвестники эффективно работают только после начала цикла на фазе минимума или еще лучше — на фазе роста. В этом отношении статистические и спектральные методы оказываются более эффективными. Они недостаточно точны, чтобы предсказать высоту каждого отдельного цикла, но способны указать долговременные тенденции к возникновению групп высоких или низких циклов [Наговицын и Огурцов, 2003; Petrovay, 2020]. А согласно заключению Nandy [2021], сделанному на основе сравнительного анализа многочисленных исследовательских работ по предсказанию 24–25-го циклов солнечных пятен, выполненных разными группами на основе различных методов, действительно возможен лишь краткосрочный прогноз в пределах одного цикла.

В последние десятилетия, когда амплитуда и время цикла солнечных пятен приобрели большую социальную значимость, были созданы специальные группы, которым было поручено выработать консенсусное мнение о предстоящем цикле солнечных пятен за несколько лет до предстоящего пика. Организованная международная группа экспертов “Группа прогнозирования 25-го солнечного цикла NOAA/NASA” (SC25PP) пришла к выводу, что 25-й цикл (SC-25 — в общепринятой международной аббревиатуре) будет по амплитуде аналогичен 24-му циклу; максимум произойдет не ранее 2023 и не позднее 2026 г. с максимальным количеством солнечных пятен от 95 до 130 [McIntosh et al., 2020]. Однако, согласно их новому прогнозу [Leamon et al., 2021], максимум 25-го цикла будет около 190 (140–240), т.е. близок по амплитуде к довольно большому 23-му циклу. В отличие от этого прогноза, некоторые авторы предсказывали, что 25-й цикл будет чрезвычайно малым [Hathaway and Wilson, 2006; Abdusamatov, 2007; Обридко и Шельтинг, 2016]. Например, Abdusamatov [2007] проанализировал долгосрочные циклические изменения солнечной активности, радиуса и солнечной постоянной, утверждая, что они коррелируют как по фазе, так и по амплитуде. На основании этого автор предсказал очень низкий пик 25-го солнечного цикла -50 ± 15 .

Список прогнозов в диапазоне $SNM = 80 \pm 145$ приведен Zhu et al. [2022]. По расчетам самих же авторов [Zhu et al., 2022] прогнозируемое максимальное значение SN составит 147.9, причем SC-25 достигнет своего пика в июле 2025 г. С другой стороны, Brajša et al. [2022] предсказали, что максимум для 25-го цикла составит 121 ± 33 .

По прогнозу [Nagovitsyn and Ivanov, 2023] текущий 25-й солнечный цикл достигнет максимума на рубеже 2023 и 2024 гг.; среднегодовое значение чисел Вольфа (SN – в международной терминологии) в 2023 г. составит 132 ± 27 , а в 2024 г. $SN = 136 \pm 25$. Максимальное сглаженное среднемесячное значение SN за 13 месяцев составит 149 ± 28 .

Pishkalo [2008] исследовал коэффициенты корреляции между различными параметрами солнечных циклов 1–23, и дал прогноз солнечной активности в циклах 24 и 25. Максимальная амплитуда в солнечном цикле 25 составит 112.3 ± 33.4 в апреле – июне 2023 г.; минимум следующего солнечного цикла 26 произойдет в конце 2029 г. – в 2030 г. Продолжительность солнечного цикла 25 будет примерно 11.0 лет, продолжительность ветви роста составит 4.4 г., а продолжительность ветви спада составит 6.6 лет.

Nandy [2021] классифицировал и обобщил прогнозы для солнечного цикла 25 по 7 типам используемых методов и оценил среднюю прогнозируемую пиковую амплитуду как 136.2 ± 41.6 .

Таким образом, на данный момент уже очевидно, что нарушения статистических закономерностей не произошло, и амплитуда 25-го цикла превысит амплитуду 24-го цикла, хотя еще существует некоторая неопределенность относительно величины будущего максимума и его временного местоположения.

2. ПРЕДЛАГАЕМАЯ МЕТОДИКА И ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ

Суть разработанного нами метода прогностической автокорреляции заключается в том, чтобы сравнить выбранный с целью прогноза фрагмент ряда чисел Вольфа с некоторыми (подходящими по определенным критериям) фрагментами в прошлом и найти пары с наибольшим коэффициентом корреляции. Коэффициент линейной парной корреляции r далее рассчитывается по стандартной формуле:

$$r = \frac{(K+1)^{-2} \sum_{k=0}^{k=K} W_{i+k} W_{j+k} - (K+1)^{-2} \sum_{k=0}^{k=K} W_{i+k} \sum_{k=0}^{k=K} W_{j+k}}{\sigma_i \sigma_j}. \quad (1)$$

Здесь индексы i и j определяют начала двух сравниваемых фрагментов чисел Вольфа W длиной $K+1$ каждый, а через σ обозначены соответствующие среднеквадратичные отклонения. Область допустимых значений линейного коэффициента парной корреляции от -1 до $+1$. Знак коэффициента корреляции (1) указывает направ-

ление связи. Если $r > 0$, то связь прямая; если $r < 0$, то связь обратная.

Выбор длины фрагментов представляет собой отдельную задачу. Как уже было сказано во ВВЕДЕНИИ, физически обоснованным является использование наряду с 11-летним солнечным циклом 22-летнего магнитного цикла. Этими временными рамками и был ограничен выбор длины фрагментов. Было проведено сравнение на предмет взаимной парной корреляции всех фрагментов 200-летнего временного ряда W , состоящих из пары циклов: четный – нечетный. А, следовательно, прежде чем приступить к следующему этапу, необходимо исследовать подробнее зависимости величины корреляции от выбранной длины фрагментов. Кроме того, несмотря на высокий уровень корреляции, выбранные пары фрагментов могли сильно отличаться по амплитуде. Поэтому на следующем этапе необходимо было провести некоторую нормализацию выбранного в прошлом фрагмента W_i до уровня изучаемого W_j . Для этого для каждого из фрагментов было рассчитано превышение над средними значениями как положительное, так и отрицательное, затем было найдено отношение соответствующих средних превышений, которое и использовалось для расчета нормализованного ряда F_r . После нормирования стало возможным оценить качество аппроксимации и посчитать коэффициент детерминации между парами фрагментов. Как известно, коэффициент детерминации (или детерминированности) характеризует связь между значениями зависимой переменной и одной или нескольких независимых переменных.

Для оценки качества аппроксимации между значениями зависимой переменной и одной или нескольких независимых переменных рассчитывают теоретический коэффициент детерминации – R^2 , который определяет формула

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_l (W_l - F_l)^2}{\sum_l (W_l - \bar{W})^2}, \quad (2)$$

где W_l – наблюдаемое значение зависимой переменной, а F_l – значение зависимой переменной, предсказанное по уравнению регрессии, \bar{W} – среднее арифметическое зависимой переменной.

При анализе модели парной линейной регрессии по значению коэффициента детерминации (2) можно сделать следующие предварительные выводы о качестве модели. Идеальная модель имеет коэффициент детерминированности 1. Обычно, в физических науках, хорошие модели имеют коэффициент детерминированности больше 0.9.

Для апробации авторской методики были проведены тестовые расчеты, для которых были выбраны три пары фрагментов с коэффициентами корреляции, превышающими 0.9. Это пары фрагментов:

- 1964.5–1978.5 и 1878.5–1893.5 (Тест 1),
- 1964.5–1978.5 и 1901.5–1916.5 (Тест 2),
- 1942.5–1957.5 и 1855.5–1870.5 (Тест 3).

Длительность интервалов при этом менялась от 12 до 22 лет. В табл. 1 приведены получившиеся коэффициенты корреляции r из (1). Как видно из таблицы, наиболее оптимальной длиной сравниваемых фрагментов является 16 лет. Именно эта длительность фрагментов и была выбрана для дальнейших расчетов. Методика нормировки позволила довести точность аппроксимации до приемлемых пределов. Характеристики проведенных тестов для 16-летних интервалов приведены в табл. 2.

Таблица 1. Коэффициенты корреляции пар фрагментов различной длительности

	Тест1	Тест2	Тест3
22 года	0.926	0.853	0.866
20 лет	0.914	0.885	0.897
18 лет	0.935	0.931	0.900
16 лет	0.934	0.928	0.908
14 лет	0.918	0.910	0.909
12 лет	0.916	0.909	0.925

На следующем этапе рассчитывался собственно прогнозируемый участок исследуемого интервала на основе построенного ранее нормализованного временного ряда. Графики всех рядов – исследуемого, корреляционного и нормализованного –

Таблица 2. Характеристики проведенных тестов для 16-летних интервалов

	Исследуемый интервал W_i	Корреляционный Интервал W_j	Коэффициент корреляции r	Точность аппроксимации R^2	Точность прогноза R^2
Тест1	1964.5–1978.5	1878.5–1893.5	0.93	0.86	0.75
Тест2	1964.5–1978.5	1901.5–1916.5	0.93	0.80	0.96
Тест3	1942.5–1957.5	1855.5–1870.5	0.91	0.74	0.97

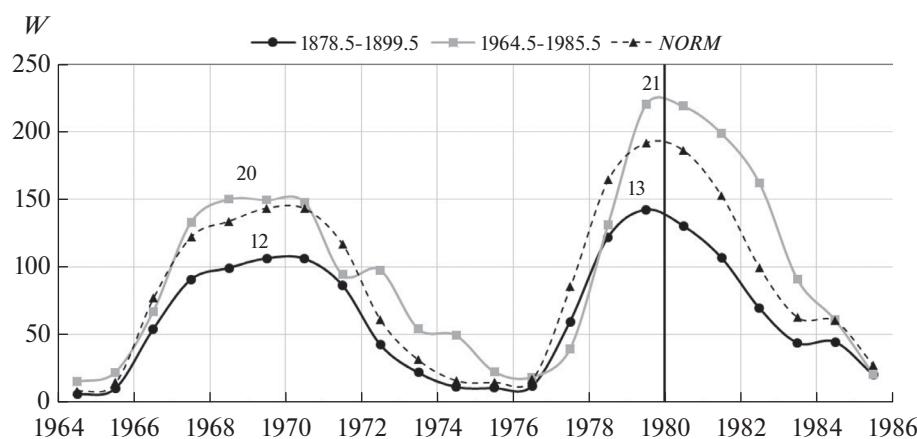


Рис. 2. Результат Теста 1. Черным цветом показан ряд значений W_i исследуемого интервала. Серым цветом показан ряд значений W_j некоторого интервала в прошлом с высоким коэффициентом парной корреляции $r = 0.93$. Этот интервал сдвинут до совмещения с исследуемым интервалом. Штриховой линией и подписью *NORM* обозначен нормализованный ряд F_r . Цифрами обозначены максимумы рассматриваемых циклов. Коэффициент детерминации составляет соответственно: 0.86 (слева) и 0.75 (справа), см. табл. 2 выше.

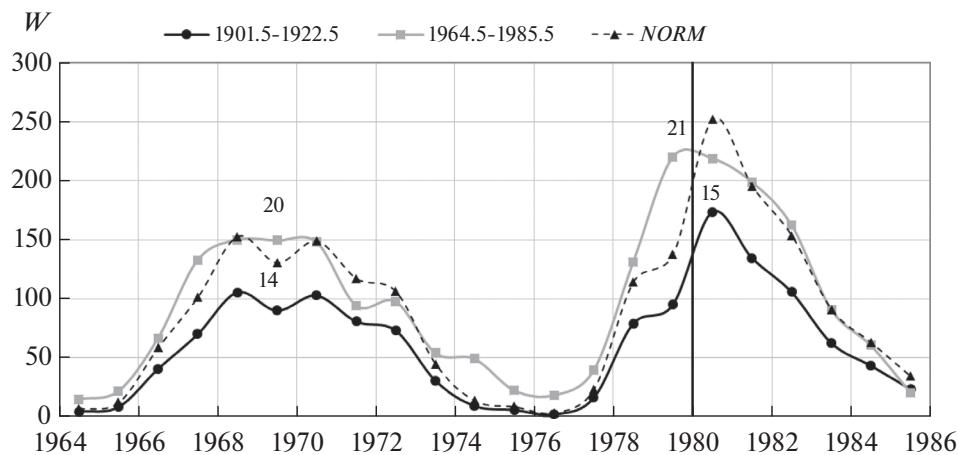


Рис. 3. Результат Теста 2. Черным цветом показан ряд значений W_i исследуемого интервала. Серым цветом показан ряд значений W_j некоторого интервала в прошлом с высоким коэффициентом парной корреляции $r=0.93$. Этот интервал сдвинут до совмещения с исследуемым интервалом. Штриховой линией и подписью *NORM* обозначен нормализованный ряд F_r . Цифрами обозначены максимумы рассматриваемых циклов. Коэффициент детерминации составляет соответственно: 0.80 и 0.96 (см. табл. 2 выше).

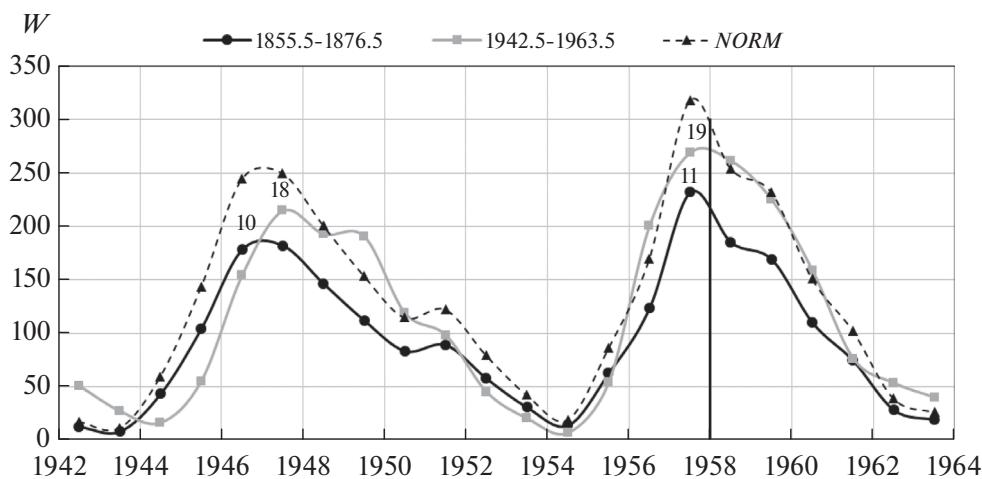


Рис. 4. Результат Теста 3. Черным цветом показан ряд значений W_i исследуемого интервала. Серым цветом показан ряд значений W_j некоторого интервала в прошлом с высоким коэффициентом парной корреляции $r=0.93$. Этот интервал сдвинут до совмещения с исследуемым интервалом. Штриховой линией и подписью *NORM* обозначен нормализованный ряд F_r . Цифрами обозначены максимумы рассматриваемых циклов. Коэффициент детерминации составляет соответственно: 0.74 и 0.97 (см. табл. 2 выше).

приведены на рисунках 2–4. Толстая вертикальная линия разделяет график на область моделирования слева и область прогнозирования справа. Соответственно участок нормализованного ряда на интервале слева от вертикальной линии следует рассматривать как аппроксимацию, а справа – как прогноз на 6-летнем интервале. При этом коэффициент детерминации (2) соответствует точности аппроксимации для 16 значений слева и точности прогноза для 6 значений справа.

3. ПРОГНОЗ 25-ГО ЦИКЛА

Интересующий нас фрагмент современного 22-летнего цикла включает полностью 24-й цикл и начало 25-го, что составляет на данный момент 16 лет. Продолжительности данного фрагмента вполне достаточно для исследования, учитывая результат, полученный в тестовых расчетах (см. табл.1). Целью поиска являлись аналогичные 16-летние фрагменты пар циклов “четный – нечетный” на временном интервале 1830–2010 гг.

Таблица 3. Обзор вариантов сравнения пар фрагментов в поисках корреляции

Варианты сравнения	Исследуемый интервал W_i 2008.5–2023.5 (16 лет)		
	Коррелируемый интервал W_j	r	R^2
$V1$	1833.5–1848.5	0.89	
$V2$	1856.5–1871.5	0.81	
$V3 (Fit1)$	1878.5–1892.5	0.96	0.89
$V4 (Fit2)$	1901.5–1916.5	0.93	0.78
$V5 (Fit3)$	1922.5–1937.5	0.96	0.83
$V6$	1843.5–1858.5	0.88	
$V7 (Fit4)$	1964.5–1979.5	0.96	0.61
$V8 (Fit5)$	1985.5–2000.5	0.96	0.87

Искомый 16-летний фрагмент 2008.5–2023.5 сравнивался с восемью подходящими фрагментами в прошлом. Результаты такого сравнения с полученными коэффициентами парной корреляции r приведены в табл. 3.

На следующем этапе были выбраны пары для расчета аппроксимации и дальнейшего прогноза для интересующего нас участка ряда 2008.5–2023.5. С учетом критерия $r > 0.9$ были выбраны пять пар фрагментов: $V3, V4, V5, V7, V8$. Нормализованные ряды для них, а также прогнозные кривые были обозначены соответственно $Fit1, Fit2, Fit3, Fit4, Fit5$ и приведены на рис. 5. Коэффициенты детерминации этих фрагментов со сдвигаемым фрагментом (2008.5–2022.5) составляют 0.8 ± 0.1 (подробнее см. табл. 3). Точность же прогнозируемых 6-летних участков оценивалась как среднеквадратичное отклонение относительно некоторого среднего (штриховая кривая на рис. 5). Таким образом, максимальное значение числа Вольфа ожидается в середине 2024 г. и составляет 161 ± 30 .

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наше исследование исходит из простой идеи – использовать для прогноза такие фрагменты временного ряда в прошлом, которые наиболее похожи на современный фрагмент, для которого и делается прогноз. Эта идея не нова – см., например, [Pishkalo, 2008], но, насколько нам известно, ничего похожего на предлагаемый здесь

нами непосредственный подход ранее реализовано не было. Наш подход – выделить, начиная от современности в прошлое, фрагмент ряда определенной длительности, который затем исследовать на наличие подобных ему фрагментов в прошлом. Нами в небольшом объеме были исследованы (здесь эти исследования не приведены) различные длительности, и мы пришли к выводу, что оптимальной с точки зрения наибольшей корреляции является длительность около 16 лет, или полтора полных цикла. Физически такую длительность можно обосновать тем, что полный магнитный цикл – это два (четный-нечетный) цикла активности, и для прогноза естественно использовать $\frac{3}{4}$ полного цикла, чтобы сделать прогноз на оставшуюся четверть. К тому же нами недавно [Старченко и Яковleva, 2022] было показано, что подобные $\frac{3}{4}$ и четверть цикла явно выделяются при базирующемся на магнитной энергии анализе сдвиговой (по времени) корреляции чисел Вольфа с их производными.

К сожалению, наши тестовые расчеты (см. соответствующий раздел выше) не выявили зависимости между изначальной корреляцией и прогностической оценкой. Оказалось, что даже фрагменты с пониженной корреляцией или аппроксимацией могут давать лучший прогноз, чем фрагменты с повышенной корреляцией или аппроксимацией, см. табл. 2. Поэтому нами планируются дальнейшие исследования по выявлению основных факторов, влияющих на точность прогноза по нашей оригинальной методике. Эта методика заключается в том, что мы продлеваем прогностический ряд (фрагмент) с учетом его сдвига и амплитуд (раздельно для превышающих среднее и ниже среднего) относительно фрагментов рядов, на которых мы базируемся. При этом получается достаточно уверенный прогноз по нашим тестовым примерам, которых пока всего три, и сейчас у нас в работе еще несколько. Оказалось, что необходимых (с достаточно высокой корреляцией) тестовых пар нами обнаружено не так уж и много.

Напротив, для непосредственного прогноза нами уже выявлено 8 фрагментов рядов в прошлом, которые очень хорошо коррелируют с современным фрагментом, см. табл. 3. Для пяти из них (с коэффициентами корреляции 0.95–0.96) сделан прогноз, представленный на рис. 5. Виден довольно большой разброс, который потенциально может быть значительно нивелирован при выявлении важнейших факторов, влияющих на точность прогноза (то есть фактически мы сможем отдать предпочтение некоторым кривым на рис. 5). Пока же мы констатируем, что за последние 16 лет динамика солнечной активности име-

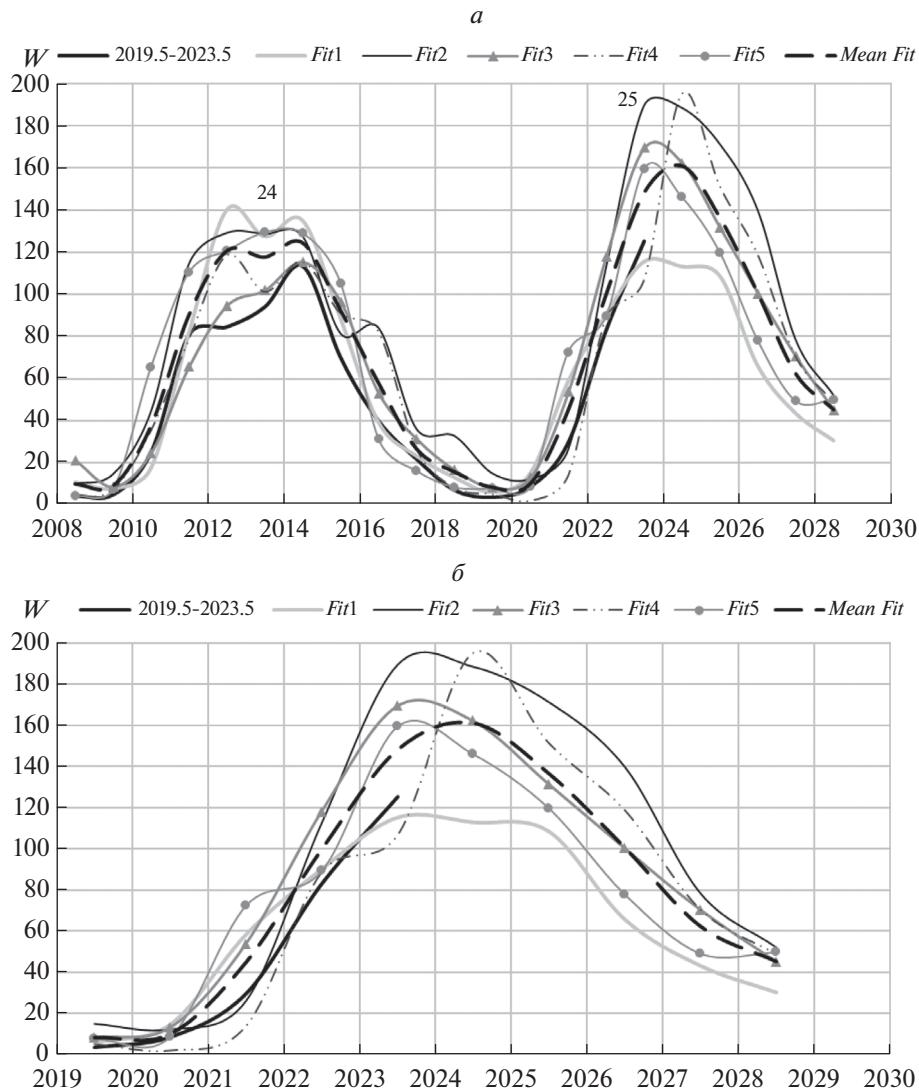


Рис. 5. Результаты аппроксимации 16-летнего интервала (2008.5–2022.5) через нормировку коррелируемых фрагментов: *Fit1* (1878.5–1892.5), *Fit2* (1901.5–1916.5), *Fit3* (1922.5–1937.5), *Fit4* (1964.5–1979.5), *Fit5* (1985.5–2000.5) и соответствующие прогнозы до 2029.5. На рисунке (а) с 2008.5, а на укрупненном рисунке (б) с 2019.5. *Mean Fit* – осредненное значение нормализованной кривой F_r . Среднеквадратичное отклонение $\sigma = \pm 29.75$. Осредненный коэффициент детерминации R^2 коррелируемых фрагментов со сдвигаемым фрагментом (2008.5–2022.5) составляет 0.8 ± 0.1 (подробнее см. табл. 3).

ет настолько много аналогов в прошлом, что мы, возможно, можем ожидать некоторой переломной ситуации в этой динамике.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны Виталию Никитичу Ишкову за положительную оценку нашей работы и за весьма содержательные указания на ее недостатки, корректирование которых привело к значительному улучшению как научной значимости, так и представления этой работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджета Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкина РАН в рамках государственного финансирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бондарь Т.Н., Ротанова Н.М., Обридко В.Н. Прогнозирование временного ряда чисел Вольфа для 23-го солнечного цикла // Письма в Астрон. журн. Т. 22. № 8. С. 628–630. 1996.

- Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л.: Наука, 258 с. 1973.
- Ишков В.Н. Периоды “пониженной” и “повышенной” солнечной активности: наблюдательные особенности и ключевые факты / Сб. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2013”. Ред. А.В. Степанов и Ю.А. Наговицын. СПб.: Изд. ВВМ. С. 111–114. 2013.
- Ишков В.Н., Шибаев И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 70. № 10. С.1439–1442. 2006.
- Гневышев М.Н., Оль А.И. О 22-летнем цикле солнечной активности // Астрон. журн. Т. 25. № 1. С. 18–20. 1948.
- Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г. Грандиозные минимумы и максимумы солнечной активности и климата Земли: последнее тысячелетие и картина будущего “в общих чертах” / Тр. 7-й Международной Пулковской конференции “Климатические и экологические аспекты солнечной активности”. Пулково, 7–11 июля 2003 г. СПб.: ГАО РАН. С. 321–326. 2003.
- Обридко В. Н., Наговицын Ю. А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. СПб.: Изд. ВВМ, 466 с. 2017.
- Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Об отрицательной корреляции между солнечной активностью и скоростью вращения Солнца // Письма в Астрон. журн. Т. 42. № 9. С. 694–700. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0320010816080040>
- Ожередов В.А., Бреус Т.К., Обридко В.Н. Прогнозирование полного 24-го цикла солнечной активности несколькими вариантами авторегрессии и методом предвестника // Геофизические процессы и биосфера. Т. 10. № 3. С. 51–65. 2011.
- Старченко С.В., Яковлева С.В. Корреляция временных рядов чисел Вольфа и их производных // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 2. С. 144–154. 2022. <https://doi.org/10.31857/S001679402202016X>
- Abdel-Rahman H.I., Marzouk B.A. Statistical method to predict the sunspots number // NRIAG Journal of Astronomy and Geophysics. V. 7. N 2. P. 175–179. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.nrjag.2018.08.001>
- Abdusamatov K.I. Optimal prediction of the peak of the next 11-year activity cycle and of the peaks of several succeeding cycles on the basis of long-term variations in the solar radius or solar constant // Kinemat. Phys. Celest. V. 23. N 3. P. 97–100. 2007. <https://doi.org/10.3103/S0884591307030026>
- Brajša R., Verbanac G., Bandić M., Hanslmeier A., Skokić I., Sudar D. A prediction for the 25th solar cycle maximum amplitude // Astron. Nachr. V. 343. N 3. ID e13960. 2022. <https://doi.org/10.1002/asna.202113960>
- Dmitrieva I.V., Kuzanyan K.M., Obridko V.N. Amplitude and period of the dynamo wave and prediction of the solar cycle // Sol. Phys. V.195. N 1. P. 209–218. 2000. <https://doi.org/10.1023/A:1005207828577>
- Hathaway D.H. The solar cycle // Living Rev. Sol. Phys. V. 12. N 1. ID 4. 2015. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Hathaway D.H., Wilson R.M. Geomagnetic activity indicates large amplitude for sunspot cycle 24 // Geophys. Res. Lett. V. 33. N 18 ID L18101. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006GL027053>
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J. A synthesis of solar cycle prediction techniques // J. Geophys. Res. – Space. V. 104. N. 10. P. 22375–22388. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999JA900313>
- Leamon R.J., McIntosh S.W., Chapman S.C., Watkins N.W. Response to “Limitations in the Hilbert transform approach to locating solar cycle terminators” by R. Booth // Sol. Phys. V. 296. N 10. ID 151. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01897-z>
- McIntosh S.W., Chapman S., Leamon R.J., Egeland R., Watkins N.W. Overlapping magnetic activity cycles and the sunspot number: Forecasting sunspot cycle 25 amplitude // Sol. Phys. V. 295. N 12. ID 163. 2020. <https://doi.org/10.1007/s11207-020-01723-y>
- Nagovitsyn Y.A., Ivanov V.G. Solar cycle pairing and prediction of cycle 25 // Sol. Phys. V. 298. N 3. ID 37. 2023. <https://doi.org/10.1007/s11207-023-02121-w>
- Nandy D. Progress in solar cycle predictions: Sunspot cycles 24–25 in perspective // Sol. Phys. V. 296. N 3. ID 54. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01797-2>
- Pesnell W.D. Solar cycle predictions (invited review) // Sol. Phys. V. 281. N 1. P. 507–532. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-9997-5>
- Petrovay K. Solar cycle prediction // Living Rev. Sol. Phys. V. 17. N 1. ID 2. 2020. <https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z>
- Pishkalo M.I. Preliminary prediction of solar cycles 24 and 25 based on the correlation between cycle parameters // Kinemat. Phys. Celest. V. 24. N 5. P. 242–247. 2008. <https://doi.org/10.3103/S0884591308050036>
- Zhu H., Zhu W., He M. Solar cycle 25 prediction using an optimized long short-term memory mode with F10.7 // Sol. Phys. V. 297. N 12. ID 157. 2022. <https://doi.org/10.1007/s11207-022-02091-5>

Autocorrelation of Wolf Number Cycle Fragments and Solar Activity Half-Cycle Forecast

S. V. Yakovleva¹, S. V. Starchenko^{1, **}

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

*e-mail: svyakov@inbox.ru

**e-mail: sstarchenko@mail.ru

Autocorrelations of fragments of a series of Wolf numbers (Version 2) are considered for the purpose of forecasting for 6 years (half a solar activity cycle). Fragments similar to one and a half cycles were used for physical and optimal reasons. Testing was successfully carried out on fairly reliable pairs of series fragments, consisting of a fixed and a time-shifted fragment. Pairs were selected for testing if the correlation coefficient of their superposition was 0.91 or more. An original modification of the fixed fragment and the following segments of the series was used. Similarly, forecasts were made for 6 years after 2023, based on the fragment (2008.5–2023.5), which has correlation coefficients from 0.81 to 0.96 with fragments (1978.5–1993.5), (1901.5–1916.5), (1922.5–1937.5), (1964.5–1979.5), (1985.5–2000.5). The maximum value of the Wolf number (161 ± 30) is expected in mid-2024.

Keywords: solar activity cycles, Wolf numbers, correlations, forecast.

УДК 550.386

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТРИЦЫ СОБЫТИЯ ДЛЯ ХОРОВ ИЗ НИЖНЕЙ ЧАСТОТНОЙ ПОЛОСЫ С ЦЕЛЬЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕХАНИЗМА ИХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

© 2024 г. П. А. Беспалов^{1, 2, *}, О. Н. Савина^{2, **}, Г. М. Нещеткин^{1, 2, ***}

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН
(ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики” (НИУ ВШЭ),
Нижний Новгород, Россия
*e-mail: pbespalov@mail.ru
**e-mail: onsavina@mail.ru
***e-mail: gmheschetkin@edu.hse.ru

Поступила в редакцию 02.03.2024 г.

После доработки 01.04.2024 г.

Принята к публикации 23.04.2024 г.

Работа посвящена изучению количественных характеристик механизма возбуждения ОНЧ хоровых излучений посредством анализа данных высокого разрешения с космического аппарата Van Allen Probe. Выбран характерный пример хоров со спектральными формами в нижней частотной полосе (ниже половины электронной циклотронной частоты) в области локального минимума магнитного поля за плазмопаузой в средней магнитосфере. Предложен и реализован на примере хоров в нижней частотной полосе новый метод анализа квазигармонических сигналов, записанных с высокой частотой оцифровки. Результаты измерений волнового поля в канале данных высокого разрешения представлены в виде прямоугольной матрицы события, каждая строка которой соответствует одному циклу волнового процесса. В матрице события выбраны строки, отвечающие тем фрагментам реализации, которые характеризуют естественный источник зарождения коротких электромагнитных импульсов. Это дало возможность определить комплексные собственные значения характеристического уравнения источника на линейной стадии возбуждения хоров. Значения корней характеристического уравнения, установленные при анализе данных наблюдений хоров, соответствуют реализации возбуждения хоров посредством усиления шумовых электромагнитных импульсов в планарном волноводе уплотнения.

Ключевые слова: ОНЧ-хоры, обработка наблюдательных данных, взаимодействие волн и частиц, средняя магнитосфера.

DOI: 10.31857/S0016794024060028, **EDN:** QOURUQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что за плазмопаузой обычно в утреннем и предполуденном секторах средней магнитосферы Земли после магнитных возмущений возбуждаются электромагнитные хоровые излучения с частотами порядка нескольких килогерц и периодами повторения дискретных элементов в десятические доли секунды. Согласно данным наблюдений с космических аппаратов CLUSTER, THEMIS и Van Allen Probes хоры возбуждаются в области, имеющей форму “сигары” длиной порядка $l = (1 - 2) \cdot 10^8$ см и средним диаметром

$d = (1 - 3) \cdot 10^7$ см [Bell et al., 2009; Agapitov et al., 2017] вблизи локального минимума магнитного поля. Обычно динамический спектр хоров наблюдается в нижней, верхней или двух этих частотных полосах, разделенных зазором, расположенным немного ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты для рассматриваемой магнитной трубки. Благодаря высокой энергетике в обширных областях возбуждения хоры оказывают существенное влияние на различные характеристики космической погоды [Summers et al., 1998; Meredith et al., 2003; Bortnik et al., 2008].

Сотни публикаций посвящены различным аспектам теории возбуждения хоров при развитии циклотронной неустойчивости в плазме с высокой анизотропией функции распределения энергичных электронов (см., например, [Trakhtengerts, 1995; Omura et al., 2008; Fu et al., 2014]). Отметим, что некоторые важные общие результаты о роли волноводного распространения для возбуждения хоров приведены в статье [Bell et al., 2009]. Для хоров в магнитосфере типично быстрое изменение частоты, которое может соответствовать спектральным элементам с растущей или падающей частотой. Обычно предполагается, что быстрое изменение частоты обусловлено нелинейным взаимодействием волн и частиц на циклотронном резонансе [Omura et al., 2008]. Одномерные численные *PIC* (particle-in-cell) симуляции, предполагающие строго продольное распространение электромагнитных волн вдоль дипольного магнитного поля, успешно воспроизводят спектральные элементы с быстро меняющимися частотами [Chen et al., 2023]. Симуляции дают подходящие результаты при анизотропии температур $T_{\perp} / T_{\parallel} = 6 - 8$, которая существенно превосходит наблюдаемые значения. Проблема высокой анизотропии функции распределения была частично решена в статье [Katoh and Omura, 2016], где расчеты выполнены при анизотропии температур $T_{\perp} / T_{\parallel} = 3,5$, но для электронов с энергиями порядка 100 кэВ. Воспроизведенные в расчетах спектральные элементы не имеют экспериментально наблюдаемого зазора вблизи половины минимальной электронной циклотронной частоты. Специальные случаи возбуждения хоров заслуживают самостоятельного обсуждения. Например, возможны хоры без зазора [Kurita et al., 2012]. Вместе с тем не редко встречаются хоры со спектральными элементами преимущественно в верхней частотной полосе. О хорах в верхней спектральной полосе есть, например, исследование [Gao et al., 2016], в котором предполагается, что излучение в верхней спектральной полосе может формироваться как вторая гармоника излучений нижней спектральной полосы. Однако эта возможность вряд ли может быть реализована для всплесков хоров, в которых отсутствуют интенсивные излучения в нижней спектральной полосе. Важно, что согласно данным наблюдения с космического аппарата THEMIS возбуждение интенсивных и быстро меняющихся хоров в дневной магнитосфере происходит в плазме с устойчивой функцией распределения энергичных электронов в пространстве скоростей [Zhou et al., 2015]. В статье [Bespalov and Savina, 2018] был предложен *BPA* (beam pulse amplifier) механизм возбуждения хоров, не связанный с высо-

кой анизотропией функции распределения энергичных электронов. В целом, несмотря на привлечение продвинутых как аналитических, так и численных методов и отдельные достижения, проблема возбуждения хоров не имеет общепринятого решения. Пока не сформулированы даже ясные критерии проверки корректности линейной модели, лежащей в основе правильной теории.

Традиционно спектральный анализ является основным методом визуализации и анализа данных наблюдений о естественных электромагнитных излучениях свистового диапазона в магнитосфере [Helliwell, 1965]. Однако возможности спектрального анализа хоров ограничены по двум причинам. Динамический спектр дает только усредненную по длительности временного окна спектральной обработки характеристику излучений. Кроме того, по динамическому спектру излучений можно получить информацию преимущественно об интенсивной составляющей излучений и нет возможности анализировать важную низкоэнергичную стадию электродинамического процесса формирования излучений.

Современные данные наблюдений, полученные в процессе реализации миссии Van Allen Probe, позволяют по-новому подойти к проблеме анализа природы хоровых излучений. В рамках рассмотренного ниже матричного метода анализа данных о волновых излучениях мы определим комплексные собственные значения оператора, характеризующего линейный механизм возбуждения хоров. При таком подходе мы будем иметь возможность изучать тонкие характеристики временной динамики волновых возмущений в области возбуждения хоров.

В разделе 2 представлен типичный пример хоров в области их возбуждения по данным с космического аппарата Van Allen Probe A. В разделе 3 рассмотрен алгоритм формирования матрицы события для всплеска хоров. В разделе 4 с использованием матрицы события определены собственные значения характеристического уравнения, отвечающего линейной стадии возбуждения выбранного примера хоров. В разделе 5 проведено предварительное сравнение обработанных результатов анализа наблюдательных данных с выводами *BPA*-механизма возбуждения хоров. В разделе 6 суммированы результаты работы.

2. ВЫБРАННЫЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ВСПЛЕСК ХОРОВ

Данная работа посвящена обсуждению результатов количественного анализа хоров в области их возбуждения вблизи локального минимума

магнитного поля. Использование данных наблюдений из области возбуждения позволяет исключить влияние на результаты эффектов распространения электромагнитных волн. В качестве исходного материала анализа мы использовали данные наблюдений космического аппарата Van Allen Probe A, которые доступны на сайте: <http://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight>.

Хорошо известно, что хоры бывают с несколько разными спектральными формами. Выберем характерный пример всплеска хоров со спектральными формами в нижней частотной полосе. Это представляется особенно интересным потому, что при интерпретации таких излучений есть возможность сопоставить результаты, полученные на основе данных наблюдений, с теоретическими моделями, основанными как на циклотронном механизме генерации, так и на *BPA*-механизме усиления коротких импульсов.

Мы выбрали один типичный пример всплеска хоров из огромного набора данных с прибора EMFISIS (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science), накопленных в процессе реализации миссии Van Allen Probe [Kletzing et al., 2013]. На рис. 1 a , b показан динамический спектр излучений с низким и высоким времен-

ным разрешением. На этих рисунках белая линия показывает частоту, равную локальному значению половины электронной циклотронной частоты ($1/2)f_B$, известной по данным EMFISIS магнитометра, стрелка указывает на короткий временной промежуток, для которого представлен спектр с высоким времененным разрешением. Для анализа процесса с высоким времененным разрешением мы использовали канал данных о результатах измерения компоненты магнитного поля B_U в UVW -системе координат, где ось W направлена вдоль оси вращения аппарата, U и V – это оси, которые дополняют систему координат до правой ортонормированной тройки. Установленный на борту космического аппарата прибор мог измерять волновые поля со сравнительно высоким времененным разрешением: примерно $35 \cdot 10^3$ раз в секунду. Однако запись данных с таким высоким времененным разрешением осуществлялась не непрерывно, и это обстоятельство мы учитывали при выборе места для стрелочки на рис. 1 a . Отметим, что рассматриваемый всплеск хоров имел место 8 сентября 2019 г. при сравнительно низкой магнитной возмущенности $K_p = 1.7$ на магнитной оболочке $L = 5.7$ и местном времени 11 : 30 LT.

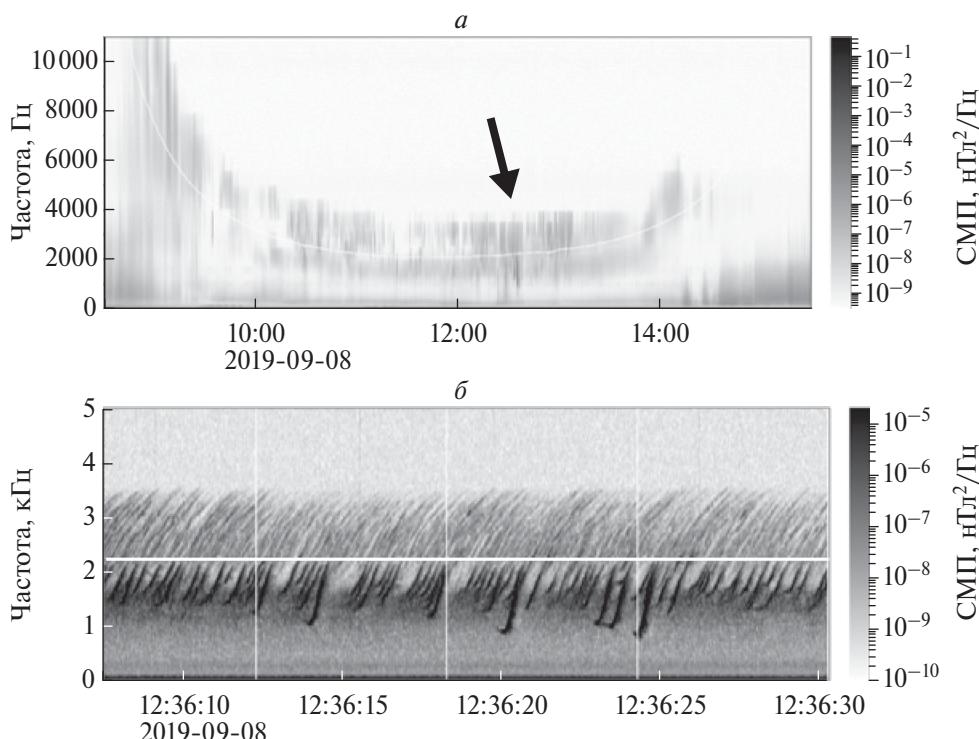


Рис. 1. Спектральные формы типичного всплеска хоров с низким (a) и высоким (b) времененным разрешением. Белой линией показана половина локальной электронной циклотронной частоты.

3. МАТРИЧНЫЙ МЕТОД ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И РЕКОНСТРУКЦИЯ РЕШЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МЕХАНИЗМА ЛИНЕЙНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ХОРОВ

3.1. Фрагменты однодомового поведения волнового поля

Общая самосогласованная система уравнений, описывающая взаимодействие электромагнитных волн свистового диапазона и энергичных электронов в области возбуждения хоров, может быть записана в форме системы нелинейных автономных дифференциальных уравнений

$$\frac{du_p}{dt} = F_p(u_1, \dots, u_P), \quad (1)$$

где $p = 1, 2, \dots, P$. Для записи уравнений Максвелла и уравнений плазменной кинетики в области возбуждения хоров в виде системы уравнений (1) достаточно заменить все производные по координатам на малые конечные разности, предполагая наличие в пространстве координатной сетки. Состояние системы в произвольный момент времени определяет вектор-столбец \mathbf{u} с компонентами u_p , включающими координаты и импульсы всех энергичных частиц в области взаимодействия с волнами, а также электрические и магнитные поля во всех узлах координатной сетки. Уравнения движения отдельных энергичных заряженных частиц под действием силы Лоренца и уравнения Максвелла определяют вид функций F_p в правой части системы (1), которые задают скорость изменения вектор-столбца \mathbf{u}_p со временем и учитывают взаимодействие волн и частиц. Важным является вопрос о минимально возможной размерности системы при оптимальном выборе переменных, учитывающих как однородность плазменных параметров вблизи локально-го минимума магнитного поля, так и особенности актуального механизма взаимодействия волн и частиц. Согласно выводам, изложенным в статье [Bespalov et al., 2022], число таких уравнений может быть не слишком велико $P \leq 10$. Известны примеры хоров, для описания которых достаточно системы трех уравнений вида (1).

Рассмотрим процессы вблизи состояния равновесия системы u_{10}, \dots, u_{P0} , отвечающего нулевым производным по времени в системе (1). Данные наблюдений показывают, что отдельные фрагменты всплеска хоров обычно начинаются со слабых излучений, что указывает на наличие линейной стадии процесса вблизи состояния равновесия.

Согласно данным наблюдений это состояние равновесия неустойчивое, так как хоры обычно не переходят в шипения и наоборот. Хорошо известно, что решение линеаризованной около состояния равновесия системы уравнений в форме (1) тесно связано с задачей на собственные значения и собственные функции. Общее решение линеаризованной системы можно записать как линейную комбинацию собственных функций.

В сравнительно малой сигарообразной области возбуждения хоров из-за малого времени нахождения пакета электромагнитных волн в области возбуждения и разлета энергичных электронов происходит частая в течение нескольких секунд замена участвующих в процессе волн и энергичных частиц. Поэтому возможен быстрый перебор начальных условий реализации процесса возбуждения хоров при стабильном распределении геомагнитного поля и концентрации фоновой плазмы с малым плазменным параметром β . В этой работе по данным с космического аппарата мы находим сравнительно короткие промежутки времени с однодомовым поведением волнового поля, соответствующие начальным условиям, пропорциональным одной собственной функции в стандартной задаче о собственных значениях и собственных функциях линеаризованных уравнений взаимодействия волн и частиц. Тогда в течение определенного промежутка времени, начиная с момента времени t_0 , компонента магнитного поля B_U представляет собой одну моду, соответствующую определенному собственному значению $\lambda = \gamma + i\omega$, и зависит от времени следующим образом:

$$B_U = a + A \exp(\gamma\tau) \cos(\omega\tau + \varphi), \quad (2)$$

где a — постоянное смещение; γ — инкремент; ω — частота; φ — начальная фаза линейного колебательного процесса; $\tau = t - t_0$.

3.2. Матричный метод представления данных

Предлагаемый ниже способ обработки данных наблюдений имеет две основные предпосылки. Во-первых, изучаемый сигнал квазигармонический. Во-вторых, имеются обширные данные высокого разрешения. Для анализа процессов с высоким временным разрешением мы использовали данные канала измерения проекции магнитного поля B_U на ось U .

Типичная для хоров осциллограмма проекции магнитного поля B_U показана на рис. 2. Эта осциллограмма построена по данным космического аппарата Van Allen Probe A с использованием большого количества отсчетов (с частотой оцифровки 35 кГц), помеченных звездочками. Мы

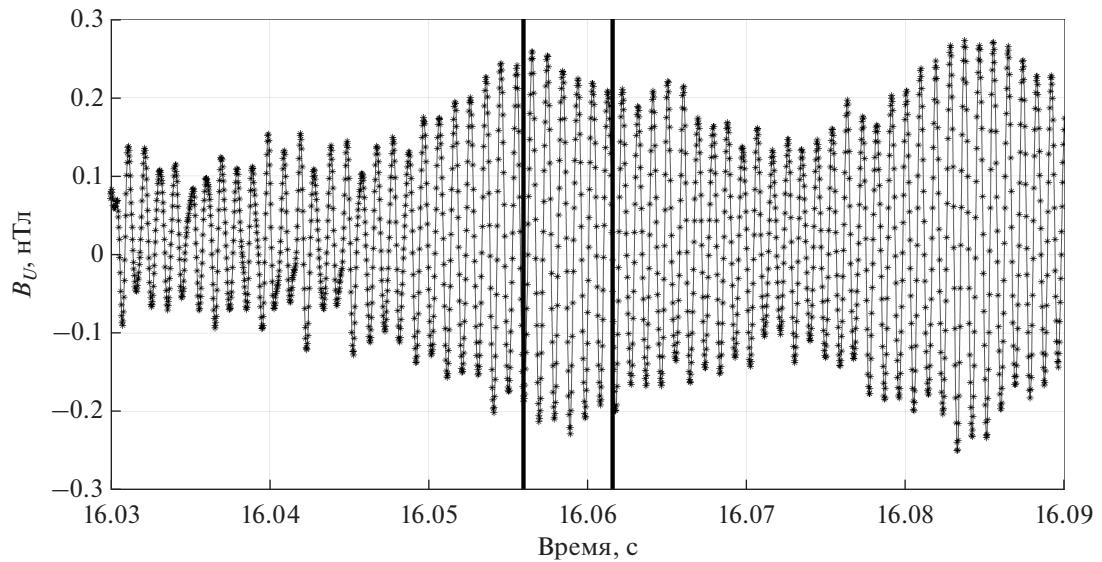


Рис. 2. Осциллограмма волнового поля, на которой звездочками показаны результаты последовательных измерений величины B_U -компоненты.

выберем альтернативную параметризацию полной осциллограммы, которая позволит ее более компактно описать и обеспечит более тесную связь с проблемой собственных функций и собственных значений. Выберем для проведенного ниже более тщательного рассмотрения фрагмент осциллограммы, выделенный на рис. 2 вертикальными линиями. Временной интервал между

двумя вертикальными линиями будет более подробно рассмотрен ниже.

Исходя из квазигармонического вида осциллограммы волнового поля хоров, мы введем в рассмотрение альтернативную параметризацию сигнала в виде числовой матрицы, которая его достаточно точно характеризует. Пусть последовательные локальные максимумы компоненты B_U

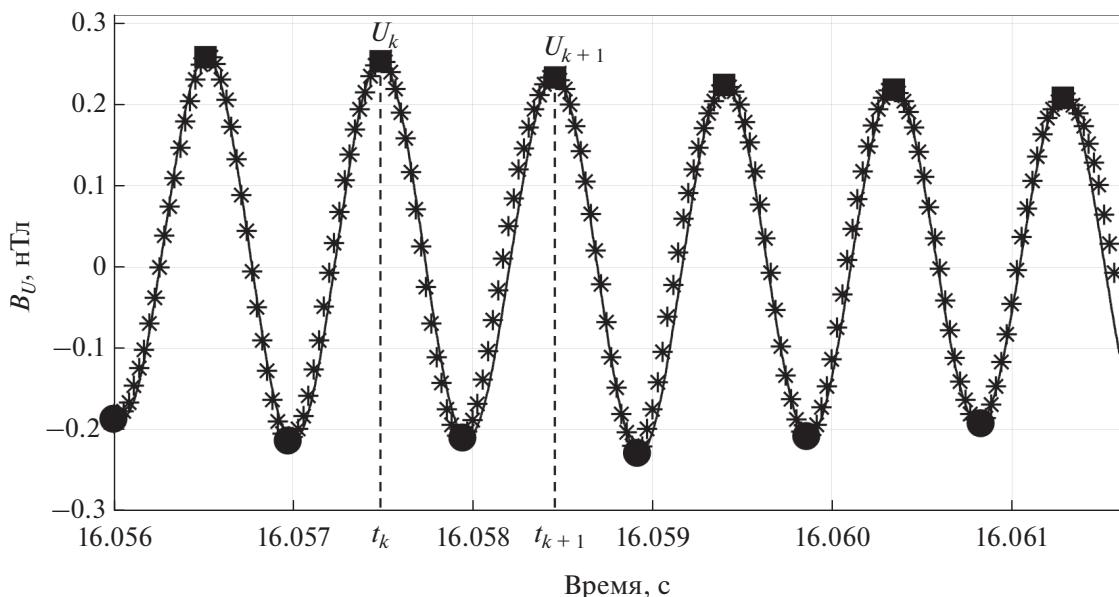


Рис. 3. Звездочки соответствуют известным измерениям компоненты B_U волнового магнитного поля, пиковые значения помечены квадратиками (U_k, U_{k+1}) и кружочками (D_k), черная линия –построенная нами в итоге аппроксимация из фрагментов косинусов на основе формул (14).

магнитного поля, показанные на рис. 3 квадратиками, имеют место в моменты времени

$$t = [t_1, t_2, \dots, t_N]$$

и соответствующие последовательные локальные максимумы имеют величину

$$U = [U_1, U_2, \dots, U_N].$$

Последовательные минимумы, обозначенные кружочками, равны

$$D = [D_1, D_2, \dots, D_N],$$

где локальный минимум D_k имеет место в отрезке времени от t_k до t_{k+1} . Квазигармоническое волновое поле во временном отрезке от t_k до t_{k+1} представим в виде

$$B_U = a_k + Q_k \exp(\gamma_k(t - t_k)) \cos(\omega_k(t - t_k) + \varphi_k). \quad (3)$$

Выразим через наблюдаемые величины $U_k, t_k, D_k, U_{k+1}, t_{k+1}$ все параметры аппроксимации (3) $a_k, Q_k, \gamma_k, \omega_k, \varphi_k$. Прежде всего мы имеем, что на границах этого временного отрезка

$$U_k = a_k + Q_k \cos(\varphi_k), \quad (4a)$$

$$U_{k+1} = a_k + Q_k \exp(\gamma_k(t_{k+1} - t_k)) \cos(\omega_k(t_{k+1} - t_k) + \varphi_k). \quad (4b)$$

Равенство нулю производной $\frac{dB_U}{dt} = 0$ в некоторый момент времени t сводится к условию

$$\operatorname{tg}(\omega_k(t - t_k) + \varphi_k) = \frac{\gamma_k}{\omega_k}. \quad (5)$$

Поэтому на краях временного отрезка при t_k и t_{k+1} и в точке минимума t_* , там где имеют место локальные экстремумы, согласно (5) мы имеем три уравнения

$$\gamma_k = \omega_k \operatorname{tg}(\varphi_k), \quad (6a)$$

$$\gamma_k = \omega_k \operatorname{tg}(\omega_k(t_* - t_k) + \varphi_k), \quad (6b)$$

$$\gamma_k = \omega_k \operatorname{tg}(\omega_k(t_{k+1} - t_k) + \varphi_k). \quad (6c)$$

Из уравнений (6) следует, что

$$\gamma_k = \omega_k \operatorname{tg}(\varphi_k), \quad (7a)$$

$$\omega_k(t_* - t_k) = \pi, \quad (7b)$$

$$\omega_k(t_{k+1} - t_k) = 2\pi. \quad (7c)$$

Минимум имеет место при $\omega_k(t_* - t_k) = \pi$, и это дает

$$D_k = a_k - Q_k \exp\left(\pi \frac{\gamma_k}{\omega_k}\right) \cos(\varphi_k). \quad (8)$$

Таким образом, согласно (4), (7) и (8) мы для интересующих нас величин получаем следующую систему нелинейных алгебраических уравнений:

$$U_k = a_k + Q_k \cos(\varphi_k), \quad (9a)$$

$$U_{k+1} = a_k + Q_k \exp\left(2\pi \frac{\gamma_k}{\omega_k}\right) \cos(\varphi_k), \quad (9b)$$

$$\omega_k = \frac{2\pi}{(t_{k+1} - t_k)}, \quad (9c)$$

$$\gamma_k = \omega_k \operatorname{tg}(\varphi_k), \quad (9d)$$

$$D_k = a_k - Q_k \exp\left(\pi \frac{\gamma_k}{\omega_k}\right) \cos(\varphi_k). \quad (9e)$$

Полученная нелинейная система алгебраических уравнений (9) имеет единственное точное решение

$$a_k = \frac{U_k U_{k+1} - D_k^2}{U_k + U_{k+1} - 2D_k}, \quad (10a)$$

$$Q_k = \frac{(U_k - D_k)^2}{(U_k + U_{k+1} - 2D_k)} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{U_{k+1} - D_k}{U_k - D_k}\right)\right)^2}, \quad (10b)$$

$$\gamma_k = \frac{2}{(t_{k+1} - t_k)} \log\left(\frac{U_{k+1} - D_k}{U_k - D_k}\right), \quad (10c)$$

$$\omega_k = \frac{2\pi}{t_{k+1} - t_k}, \quad (10d)$$

$$\varphi_k = a \tan\left(\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{U_{k+1} - D_k}{U_k - D_k}\right)\right). \quad (10e)$$

Установленное решение однозначно определяет параметры реализации (3) на отрезке времени от t_k до t_{k+1} . Отметим, что небольшое сравнительно медленное смещение среднего значения, учитываемое величиной a_k , вероятно не имеет отношения к механизму возбуждения хоров. Оно может быть связано, например, с вращением космического аппарата. На рис. 3 черная сплошная линия состоит из фрагментов косинусов с экспоненциально меняющейся амплитудой (3), которые построены в соответствии с формулами (10) для последовательных значений измеренных ве-

личин $t_k, t_{k+1}, U_k, U_{k+1}, D_k$. Отметим, что для показанного на рис. 3 фрагмента среднеквадратичная точность принятой аппроксимации равна $\delta B_U = 0.02$ нТл.

В соответствии с установленными результатами рассматриваемый колебательный процесс мы можем с высокой точностью описать с помощью прямоугольной матрицы события:

$$M = \begin{pmatrix} k & t_k & U_k & D_k & a_k & Q_k & \gamma_k & \omega_k & \varphi_k \\ 1 & & & & & & & & \\ 2 & & & & & & & & \\ \cdot & \cdot & & & & & & & \\ N & & & & & & & & \end{pmatrix}, \quad (11)$$

каждая строка которой характеризует один цикл колебательного процесса. В этой матрице девять столбцов, в которые компьютерная программа заносит:

k – номер цикла колебательного процесса (номер строки);

t_k – время наступления последовательных максимумов;

U_k – величина последовательных максимумов;

D_k – величина последовательных минимумов;

a_k – текущие значения средней величины;

Q_k – текущее значение амплитуды;

γ_k – текущие значения инкремента;

ω_k – текущие значения частоты;

φ_k – текущие значения фазы.

В результате кропотливых расчетов мы получаем числовую матрицу, в которой одна строка соответствует одному циклу колебательного процесса. Для всплеска хоров, показанного на рис. 1б, в матрице 33172 строк. На одном периоде колебательного процесса примерно тридцать звездочек с двумя числовыми координатами мы заменяем на пять чисел в выражении (3). Поэтому достигнутая степень сжатия данных 12.

4. ПРИМЕРЫ КОРНЕЙ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХОРОВ

За сравнительно короткое время реализации всплеска хоров происходит много процессов взаимодействия электромагнитных волн и энергичных частиц, отличающихся начальными условиями для электромагнитных волн и энергичных электронов. Учет этого обстоятельства при работе с данными наблюдений высокого разрешения

позволяет сделать важные выводы о характеристиках механизма возбуждения хоров.

Значительный интерес представляют фрагменты матрицы события (11) из нескольких последовательных строк, в которых величины инкремента, частоты и фазы практически не изменяются. Мы предполагаем, что для среднеквадратичных отклонений частоты $\delta\omega$ и инкремента $\delta\gamma$ выполнены условия $\delta\omega / \omega_B < 0.01$ и $\delta\gamma / \omega_B < 0.001$. Это означает, что начальные условия для выявленного фрагмента реализации отвечают линейному процессу, соответствующему одному собственному значению. Расчеты показали, что каждый такой фрагмент дает точку на плоскости $\omega / \omega_B, \gamma / \omega_B$, определяющую на рис. 4 комплексное собственное значение линейного характеристического уравнения. На рис. 5 приведен график, подтверждающий закономерность (2) для одного из найденных корней характеристического уравнения.

Более тщательно обработанные результаты о корнях характеристического уравнения приведены на рис. 6. Здесь показан динамический спектр всплеска хоров. Данные о корнях дополнены качественной информацией о соответствующих им амплитудах волнового поля на рис. 6в. Большой амплитуде соответствует кружок большего диаметра. Использование данных из матрицы (11) дает возможность легко выяснить, при каких амплитудах имеют место закономерности вида (2). Из анализа этих данных мы имеем возможность уточнить границы применимости линеаризованных уравнений. Данные наблюдений показали, что линейная теория имеет важное значение вплоть до амплитуд в 80% от максимальной. Еще две панели показывают распределение корней по частотам и инкрементам. Для каждого из корней была дополнительно проверена основная зависимость (2) путем построения графика аналогичного тому, который показан на рис. 5.

Отметим, что реконструкция одного корня характеристического уравнения основана на данных о нескольких циклах колебательного процесса общей длительностью порядка $5 \cdot 10^{-3}$ с. За это короткое время не происходит никаких изменений, связанных с движением космического аппарата и другими процессами переноса. Полная длительность всплеска хоров, показанного на рис. 1б, двадцать три секунды. В течение этого времени фоновое магнитное поле и распределение концентрации фоновой плазмы в области возбуждения хоров меняются незначительно. Белая линия на рис. 1б почти горизонтальная, и концентрация на рис. 9 между вертикальными линиями почти постоянная. Поэтому установленные корни характеристического уравнения

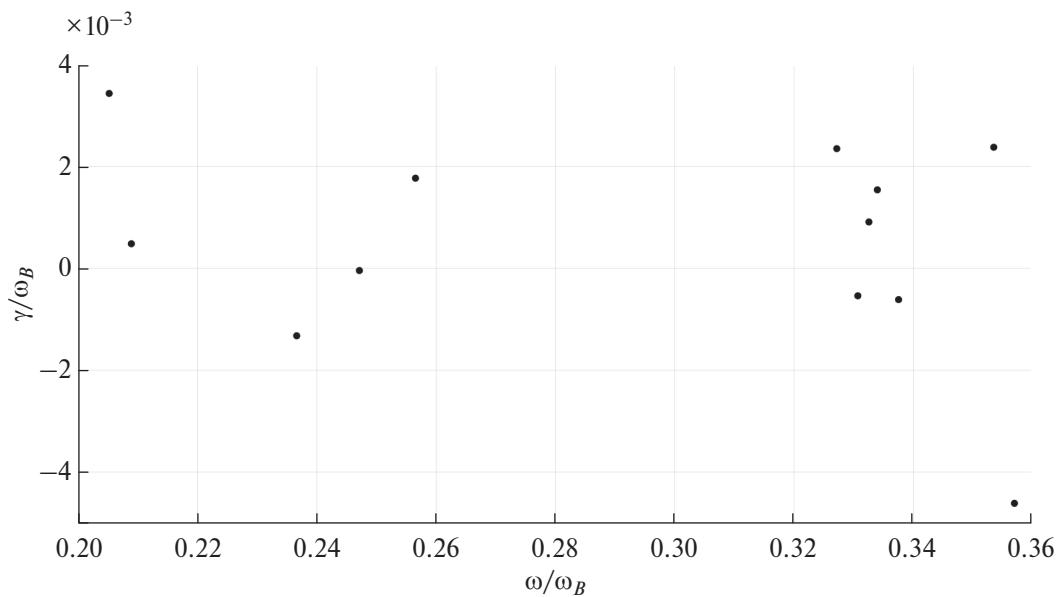


Рис. 4. Реконструированные корни характеристического уравнения, описывающего линейную стадию возбуждения хоров. При выборе этих 12 кластеров в матрице события использовалось сохранение в последовательных четырех и более строках величин γ , ω , ϕ с разбросом 10%.

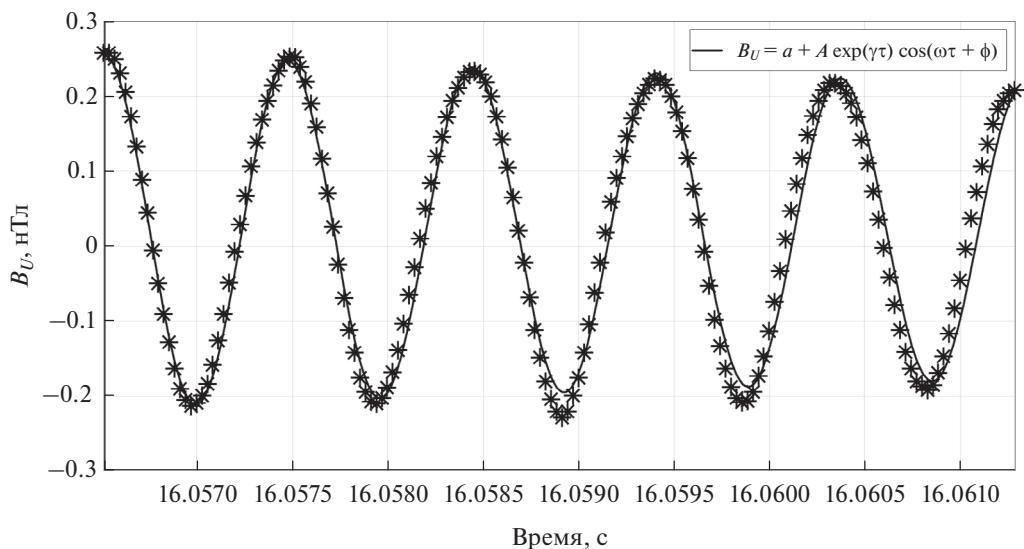


Рис. 5. Результат дополнительного проверки выполнения закономерности (2) для одного из найденных корней характеристического уравнения.

соответствуют практически постоянному геомагнитному полю и концентрации фоновой плазмы.

Рассмотрим подробнее реконструированный спектр собственных значений $\lambda = \gamma + i\omega$. При анализе всплеска хоров, показанного на рис. 1б, были установлены 12 корней характеристического уравнения, представленных на рис. 4 и рис. 6в. Прежде всего, надо отметить, что все инкременты имеют значительную величину $\gamma > 20 \text{ c}^{-1}$.

На гистограммах, показанных на рис. 6, представлены сведения о частоте появления разных значений частоты и инкремента. Представленные на гистограмме рис. 6г результаты указывают на наличие чисто мнимого и комплексно-сопряженных корней характеристического уравнения. На гистограмме, показанной на рис. 6а, имеются признаки наличия разнесенных частот в спектре. Ниже мы покажем, что эти результаты

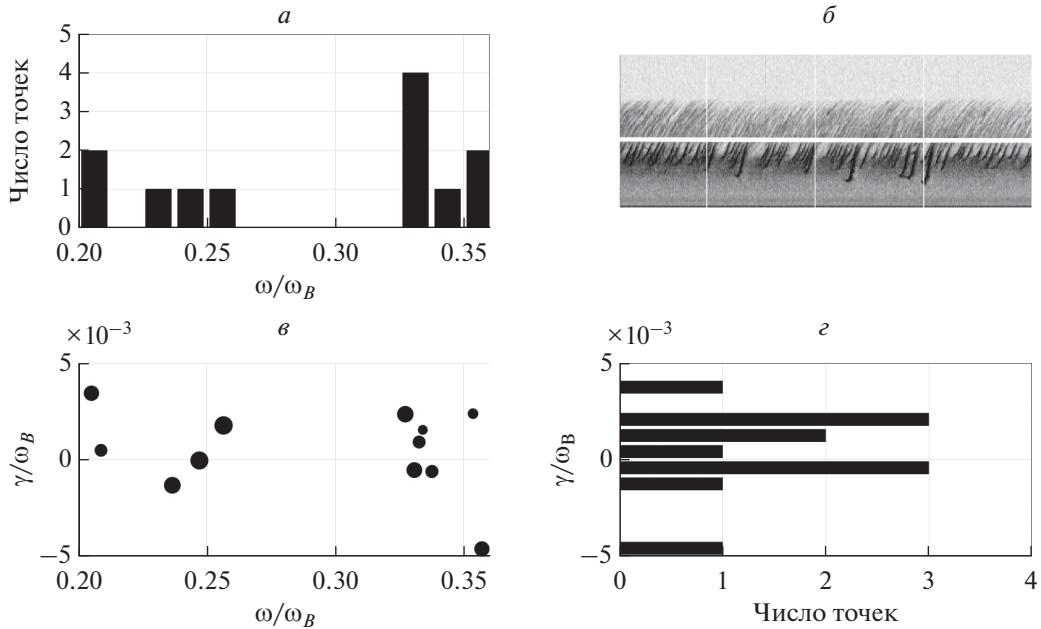


Рис. 6. Корни характеристического уравнения (c), динамический спектр сигнала (b), распределение корней (a, d).

хорошо соответствуют реализации *BPA*-механизма возбуждения хоров в волноводе уплотнения.

5. СРАВНЕНИЕ УСТАНОВЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ВЫВОДАМИ ТЕОРИИ *BPA*-МЕХАНИЗМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ХОРОВ

Хорошо известно (см., например, [Арцимович и Сагдеев, 1979]), что имеется два режима взаимодействия волн и частиц на резонансе Черенкова. В первом кинетическом режиме, когда $(\Delta v_z)^2 \gg (\gamma / k_z)^2$ при выводе формулы для инкремента γ сильно размытых пучков в приближении Ландау пренебрегается конечной шириной резонанса волна–частица и предполагается, что тепловой разброс пучка существенно больше ширины резонанса. Тогда для каждой неустойчивой волны на функции распределения пучка выделяется небольшая группа резонансных частиц, вклад которых в инкремент определяется наклоном функции распределения. Во втором квазигидродинамическом режиме, когда $(\Delta v_z)^2 \ll (\gamma / k_z)^2$ весь пучок как целое находится в резонансе с неустойчивой волной. Именно в этом случае возможно развитие сильного пучкового усиления подходящих шумовых импульсов.

Согласно полученным экспериментальным данным инкремент неустойчивости на линейной стадии процесса возбуждения хоров $\gamma > 20 \text{ c}^{-1}$. Нетрудно показать, что линейный инкремент часто обсуждаемой циклотронной неустойчивости в ки-

нетическом режиме, который отвечает наблюдаемым сравнительно гладким функциям распределения энергичных электронов, на частоте $\omega = \omega_B / 2$ всегда меньше, чем $\gamma \simeq 0.1\omega_B(n / n_p)(A - 2)$ при анизотропии функции распределения $A = \langle W_\perp \rangle / \langle W_\parallel \rangle$. Этот инкремент не достаточен для объяснения величины реального инкремента из-за малой величины отношения концентрации энергичных электронов n к концентрации фоновой плазмы n_p .

Полученные результаты о корнях характеристического уравнения можно объяснить количественно в рамках *BPA* (beam pulse amplifier) механизма. Подтвердим это утверждение в рамках небольшого обсуждения [Bespalov and Savina, 2021]. Начнем со случая возбуждения излучений в области однородной плазмы с магнитным полем вдоль оси z и базовыми параметрами среды как в области локального минимума магнитного поля вблизи вершины его силовой линии за пределами плазмосферы. Будем исходить из обычного дисперсионного уравнения электромагнитных волн свистового диапазона ω_w для процесса $\exp(-i\Omega t + ik_z z)$ с комплексной частотой $\Omega = \omega + i\gamma$

$$\omega_w(k_z, \theta) = \frac{\omega_B(k_z c / \omega_p)^2 |\cos \theta|}{(k_z c / \omega_p)^2 + \cos^2 \theta}, \quad (12)$$

где $\cos \theta = k_z / (k_z^2 + k_\perp^2)^{1/2}$, θ – угол между волновым вектором \mathbf{k} и магнитным полем, ω_p – электронная плазменная частота, c – скорость света в вакууме.

Кратко сформулируем выводы линейной теории возбуждения хоровых излучений посредством *BPA*-механизма, который более подробно изложен в работах [Bespalov and Savina, 2018, 2019]. Этот механизм возбуждения хоров реализуется при усилении коротких шумовых электромагнитных импульсов с дисперсионным уравнением (12) и имеет место при выполнении условия $u = V_{phz} \simeq V_{gz} \simeq u_G < c$, поясненного на рис. 7, в котором u — характерная продольная скорость взаимодействующих с волнами на резонансе Чerenкова активных энергичных электронов облака; V_{phz} и V_{gz} — продольные фазовые и групповые скорости волн, $u_G = c\omega_B / (2\omega_p)$ скорость Жандрина [Helliwell, 1995]. В волновом возмущении с $\theta \simeq 20^\circ$ имеется продольная (вдоль магнитного поля) компонента электрического поля E_z . Для частиц, не входящих в облако активных электронов, взаимодействие настолько кратковременное, что они не успевают обменяться энергией с электромагнитным импульсом. Поэтому при реализации *BPA*-механизма импульс взаимодействует с близким к моноскоростному облаком активных электронов с небольшим разбросом продольных скоростей $\Delta V_z \sim u^2 t_p / l \ll u$, где t_p — длительность импульса; l — длина области взаимодействия волн и частиц. Хоры формируются при падении на область взаимодействия коротких шумовых электромагнитных импульсов с подходящими свойствами даже при отсутствии анизотропии функции распределения из-за взаимо-

действия с моноскоростным облаком активных электронов. Характеристическое уравнение, определяющее темп усиления короткого электромагнитного импульса, можно записать в виде [Bespalov and Savina, 2018]:

$$(\Omega - \omega_w(k_z, \theta))(\Omega - |k_z|u)^2 = \frac{n_b \omega_B^3}{32 n_p} \sin^2 \theta |\cos \theta|^3, \quad (13)$$

где знак модуль учитывает возможность возбуждения хоров в двух направлениях. Характеристическое уравнение (13) представляет собой полином третьей степени по частоте Ω , у которого есть один действительный и два комплексно сопряженных корня. Выше по данным наблюдений мы отмечали похожие свойства корней характеристического уравнения. Инкремент роста спектральных компонент волнового поля для характеристического уравнения (13) показан на рис. 8. С точностью до коэффициента порядка единицы максимальный инкремент γ определяется выражением

$$\gamma_{BPA} \simeq \left(\frac{n}{n_p} \right)^{1/3} \omega_o, \quad (14)$$

где n_b и n_p — концентрации облака активных электронов и фоновой плазмы, ω_o — несущая частота. Важным результатом работы является вывод о том, что для установленных по данным наблюдений и теоретическим оценкам (14) для положительных инкрементов выполняется критерий реализации квазигидродинамического режима

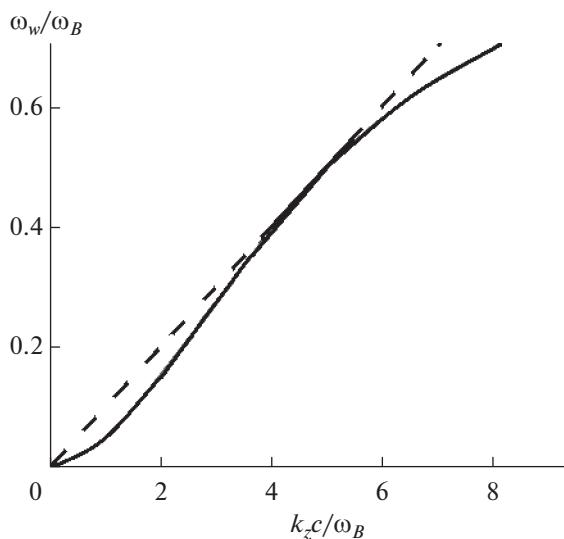


Рис. 7. Зависимость частоты ω_w от продольной компоненты волнового вектора k_z для свистовых волн с дисперсионным уравнением (12). Штриховая линия соответствует равенству продольной фазовой и групповой скоростей.

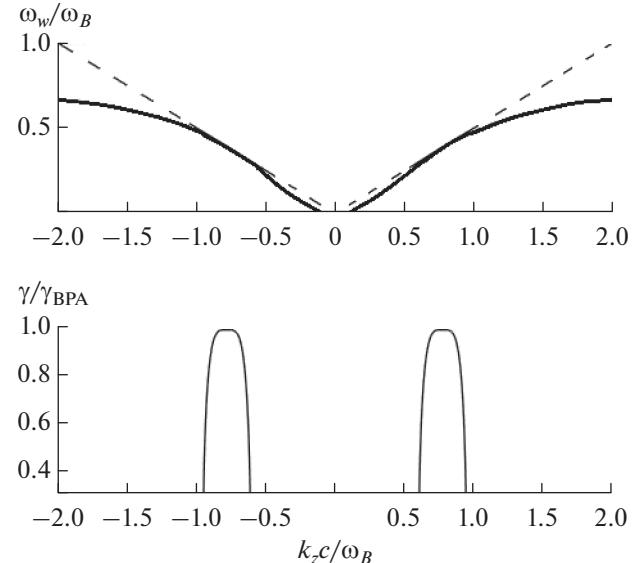


Рис. 8. Результат численного решения характеристического уравнения (13).

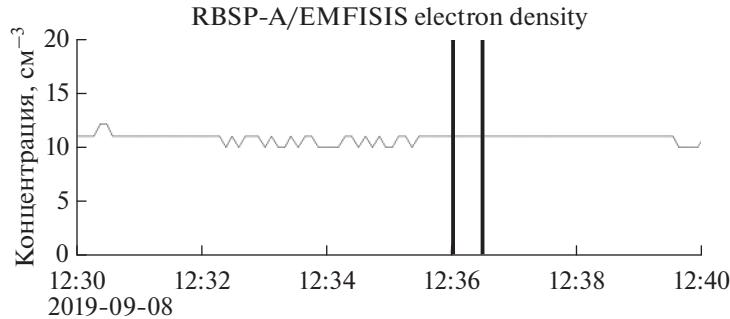


Рис. 9. Концентрация фоновой плазмы вдоль траектории полета космического аппарата. Всплеск хоров, показанный на рис. 1б, наблюдался в промежутке, помеченном вертикальными линиями.

взаимодействия волн и частиц $(k_z \Delta V_z)^2 \ll \gamma^2$, который в данном случае эквивалентен условию

$$\frac{l_w}{l} < \frac{|\psi|}{\omega}, \quad (15)$$

где $l = u_G t_p$ — пространственная длина волнового импульса, $l \simeq a$ — масштаб продольной неоднородности магнитного поля, $a = (3\sqrt{2}/2)r_E L$, r_E — радиус Земли, L — параметр магнитной оболочки.

Согласно морфологическим исследованиям существенным фактором возбуждения хоров является наличие вытянутых вдоль магнитного поля волноводов в космической плазме [Науе, 2011]. Волновод сжатия эффективен для электромагнитных возмущений с частотами $\omega < \omega_B / 2$, а волновод разрежения для электромагнитных возмущений с частотами $\omega > \omega_B / 2$ [Karpman and Kaufman, 1984]. Полученные в статье [Bespalov and Savina, 2019] результаты показывают, что реализация *BPA*-механизма в волноводе сжатия позволяет объяснить важные свойства хоров в нижней частотной полосе. В данном случае мы рассмотрели показанные на рис. 9 данные наблюдений о концентрации фоновой плазмы вдоль траектории полета космического аппарата. Нужно отметить, что концентрация была довольно высокая и есть признаки наличия волновода сжатия. В работе [Bespalov and Savina, 2019] показано, что в планарном волноводе сжатия угол между волновым вектором и магнитным полем θ° в градусах принимает дискретные значения

$$\theta^\circ = 360^\circ \frac{1}{k_z d} \left(N - \frac{1}{2} \right), \quad (16)$$

где N — номер спектральной моды (натуральное число), d — поперечный размер волновода. Падающий шумовой электромагнитный импульс может иметь в своем составе несколько актуальных угловых компонент. Полученные результаты

с различными N позволяют объяснить наличие разнесенных частот у установленных решений характеристического уравнения в соответствии с теорией, обобщающей известное для резонатора Фабри–Перо условие. Отметим, что признаки наличия разнесенных частот в спектре выше отмечались при обсуждении экспериментальных результатов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе сложность и многовариантность хоровых излучений мы использовали для получения новых данных о количественных характеристиках механизма их возбуждения, реализовав на примере хоров в нижней частотной полосе новый метод анализа квазигармонических сигналов, записанных с высокой частотой оцифровки.

- Разработан алгоритм эффективной оцифровки всплеска хоров, позволяющий “запаковать” данные об осциллограмме в прямоугольную матрицу события, в которой одна строка данных соответствует одному циклу колебательного процесса.

- При анализе матрицы события особое внимание уделено выбору кластеров последовательных строк, отвечающих фрагментам реализации с функциональной зависимостью, соответствующей отдельным собственным значениям характеристического уравнения.

- Полученные результаты указывают на наличие чисто мнимого и комплексно-сопряженных корней характеристического уравнения.

- Показано, что линейная теория имеет важное значение вплоть до амплитуд в 80% от максимальной.

- Подтвержден *BPA* механизм возбуждения хоров со спектральными формами преимущественно в нижней частотной полосе ниже половины электронной циклотронной частоты в волноводе уплотнения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны миссии Van Allen Probe за возможность использования данных прибора EMFISIS, размещенных на сайте: <https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268). Рисунки 2–8 получены путем численных расчетов в MatLab кодах. Работа ПАБ и ГМН над разделами 1, 4–6 выполнена по планам гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268), работа ОНС и ГМН над разделом 3 поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “Базис” (проект № 23-1-1-67-1). Работа ПАБ над разделом 2 выполнена по плану Государственного задания ИПФ РАН: FFUF-2023-0002.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают отсутствие конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арцимович Л.А., Садеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 313 с. 1979.
- Agapitov O., Blum L.W., Mozer F.S., Bonnell J.W., Wygant J. Chorus whistler wave source scales as determined from multipoint Van Allen Probe measurements // Geophys. Res. Lett. V. 44. N 6. P. 2634–2642. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017GL072701>
- Bell T.F., Inan U.S., Hague N., Pickett J.S. Source regions of banded chorus // Geophys. Res. Lett. V. 36. N 11. ID L11101. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009GL037629>
- Bespalov P., Savina O. An excitation mechanism for discrete chorus elements in the magnetosphere // Ann. Geophys. V. 36. N 5. P. 1201–1206. 2018. <https://doi.org/10.5194/angeo-36-1201>
- Bespalov P.A., Savina O.N. Excitation of chorus with small wave normal angles due to beam pulse amplifier (BPA) mechanism in density ducts // Ann. Geophys. V. 37. N 5. P. 819–824. 2019. <https://doi.org/10.5194/angeo-37-819-2019>
- Bespalov P.A., Savina O.N. Electromagnetic pulse amplification in a magnetized nearly stable plasma layer // Results Phys. V. 28. ID 104607. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2021.104607>
- Bespalov P.A., Savina O.N., Neshchekin G.M. Hausdorff dimension of electromagnetic chorus emissions in their excitation region according to Van Allen probe data // Results Phys. V. 35. ID 105295. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105295>
- Bortnik J., Thorne R.M., Meredith N.P. The unexpected origin of plasmaspheric hiss from discrete chorus emissions // Nature. V. 452. N 7183. P. 62–66. 2008. <https://doi.org/10.1038/nature06741>
- Chen H., Wang X., Chen L., Omura Y., Lu Q., Chen R., Xia Z., Gaoet X. Simulation of downward frequency chirping in the rising tone chorus element // Geophys. Res. Lett. V. 50. N 9. ID e2023GL103160. 2023. <https://doi.org/10.1029/2023GL103160>
- Fu X., Cowee M.M., Friedel R.H., Funsten H.O., Gary S.P., Hospodarsky G.B., Kletzing C., Kurth W., Larsen B.A., Liu K., MacDonald E.A., Min K., Reeves G.D., Skoug R.M., Winske D. Whistler anisotropy instabilities as the source of banded chorus: Van Allen Probes observations and Particle-in-Cell simulations // J. Geophys. Res. – Space. V. 119. N 10. P. 8288–8298. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA020364>
- Gao X., Lu Q., Bortnik J., Li W., Chen L., Wang S. Generation of multiband chorus by lower band cascade in the Earth’s magnetosphere // Geophys. Res. Lett. V. 43. N 6. P. 2343–2350. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016GRL068313>
- Haque N., Inan U.S., Bell T.F., Pickett J.S., Trotignon J.G., Facsko G. Cluster observations of whistler mode ducts and banded chorus // Geophys. Res. Lett. V. 38. N 18. ID L18107. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011GL049112>
- Helliwell R.A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford, CA: Stanford University Press, 349 p. 1965.
- Helliwell R.A. The role of the Gendrin mode of VLF propagation in the generation of magnetospheric emissions // Geophys. Res. Lett. V. 22. N 16. P. 2095–2098. 1995. <https://doi.org/10.1029/95GL02003>
- Karpman V.I., Kaufman R.N. Whistler wave propagation in magnetospheric ducts (in the equatorial region) // Planet. Space Sci. V. 32. N 12. P. 1505–1511. 1984. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(84\)90017-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(84)90017-5)
- Katoh Y., Omura Y. Electron hybrid code simulation of whistler mode chorus generation with real parameters in the Earth’s inner magnetosphere // Earth Planets Space. V. 6. N 1. ID 192. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0568-0>
- Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M., et al. The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP // Space Sci. Rev. V. 179. N 1–4. P. 127–181. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6>
- Kurita S., Katoh Y., Omura Y., Angelopoulos V., Cully C.M., Le Conte O., Misawa H. THEMIS observation of chorus elements without a gap at half the gyrofrequency. J. Geophys. Res. – Space. V. 117. N 11. ID A11223. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA018076>
- Meredith N.P., Cain M., Horne R.B., Thorne R.M., Summers D., Anderson R.R. Evidence for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies from a survey of geomagnetically disturbed periods // J. Geophys. Res. – Space. V. 108. N 6. ID 1248. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009764>

- Omura Y., Katoh Y., Summers D. Theory and simulation of the generation of whistler-mode chorus // J. Geophys. Res. — Space. V. 113. N 4. ID A04223. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007JA012622>
- Summers D., Thorne R.M., Xiao F. Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere // J. Geophys. Res. — Space. V. 103. N 9. P. 20487–20500. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA01740>
- Trakhitengerts V.Y. Magnetosphere cyclotron maser: Backward wave oscillator generation regime // J. Geophys. Res. — Space. V. 100. N 9. P. 17205–17210. 1995. <https://doi.org/10.1029/95JA00843>
- Zhou C., Li W., Thorne R.M., Bortnik J., Ma Q., An X., Zhang X.-J., Angelopoulos V., Ni B., Gu X., Fu S., Zhao Z. Excitation of dayside chorus waves due to magnetic field line compression in response to interplanetary shocks // J. Geophys. Res. — Space. V. 120. N 10. P. 8327–8338. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021530>

Using the Event Matrix for Chorus from the Lower Frequency Band to Determine Some Characteristics of Their Excitation Mechanism

P. A. Bespalov^{1, 2, *}, O. N. Savina^{2, **}, G. M. Neshchetkin^{2, ***}

¹Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

²National Research University Higher School of Economics (HSE University), Nizhny Novgorod, Russia

*e-mail: pbespalov@mail.ru

**e-mail: onsavina@mail.ru

***e-mail: gmheschetkin@edu.hse.ru

The work is devoted to studying the quantitative characteristics of the mechanism of excitation of VLF chorus emissions by means the analysis of high-resolution data from the Van Allen Probe spacecraft. A typical example of chorus with spectral forms in the lower frequency band (below half the electron cyclotron frequency) in the region of the local minimum of the magnetic field behind the plasmapause in the middle magnetosphere has been chosen. The results of wave field measurements in a high-resolution data channel are presented in the form of a rectangular event matrix, each row of which corresponds to one cycle of the wave process. In the event matrix, rows are selected that correspond to those implementation fragments that clearly characterize the natural source of short electromagnetic pulses origin. This made it possible to determine the complex eigen-values of the characteristic equation of the source at the linear stage of excitation of the chorus. The values of the roots of the characteristic equation, established by analyzing the observation data of chorus, correspond to implementation of the mechanism for exciting chorus by amplifying noise electromagnetic pulses in enhanced ducts.

Keywords: VLF choirs, observational data processing, interaction of waves and particles, middle magnetosphere.

УДК 52-17

РАСЧЕТ ЖЕСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ТРЕЙСИНГА НА ОСНОВЕ МЕТОДА БУНЕМАНА–БОРИСА

© 2024 г. П. А. Кручинин^{1,*}, В. В. Малахов^{1, **}, В. С. Голубков^{1, ***}, А. Г. Майоров^{1, ****}

¹Национальный исследовательский ядерный университет Московский инженерно-физический институт (НИЯУ МИФИ), Москва, Россия

*e-mail: kruchinin_01@inbox.ru

**e-mail: vvmalakhov@mephi.ru

***e-mail: vlad10433@mail.ru

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

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 12.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Работа включает в себя разработку метода определения жесткости геомагнитного обрезания, основанного на трассировке заряженных частиц в магнитном поле Земли по методу частица-в-ячейке, реализованного в схеме Бунемана–Бориса. Для тестирования метода были проведены расчеты жесткости геомагнитного обрезания в поле идеального диполя и в поле, заданном моделью IGRF. В первом случае полученные данные сопоставлялись с аналитическими значениями. Точность расчета в этом случае составила 3 МВ. Во втором случае была воспроизведена картина полути в различных географических точках, за различные периоды, а также исследована устойчивость метода к малым возмущениям начальных параметров. В качестве основных результатов в работе построены и проанализированы карты жесткости геомагнитного обрезания на высотах низкоорбитальных спутников для разных направлений в пространстве, а также их вариации с 1900 по 2015 года.

Ключевые слова: жесткость геомагнитного обрезания, полути в геомагнитного обрезания, трассировка частиц, метод Бунемана–Бориса.

DOI: 10.31857/S0016794024060032, EDN: QOQMPN

1. ВВЕДЕНИЕ

Расчет жесткости геомагнитного обрезания (ЖГО) на сегодняшний момент является важной как теоретической, так и практической задачей. Целями могут быть оценка радиационного фона вблизи Земли, расчеты отклика нейтронных мониторов [Koldobskiy et al., 2019; Mishev et al., 2020; Mishev and Poluiakov, 2021], моделирование механизма CRAND [Selesnick et al., 2007; Sarkar and Roy, 2022] и другие. Отдельной задачей является изучение вариаций ЖГО во время солнечных событий [Adriani, 2016; Птицына и др., 2021; Данилова и др., 2023], также важны и географические карты ЖГО в магнитоспокойное время и их долгопериодические вариации. Карты в большинстве случаев строятся лишь для вертикальной жесткости [Kress et al., 2015; Smart and Shea, 2019], тогда как для многих задач важна и более детальная картина. В настоящее время су-

ществует достаточно много методик, позволяющие решать важные практические задачи, связанные с траекторными расчетами в различных моделях магнитного поля (<https://www.geomagsphere.org>; <https://tools.izmiran.ru/>; <http://cosmos.hwr.arizona.edu/Util/rigidity.php>). Большинство использует метод Рунге–Кутта для решения уравнения движения частицы в магнитном поле, в то время как существуют и другие схемы для решения этой задачи [Голубков и Майоров, 2021]. Кроме того, сама форма реализации таких методик делает крайне трудоемкой задачу массовых расчетов ЖГО (построение подробных карт, их вариаций во времени). Поэтому в качестве среды для анализа мы выбрали разрабатываемую в данный момент среду для моделирования “жизни” заряженной частицы в околосземном пространстве [<https://spacephysics.mephi.ru/beta/GTsimulation/GTsimulation\8p0>].

pdf], призванной воспроизвести различные эффекты в этой области и промоделировать потоки заряженных частиц. Основой этой среды является алгоритм трейсинга заряженных частиц, основанный на методе частица—в—ячейке, реализованный в схеме Бунемана—Бориса [Boris, 1970; Boris, 1971]. Данный метод позволяет решать уравнения движения в магнитном поле с сохранением кинетической энергии при длительном движении в сложных магнитных полях и, в частности, в магнитном поле Земли, благодаря чему, метод оказывается точнее и устойчивее, чем метода Рунге—Кутта, и быстрее, чем другие схемы с сохранением энергии [Mao and Wirz, 2011; Qin et al., 2013].

Целью работы является, во-первых, тестирование алгоритма трейсинга и в целом разрабатываемой программной среды, воспроизведение известных эффектов, а во-вторых, восстановление более полной картины ЖГО, в частности получение карты для разных направлений в пространстве на высотах низкоорбитальных спутников.

В качестве тестов рассчитывались значения ЖГО в заранее заданном дипольном поле и сравнивались с соответствующими аналитически вычисленными значениями; проверялась стабильность метода при применении его в реалистичном магнитном поле Земли при небольшом варьировании начальных параметров прилета частиц (широты, долготы, высоты, зенитного и азимутального угла). Расчеты проводились для протонов в условиях магнитоспокойного времени для разных географических точек, высот и направлений, которые затем сопоставлялись с предыдущими аналогичными результатами.

2. МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для расчета ЖГО, для выбранной точки пространства и выбранного направления проводился обратный трейсинг заряженной частиц в магнитном поле до тех пор, пока не было выполнено одно из следующих условий остановок:

- частица достигла поверхности Земли (траектория альбедо);
- частица достигла расстояния, равного 30 радиусам Земли (галактическая траектория);
- время жизни частицы от начала трейсинга достигло 100 секунд, при этом ни одно из предыдущих условий не выполнено.

Первый и третий тип траектории соответствуют частице с жесткостью ниже пороговой и с точки зрения теории Штёрмера [Stoérmer, 1955] такие траектории попадают в запрещенную область.

Ко второму типу относится частица с жесткостью выше пороговой, что соответствует разрешенной области.

Для проверки метода использовалась модель идеального дипольного поля и модель главного поля IGRF-13 [Alken et al., 2021]. ЖГО определялась подбором жесткости трассируемой частицы в области теоретически рассчитанного значения методом последовательных приближений до точности 0.1 МВ для дипольного поля и шагом 2 МВ для модели главного поля IGRF. Значения шага подобраны исходя из наиболее оптимального соотношения скорости работы алгоритма и точности результата.

3. ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА

3.1. Дипольное поле

На данном этапе задавалось поле идеального диполя с магнитным моментом равным магнитному моменту Земли в 2000 году. Для определения ЖГО использовался метод последовательных приближений. Он заключается в следующем: начальные жесткости выбираются исходя из рассчитанной по формуле Штермера [D.F. Smart and M.A. Shea., 2005], одна (R_1) ниже и одна (R_2) выше нее на некоторое значение ΔR_0 , выбранные таким образом, что верхнее значение соответствует за-ведомо разрешенной траектории, а нижнее — за-прещенной. Для этих жесткостей рассчитывается среднеарифметическое значение R_o . Далее проводится бэктрейсинг с соответствующей жесткостью и определяется тип траектории. Если жесткость попадает в разрешенную область, т.е. частица покидает пределы магнитосферы, то максимальному значению жесткости присваивается текущее значение, а разница между ними устанавливается $\Delta R_1 = R_o - R_1$. Если запрещен-ной, то минимальной жесткости присваивается текущее значение, в этом случае $\Delta R_1 = R_2 - R_o$. Считается среднее между новыми значениями. Процедура повторяется до тех пор, пока ΔR_1 не станет меньше 0.1 МВ.

В данном случае расчеты проводились для высоты 5 радиусов Земли и диапазона широт $\lambda = [0^\circ; 70^\circ]$ с шагом в 10° ; азимутальный угол ξ менялся в пределах $[0^\circ; 360^\circ]$ с шагом в 10° ; зенитный угол ε — в пределах $[0^\circ; 90^\circ]$ с шагом в 10° .

В результате были получены распределения относительных и абсолютных отклонений жесткости геомагнитного обрезания от теоретического значения по зенитному и азимутальному углам. На рис. 1 для примера представлено такое распределение для широты 30° . Видно, что распределение ошибок равномерное, без выделен-

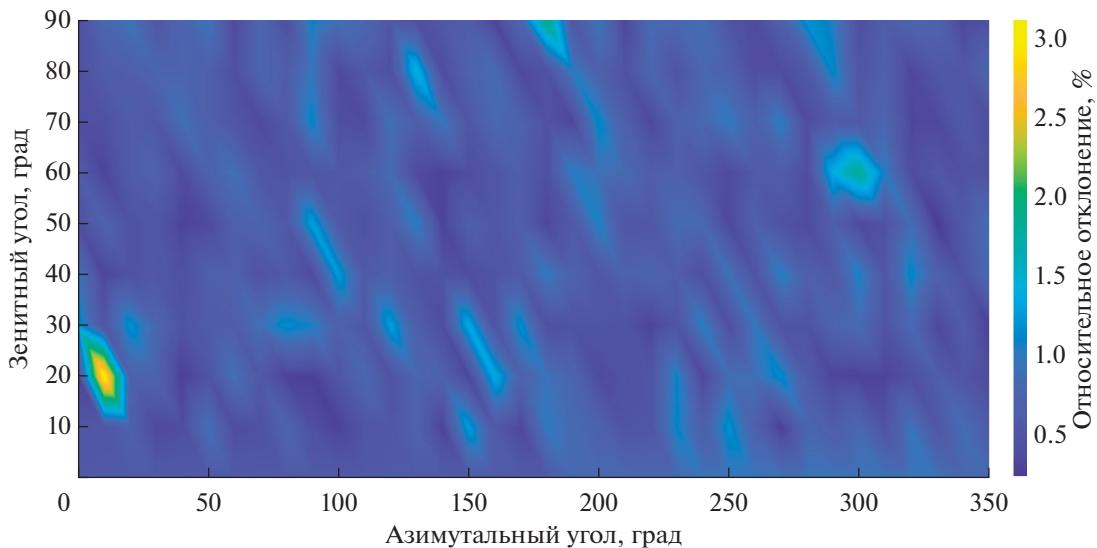


Рис. 1. Карта отклонений ЖГО смоделированной частицы относительно значения, полученного по формуле Штёрмера для геомагнитной широты $\lambda = 30^\circ$. Расстояние 5 радиусов Земли от центра диполя.

ных направлений, но в среднем не превышает 1.5%. С учетом этого в качестве единой характеристики точности ЖГО на конкретной широте было использовано средние отклонение по всем направлениям. Они были вычислены для ряда широт в указанном диапазоне, график зависимости среднего относительного отклонения от широты приведен на рис. 2.

Сравнение с теоретическими расчетами показало хорошее совпадение в экваториальной области и в области средних широт, заметно ухудшаясь в полярных областях. В районе 70° относительная ошибка составила 28%, при этом отклонение по абсолютному значению для всех широт оказалось одинаковым и лежало в пределах 1–3 МВ.

3.2. Поле IGRF

Основной задачей тестирования в поле IGRF было воспроизведение характерной картины полутени (рис. 3), где нет четкой границы, а диапазоны разрешенных и запрещенных жесткостей чередуются. Для сопоставления были выбраны несколько точек, для которых ранее проводились расчеты Смартом и Ши [D.F. Smart and M.A. Shea., 1994; D.F. Smart and M.A. Shea., 2005; D.F. Smart and M.A. Shea., 2009].

Сравнение проводилось для различных географических точек (Palestine, Sioux Falls, Cape Girardeau, MT. Washington, Newark, Climax), высот и направлений прилета частиц. На рис. 3 представлена картина полутени геомагнитного обрезания. Черная область является запрещенной, а белая – разрешенной. По оси абсцисс отложены

азимутальные углы, каждому значению которого соответствует своя полутень. Азимутальные углы расположены так, чтобы направление прилета частицы менялось с запада на восток. Можно выделить несколько устойчивых зон: широкая запрещенная область, узкая запрещенная область у верхней границы полутени. Также выделяется область шума, где каждая тонкая линия запрещенных траекторий при варьировании начальных параметров не совпадают между собой. Для каждой точки наблюдается общее совпадение структуры расположения разрешенных и запрещенных зон, сдвинутой однако на 100–200 МВ между полученными данными и результатами Смарты и Ши.

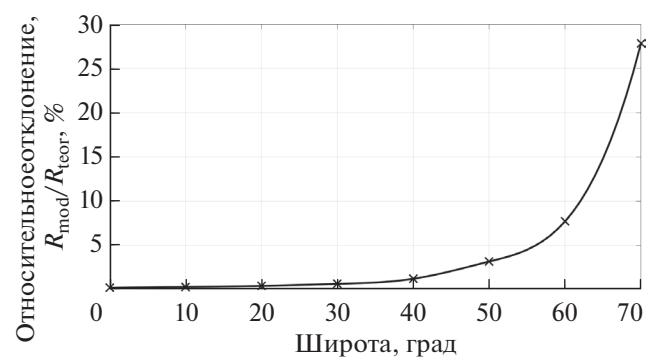


Рис. 2. Зависимость от широты относительной разницы между рассчитанным и теоретическим значениями ЖГО. Расстояние: 5 радиусов Земли от центра диполя.

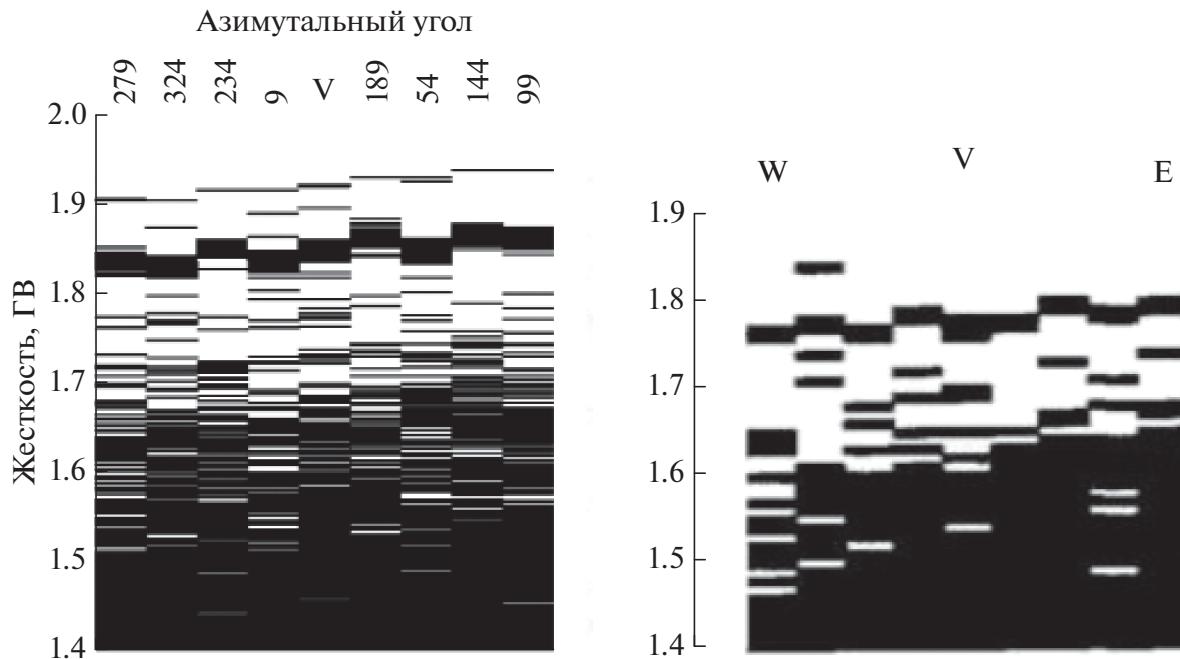


Рис. 3. Иллюстрация полутени геомагнитного обрезания. Sioux Falls. Модель IGRF-13 (слева). 1975 год. Высота 30 км. Зенитный угол прилета частицы 5° . Справа – результат Смарта и Ши [D.F. Smart and M.A. Shea, 2009]. Белым обозначены разрешенные области, черным – запрещенные.

3.3. Устойчивость полутени жесткости геомагнитного обрезания

Для дополнительной проверки полученного результата была исследована устойчивость картины полутени ЖГО при варьировании начальных параметров прилета частиц: зенитных и азимутальных углов, под которыми частица достигает заданной точки; географических координат; высоты (рис. 4).

Данные иллюстрации показывают, что варьирование параметров либо не влияет, либо приводит к плавному изменению основных особенностей полутени (кроме хаотично меняющихся запрещенных и разрешенных зон между верхней запрещенной широкой полосой и основной запрещенной областью снизу), что говорит об устойчивости метода.

4. КАРТА ЖЕСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ И ЕЕ ВАРИАЦИИ

Поскольку в поле IGRF не существует точной границы между запрещенной и разрешенной областью, то обычно используется некоторое условное значение, лежащее в пределах области полутени. Мы будем использовать в качестве ЖГО значение, вычисляемое по следующей

формуле [Тясто и др., 2015; <http://cosray.unibe.ch/~laurent/planetocosmics/doc/planetocosmics\sum.pdf>]:

$$R_c = R_{max} - n_{allowed} \cdot \Delta R, \quad (1)$$

где R_{max} – верхняя граница полутени; $n_{allowed}$ – число значений начальных жесткостей, при которых траектория попала в разрешенную область; ΔR – шаг по жесткости.

На рис. 5 показаны карты ЖГО для четырех зенитных углов (0° , 15° , 30°), при фиксированном азимутальном (равным 200°) на высоте 500 км на 5 июля 2006 года (азимутальный угол считается от направления на геомагнитный север). Из карт видно, что для геомагнитного экватора с увеличением зенитного угла картина становится все более ассиметричной вдоль геомагнитной долготы с ярко выраженным минимумом в области ЮОА и максимумом в противоположном полушарии. Кроме того, увеличивается и максимальное значение ЖГО с 16 до 20 ГВ.

На рис. 6 приведены карты ЖГО для той же высоты и того же времени, но с фиксированным зенитным углом (30°) и разными азимутальными углами от 0 до 350 с шагом 50° . Здесь видно, что при вращении вектора направления прилета по часовой стрелке максимум ЖГО смещается в за-

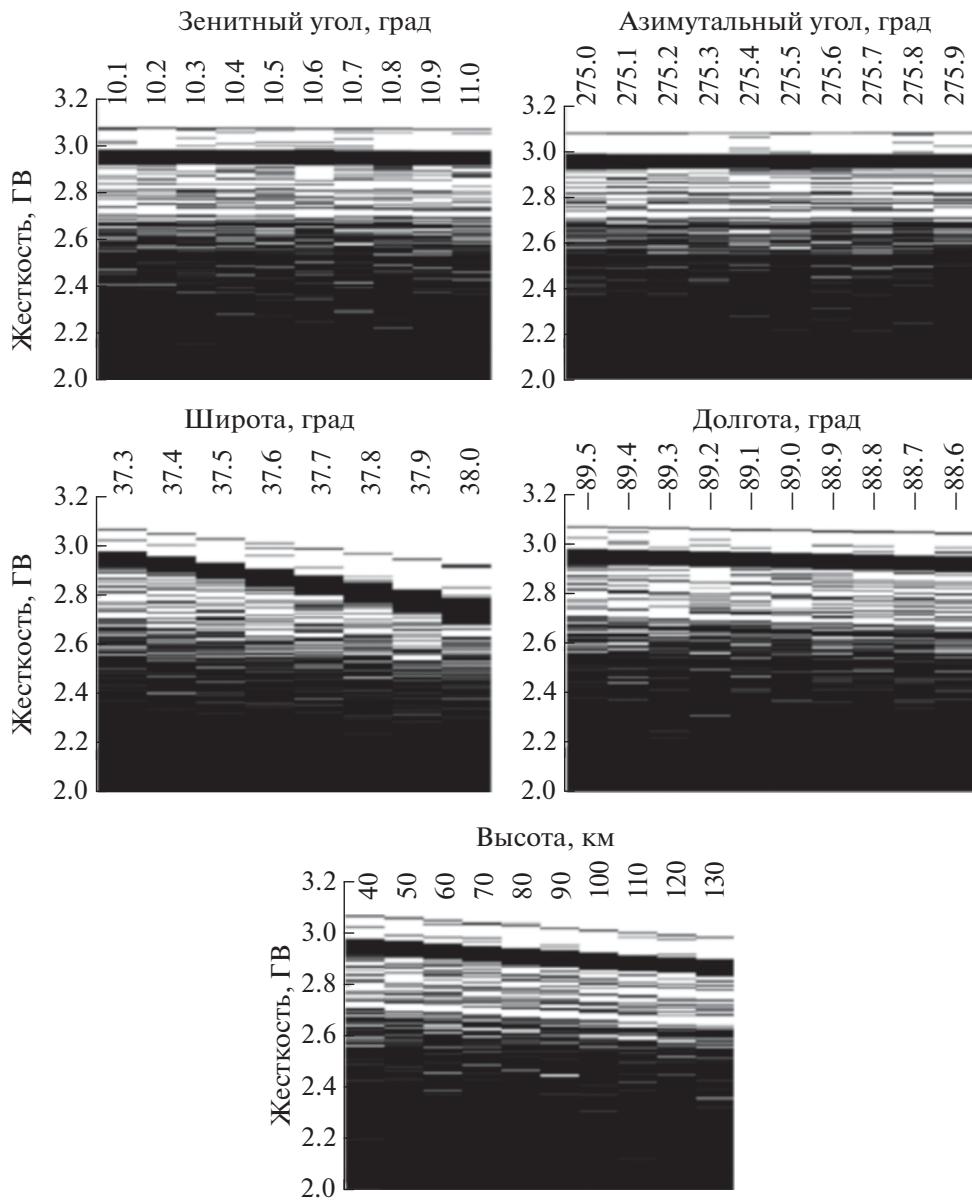


Рис. 4. Исследование устойчивости полутени геомагнитного обрезания от начальных параметров прилета частиц.

падном направлении и совершают один оборот вокруг Земли, что хорошо согласуется с эффектом восточно-западной асимметрии.

4.1. Временные вариации

Для восстановления вековых вариаций было построено 7 карт вертикальной ЖГО с 1903 по 2023 года с шагом в 20 лет на высоте 500 км. Для описания магнитного поля в каждом из временных отрезков также использовалась модель IGRF.

На рис. 7 карта относительных отклонений между значениями ЖГО в 1903 и 2023 годах. На рис. 7а можно видеть, что наибольшая величина вариаций приходится на область Южно-Атлантической магнитной аномалии. Отклонения в данном регионе составляют порядка 101% и по абсолютному значению – 3 ГВ. Это хорошо согласуется с другими результатами. Например, на рис. 7б показана зависимость ЖГО (кресты) в точке (-40° ; -50°), соответствующей центру и напряженности магнитного поля (квадраты) [Gelvam et al., 2009] от времени. Видно, что зависимости хорошо коррелируют.

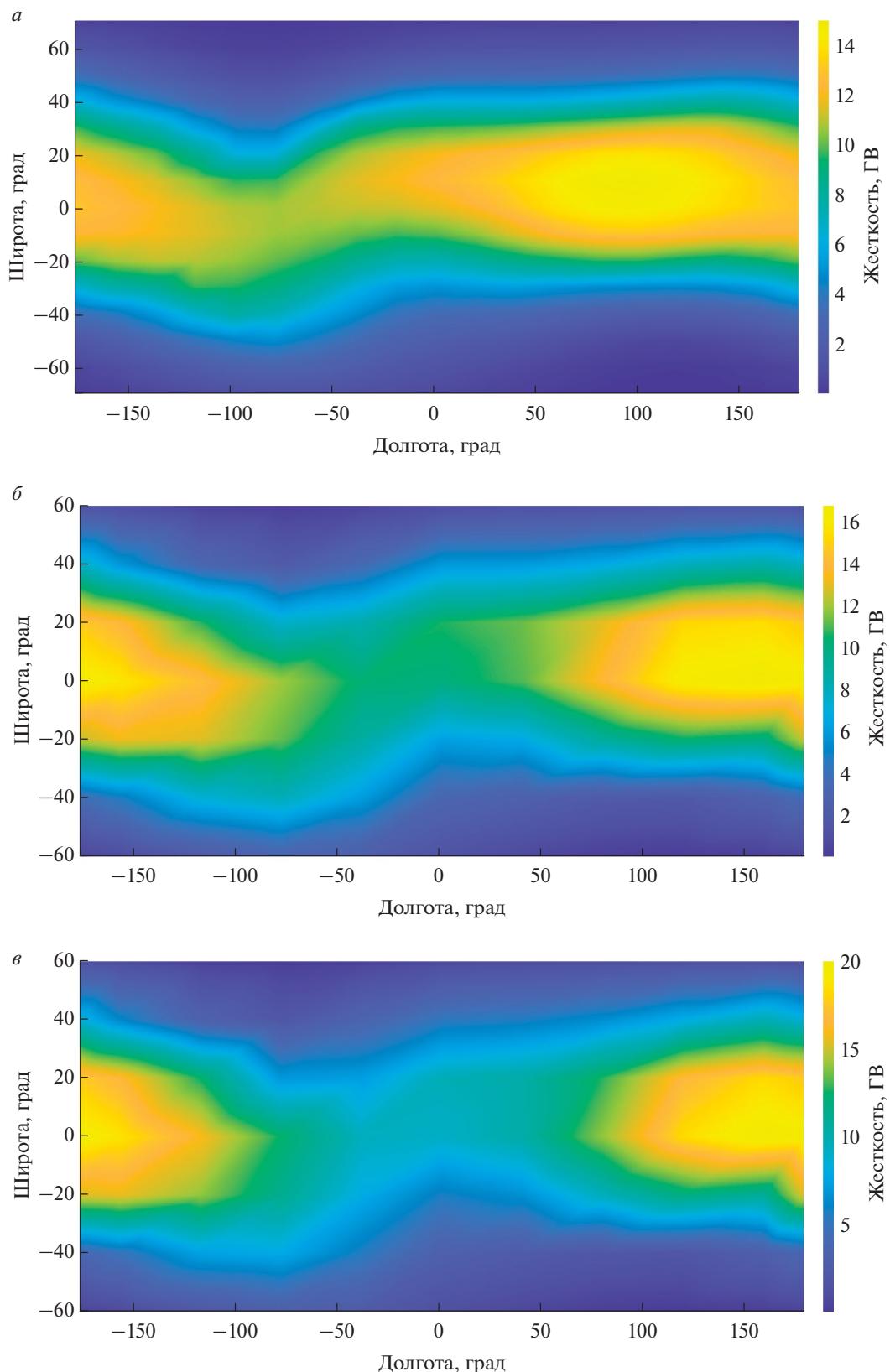


Рис. 5. Карта жесткости геомагнитного обрезания для: (a) вертикального направления прилета частиц; (б) зенитный угол 15°, азимутальный угол 200°; (в) зенитный угол 30°, азимутальный угол 200°. Модель IGRF-13. 2006 год. Высота 500 км.

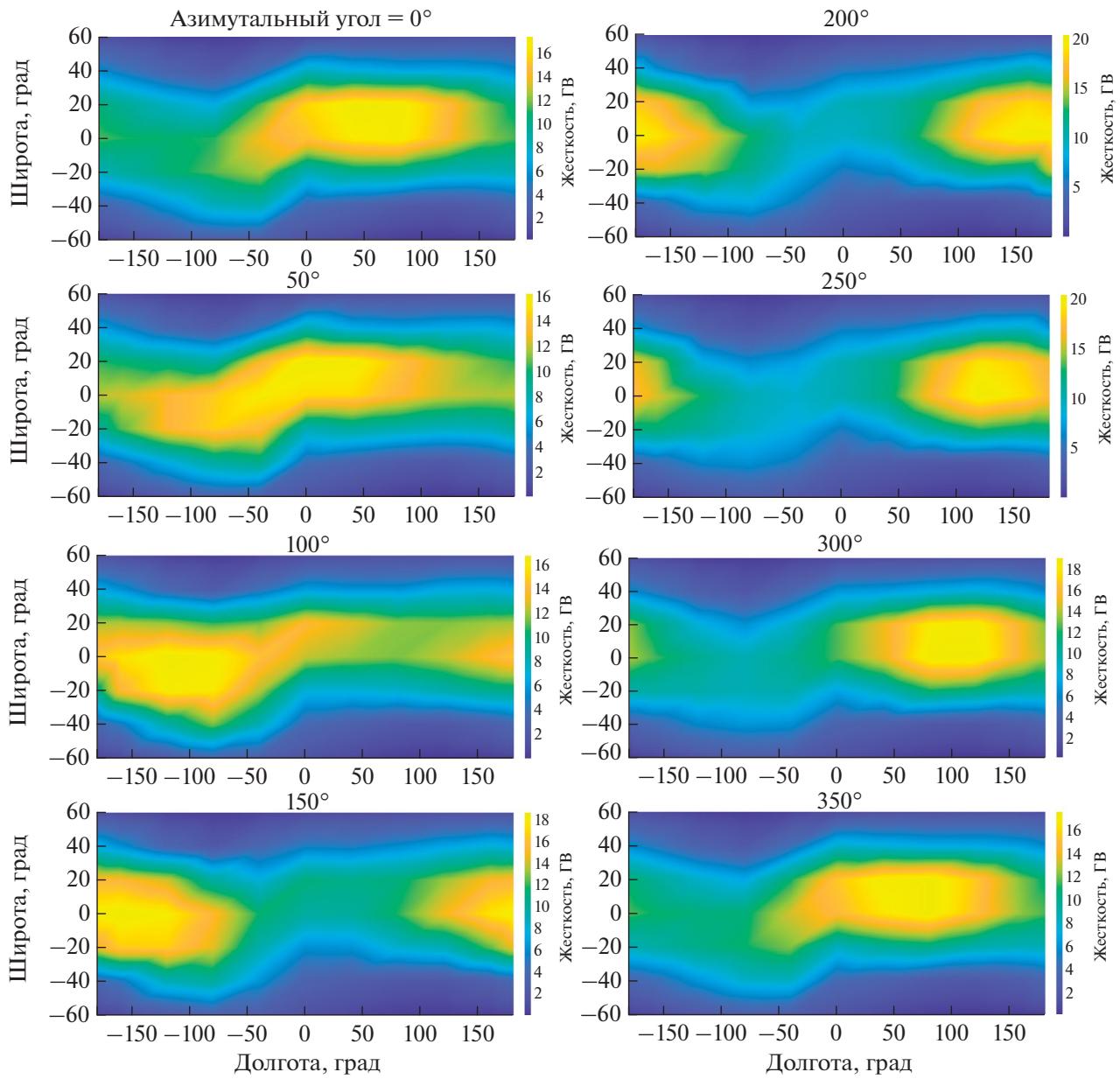


Рис. 6. Карты ЖГО для азимутальных углов от 0° до 350° с шагом 50° . Зенитный угол = 30° . 2006 год. Высота 500 км.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере задачи расчета ЖГО и построения карт ЖГО был протестирован метод трассировки заряженных частиц Бунемана–Бориса по схеме частица в ячейке в составе разрабатываемого инструментария для моделирования “жизни” заряженной частицы в околоземном пространстве. Было получено хорошее совпадение с аналитическими значениями для дипольного поля, точность при этом составил 3 МВ, что соответствует 1.5% в экваториальной области. Были воспроизведены основные особенности

ЖГО в “реальном” поле, заданном моделью IGRF. В частности, восстановлена характерная картина полути в нескольких географических точках, которая хорошо совпала по структуре с ранее полученными результатами. Данный метод трассировки по сравнению широко используемым методом Рунге–Кутта показал высокую точность, устойчивость и может использоваться в таких методиках как (<https://www.geomagsphere.org/index.php>; <http://cosmos.hwr.arizona.edu/Util/rigidity.php>) особенно при необходимости мас-совых расчетов.

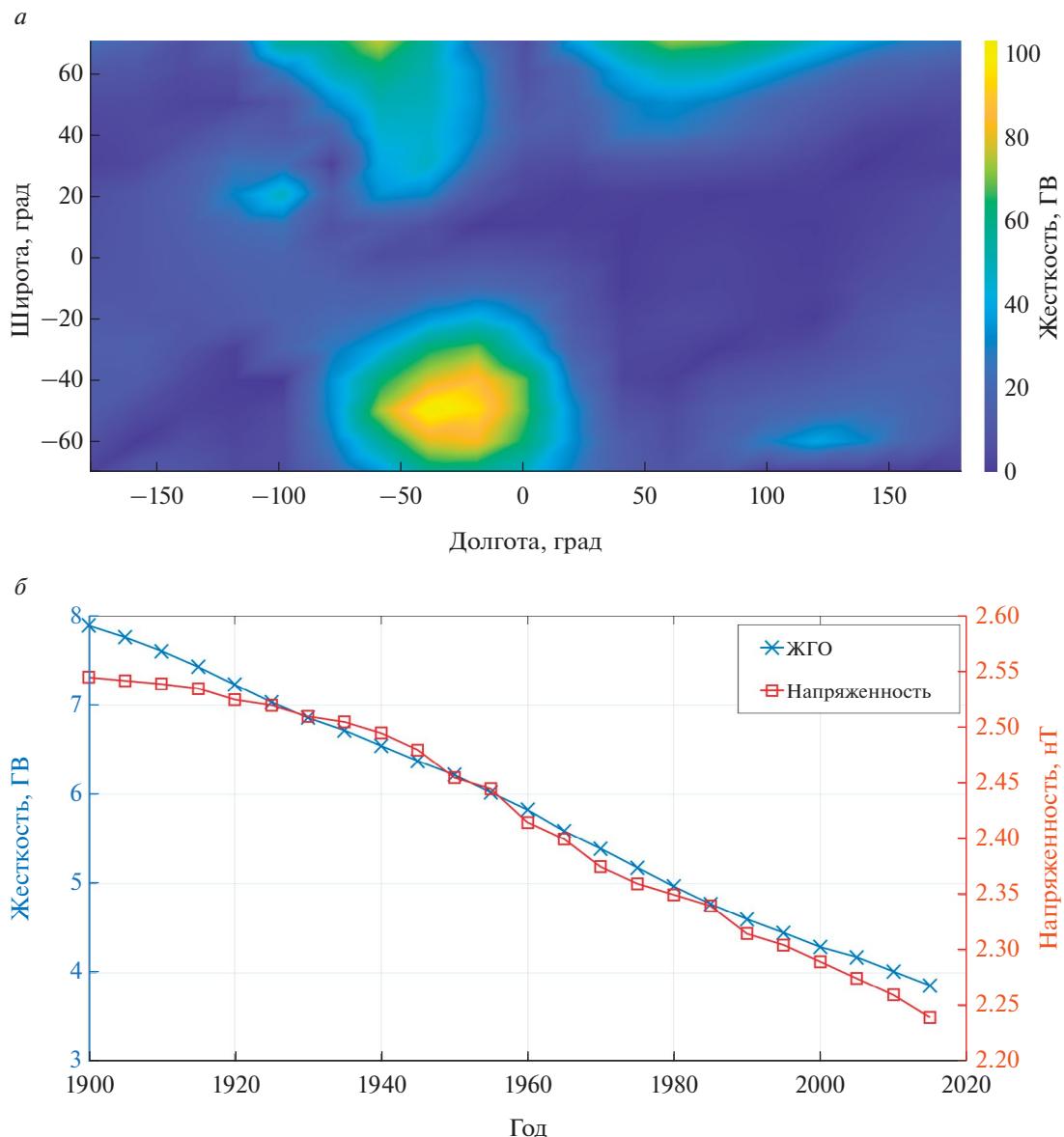


Рис. 7. (а) Карта относительных отклонений значений жесткости геомагнитного обрезания в 1903 и 2023 годах; (б) зависимость от времени жесткости геомагнитного обрезания (крестики) и напряженности магнитного поля (квадраты) [Gelvam et al., 2009] в области Южно-Атлантической магнитной аномалии (40° S; 50° W).

Кроме того, построены карты ЖГО и их вековые вариации в условиях спокойной магнитосфера в зависимости от разных направлений, в которых также были воспроизведены известные эффекты, что является дополнительной валидацией метода.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10161, (<https://rscf.ru/project/19-72-10161/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Голубков В.С., Майоров А.Г. Пакет программ для численных расчетов траектории частиц в магнитосфере Земли и его применение для обработки данных эксперимента PAMELA // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 85. № 4. С. 512–514. 2021.

– Данилова О.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И., Сдобнов В.Е. Изменения жесткостей обрезания космических лучей во время бури 8–11 марта 2012 г. в период CAWSES-II // Солнечно-земная физика. Т. 9. № 2. 2023. <https://doi.org/10.12737/szf-92202310>

- Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е. Динамика жесткости геомагнитного обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время разных фаз бури 20 ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 2. С. 160–171. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021010120>
- Тясто М.И., Данилова О.А., Птицына Н.Г., Сдобнов В.Е. Вариации жесткостей обрезания космических лучей во время сильной геомагнитной бури в ноябре 2004 г. // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 2. С. 97–105. 2015. <https://doi.org/10.12737/7890>
- Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. PAMELA's measurements of geomagnetic cutoff variations during the 14 December 2006 storm // Space Weather. V. 14. P. 210–220. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016SW001364>
- Alken P., Thébault E., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field – The Thirteen Generation // Earth, Planets and Space. V. 73:49. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Boris J.P. The acceleration calculation from a scalar potential // Technical report MATT-152, Princeton: Princeton Univ. 1970.
- Boris J.P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code // Proc. 4th Conf. on Numerical Simulation of Plasmas, Washington. P. 3. 1971.
- Gelvam A., Hartmann, Pacca I.G. Time evolution of the South Atlantic Magnetic Anomaly // Anais da Academia Brasileira de Ciências. V.81. №2. P. 243–255. 2009.
- Koldobskiy S.A., Bindi V., Corti C., Kovaltsov G.A., Usoskin I.G. Validation of the Neutron Monitor Yield Function Using Data From AMS-02 Experiment, 2011–2017 // J. Geophys. Res. Space Physics. 124. P. 2367–2379. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018JA026340>
- Kress B.T., Hudson M.K., Selesnick R.S., Mertens C.J., Engel M. Modeling geomagnetic cutoffs for space weather applications // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 120. 5694–5702. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020899>
- Mao H. and Wirz R.E. // Comparison of Charged Particle Tracking Methods for Non-Uniform Magnetic Fields // 42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2011.
- Mishev A.L., Koldobskiy S.A., Kovaltsov G.A., Gil A., Usoskin I.G. Updated Neutron-Monitor Yield Function: Bridging Between In Situ and Ground-Based Cosmic Ray Measurements // J. Geophys. Res. Space Physics. 125. 2020. <https://doi.org/10.1029/2019JA027433>
- Mishev A., Poluijanov S. About the Altitude Profile of the Atmospheric Cut-Off of Cosmic Rays: New Revised Assessment // Solar Physics. V. 296:129. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01875-5>
- Qin R., Zhang S., Xiao J., Liu J., Sun Y., Tang W. // Why is Boris algorithm so good? // Physics of Plasmas. V. 20.8. P. 084503. 2013. <https://doi.org/10.1063/1.4818428>
- Sarkar R., Roy A. Monte Carlo simulation of CRAND protons trapped at low Earth orbits // Adv. Space Res. V. 69. P. 197–208. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.10.006>
- Selesnick R.S., Looper M.D., Mewaldt R.A. A theoretical model of the inner proton radiation belt // Space Weather. V. 5. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006SW000275>.
- Smart D.F., Shea M.A. Geomagnetic cutoffs: A review for space dosimetry applications // Adv. Space Res. V. 14. № 10. P. 787–796. 1994.
- Smart D.F., Shea M.A. A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft // Adv. Space Res. V. 36. P. 2012–2020. 2005.
- Smart D.F., Shea M.A. Fifty years of progress in geomagnetic cutoff rigidity determinations // Adv. Space Res. V. 44. P. 1107–1123. 2009.
- Smart D.F., Shea M.A. Vertical Geomagnetic Cutoff Rigidities for Epoch 2015 // Proceedings of science. 2019. // 36th International Cosmic Ray Conference. ICRC2019. July 24th August 1st. 2019.
- Stoermer F. The Polar Aurora. Clarendon Press Oxford. 1955

Calculation of Geomagnetic Cutoff Rigidity Using Tracing Based on the Buneman–Boris Method

P. A. Kruchinin^{1,*}, V. V. Malakhov^{1,**}, V. S. Golubkov^{1,***}, A. G. Mayorov^{1,****}

¹National Research Nuclear University Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia

*e-mail: kruchinin_01@inbox.ru

**e-mail: vvmalakhov@mephi.ru

***e-mail: vlad10433@mail.ru

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

The work includes the development of a method for determining the rigidity of geomagnetic cutoff based on tracing charged particles in the Earth's magnetic field using the particle-in-cell method, implemented in the Buneman–Boris scheme. To test the method, calculations of the geomagnetic cutoff rigidity were carried out in the field of an ideal dipole and in the field specified by the IGRF model. In the first case, the obtained data were compared with analytical values. The calculation accuracy in this case was 3 MV. In the

second case, the penumbra pattern was reproduced at different geographical points for different periods, and the stability of the method to small perturbations of the initial parameters was also investigated. As the main results of the work, maps of geomagnetic cutoff rigidity at the altitudes of low-orbit satellites for different directions in space, as well as their variations from 1900 to 2015, were constructed and analyzed.

Keywords: geomagnetic cutoff rigidity, geomagnetic cutoff penumbraparticle tracing, Buneman–Boris method.

УДК 533.951

ИНТЕНСИВНЫЕ СУББУРИ В ГЛАВНУЮ ФАЗУ МАГНИТНОЙ БУРИ 23–24 МАРТА 2023 г.

© 2024 г. Л. И. Гримова¹, *, Н. Г. Клейменова², **, С. В. Гримов¹, К. Х. Канониди¹,
В. Г. Петров¹, Л. М. Малышева²

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

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

*e-mail: gromova@izmiran.ru

**e-mail: ngk1935@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.02.2024 г.

После доработки 21.06.2024 г.

Принята к публикации 25.07.2024 г.

Рассмотрены планетарные особенности пространственно-временного распределения ионосферных электроджетов в начале и максимуме активности трех очень интенсивных суббурь (с индексом AL от -1200 до -1700 нГл) в главной фазе сильной магнитной бури 23–24 марта 2023 года. При анализе суббурь использовались карты планетарного распределения высоколатитудных ионосферных токов, построенные на основе одновременных магнитных измерений на 66-ти низкоорбитальных спутниках проекта AMPERE, а также наземные магнитограммы скандинавского профиля IMAGE и среднеширотных станций ИЗМИРАН, расположенных в той же долготной области. Установлено, что начало всех исследуемых суббурь на меридиане IMAGE, сопровождалось развитием ночного токового вихря с направлением вращения по часовой стрелке, что является индикатором усиления втекающих продольных токов. Наземные среднеширотные наблюдения на сети станций ИЗМИРАН подтвердили, что в ночном секторе центра токового клина суббури находился значительно восточнее меридиана IMAGE. Во время максимума интенсивности суббурь подобный, но более обширный токовый вихрь наблюдался в утреннем секторе, что, вероятно, является типичным для интенсивных суббурь.

Ключевые слова: магнитная буря, суббури, ионосферные и продольные токи.

DOI: 10.31857/S0016794024060041, **EDN:** QOOTXJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Главная фаза магнитной бури имеет принципиальное значение в изучении процессов передачи энергии в системе солнечный ветер – магнитосфера – ионосфера. Практически все магнитные бури на своей главной фазе сопровождаются интенсивными суббурями, например [Akasofu and Chapman, 1963], и чем сильнее буря, тем интенсивнее суббури [Feldstein et al., 1997], поскольку оба эти явления имеют общую причину – южную компоненту межпланетного магнитного поля (B_z ММП < 0).

Имеется огромное число отдельных работ и обзоров, посвященных исследованию различных аспектов развития суббурь, наблюдавшихся как

во время магнитных бурь, так и в их отсутствии. В ранних работах, например, [Kamide et al., 1982; Hsu and McPherron, 2000] авторы не находили различий между этими суббурями. В то же время, при сравнении распределения магнитного поля в хвосте магнитосферы во время суббурь, связанных и не связанных с магнитными бурами, в работе [Baumjohann et al., 1996] были найдены значительные различия, позволившие отнести их к разному типу суббурь.

Позднее в работе [Hoffman et al., 2010] было проведено исследование особенностей сопровождающего суббури видимого аврорального свечения на спутнике “Polar” во время 16 умеренных и сильных магнитных бурь, в сравнении с подобным свечением во время изолированных суббурь,

не связанных с магнитными бурями. Были установлены их существенные различия, проявляющиеся, прежде всего, в том, что суббури во время бурь не сопровождались развитием авроральной выпуклости (*bulge*) и развитием двойного овала, т. е. бифуркацией сияний (по терминологии [Gjerloev et al., 2008]).

Однако другими исследователями этот вывод не подтвердился. Так, например, Корнилова и Корнилов [2009] по данным анализа наземных телевизионных наблюдений полярных сияний в обс. Ловозеро во время главной фазы 10-ти магнитных бурь пришли к выводу, что “буревые” суббури могут сопровождаться развитием авроральной выпуклости как в виде скачкообразного перемещения авроральных дуг в сторону полюса, так и в виде ярких диффузных пятен сияний, быстро распространяющихся в разных направлениях. Характеристики сияний зависели от многих причин: параметров солнечного ветра и ММП, местного магнитного времени (MLT), источника, вызвавшего данную магнитную бурю, и др.

Таким образом, пока нет четкого понимания, существуют ли принципиальные различия суббури во время бурь и без них, и, если есть, то какие именно. Также явно недостаточно исследованы глобальные особенности пространственно-временной динамики развития суббури во время различных по типу и интенсивности магнитных бурь, даже на примерах анализа отдельных событий. Цель данной работы – исследование интенсивных магнитосферных суббури во время магнитной бури 23–24 марта 2023 года, одной из первых сильных бурь в 25-ом цикле солнечной активности.

2. МАГНИТНАЯ БУРЯ 23–24 МАРТА 2023 г.

Магнитная буря 23–24 марта 2023 года стала первой сильной (минимальное значение $SymH \sim -170$ нТл) бурей 25 цикла солнечной активности. Она произошла на четвертом году развития фазы роста солнечного цикла, который является вторым в эпохе пониженной солнечной активности [Ишков, 2023] и была обусловлена приходом к Земле возмущений от взаимодействия корональных выбросов масс, произошедших при возможных вспышечных событиях 20 марта 2023 г. (<https://www.izmiran.ru/services/saf/archive/>). Как показано в работе [Ишков, 2022], наиболее мощные (для данного цикла) вспышечные события внутри эпох обычно происходят на фазе спада цикла и в начальной стадии фазы минимума, более редко на фазе роста и на фазе максимума, поэтому появление такой сильной маг-

нитной бури на пороге максимума солнечного цикла привлекло всеобщее внимание.

Главная фаза магнитной бури началась около 10 UT 23 марта с появлением устойчивого отрицательного градиента $SymH$. Однако ее развитие было довольно медленным из-за неустойчивой и сильно варьирующейся около нуля B_z -компоненты ММП. И только в $\sim 17:30$ UT 23 марта с резким поворотом ММП к югу главная фаза начала развиваться активно.

Мы исследовали интервал активного развития главной фазы бури (с $\sim 17:40$ UT 23 марта, когда B_z ММП повернулась к югу, до 03 UT 24 марта), который характеризовался мало меняющейся скоростью (440–490 км/с) и слабым динамиче-

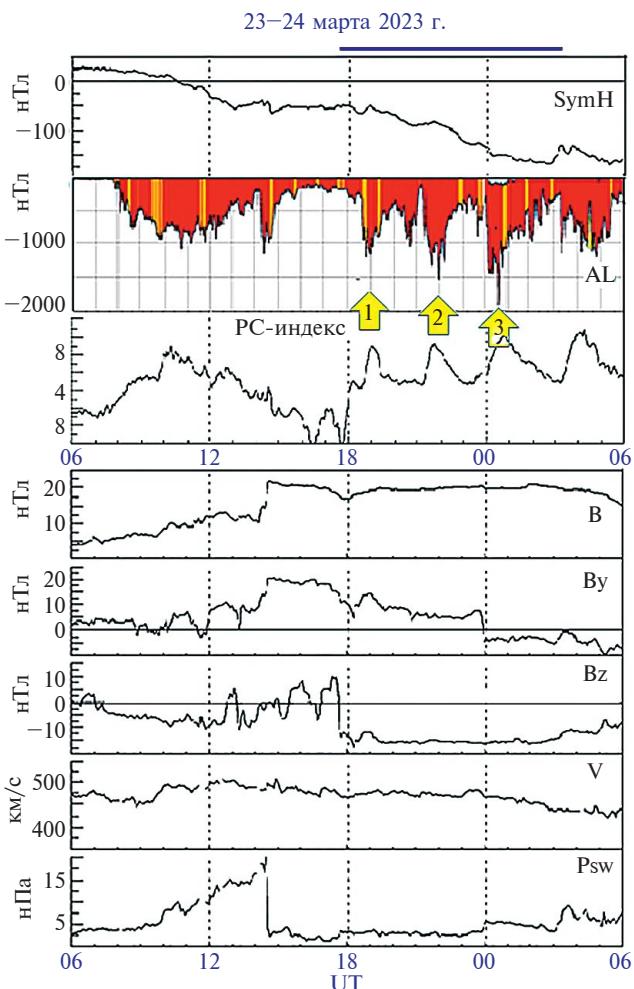


Рис. 1. Вариации индексов геомагнитной активности ($SymH$, AL , PC), компонент ММП (B , By , Bz) и параметров солнечного ветра (скорости V и динамического давления P_{sw}). Стрелки – рассматриваемые суббури. Горизонтальная черта – анализируемый интервал.

ским давлением (25 нПа) солнечного ветра; при этом величина B_z -компоненты ММП слабо изменялась в течение 9 ч, оставаясь в диапазоне от ~ -11 нТл до ~ -16 нТл (рис. 1).

Во время этого периода наблюдалось несколько интервалов возрастания суббуровой активности, выразившихся в последовательности интенсивных суббурь с AL -индексом, достигавшим -1200 , -1500 , -1700 нТл, синхронно с которым PC -индекс, как индикатор поступления в магнитосферу энергии солнечного ветра [Troshichev et al., 2014], значительно возрастал. На рис. 1 видно, что возрастание PC -индекса было одинаковым перед анализируемыми суббурями, что является результатом практически неизменной скорости солнечного ветра и величины B_z -компоненты ММП в рассматриваемый временной интервал, и только смена знака B_y -компонента от положительного к отрицательному и скачок плотности солнечного ветра в 00 UT 24 марта привели к тому, что третья суббура развивалась в несколько других условиях, чем первая и вторая.

Ниже будут рассмотрены особенности этих трех суббурь более детально.

3. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В качестве индикатора суббурь мы использовали графическое представление классического AL -индекса (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc>), а не часто используемый 1-мин SML -индекс, который рассчитывается по методике вычисления AL -индекса, но по всем станциям сети SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/indices/>) в полосе магнитных широт от 40 до 80° . Заметим, что данные SML -индекса становятся важными при исследовании больших магнитных бурь, когда экваториальная граница овала и положение западного электроджета смещаются ниже авроральных станций, используемых для вычисления AL -индекса.

К сожалению, к настоящему времени в сети SuperMAG для события 23–24 марта 2023 г. пока нет магнитных данных станций Тикси (ТИК) и Диксон (ДИК), очень важных для оценки геомагнитных возмущений в авроральной зоне в исследуемый интервал времени. Однако эти данные уже имеются в МЦД Киото, и вычисленный с их учетом AL -индекс может рассматриваться как наиболее надежный. Но на сайте МЦД Киото пока недоступны численные значения этого индекса.

Глобальное распределение суббурь анализировалось по картам ионосферных токов, представленных проектом AMPERE (*Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment*) на сайте (<http://ampere.jhuapl.edu/products>). Они

строются на базе одновременных магнитных измерений 66 низкоорбитальных (780 км) спутников. Карты AMPERE представлены в AAGCM-системе координат (MLAT, MLT) с шагом 1° по широте и осреднением данных по 10-минутному интервалу с 2-минутным сдвигом (<https://ampere.jhuapl.edu/info/>). Мы относим каждую карту к середине интервала осреднения.

Равномерное расположение спутников над поверхностью Земли дает картину планетарного распространения геомагнитной активности, чего мы не можем получить из наземных данных, так как станции расположены неравномерно из-за больших океанских просторов, и/или из-за отсутствия точек наблюдения (например, в Сибири). Равномерность покрытия спутниками данными поверхности Земли делает анализ карт AMPERE предпочтительнее, чем анализ карт SuperMAGa.

В исследовании также использовались наземные данные меридионального профиля сканирующей сети магнитометров проекта IMAGE (*International Monitor for Auroral Geomagnetic Effects*) (<https://space.fmi.fi/image/>), расположенных на широтах 57 – 78° MLAT примерно на одной долготе, $MLT = UT + 2.7$, и среднеширотных станций сети ИЗМИРАН (частично они доступны на сайте (<http://serv.izmiran.ru>), размещенных в том же долготном секторе, что и меридиональный профиль станций IMAGE. В настоящее время IMAGE – практически единственная доступная сеть магнитометров, среди которых можно выбрать цепочку станций, густо расположенных по широте вдоль одного меридиана, практически от полярной шапки до – с учетом данных сети ИЗМИРАН – низких широт. Станции, входящие в североамериканскую сеть магнитометров SuperMAG, расположены на разных широтах и долготах, и нет возможности выбрать подобную цепочку магнитометров, образующих достаточно длинный широтный профиль вдоль одного и того же меридиана.

Вариации параметров ММП и солнечного ветра, а также индекса буревой активности $SymH$ исследовались по 1-мин данным OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), PC -индекса – по данным сайта (<https://pcindex.org>).

4. ГЛОБАЛЬНАЯ ПРОСТАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА СУББУРЬ ВО ВРЕМЯ ГЛАВНОЙ ФАЗЫ МАГНИТНОЙ БУРИ

Особенности глобального развития суббурь во время главной фазы магнитной бури рассмотрим по AMPERE-картам распределения ионосферных токов в высоких широтах (выше 60° MLAT)

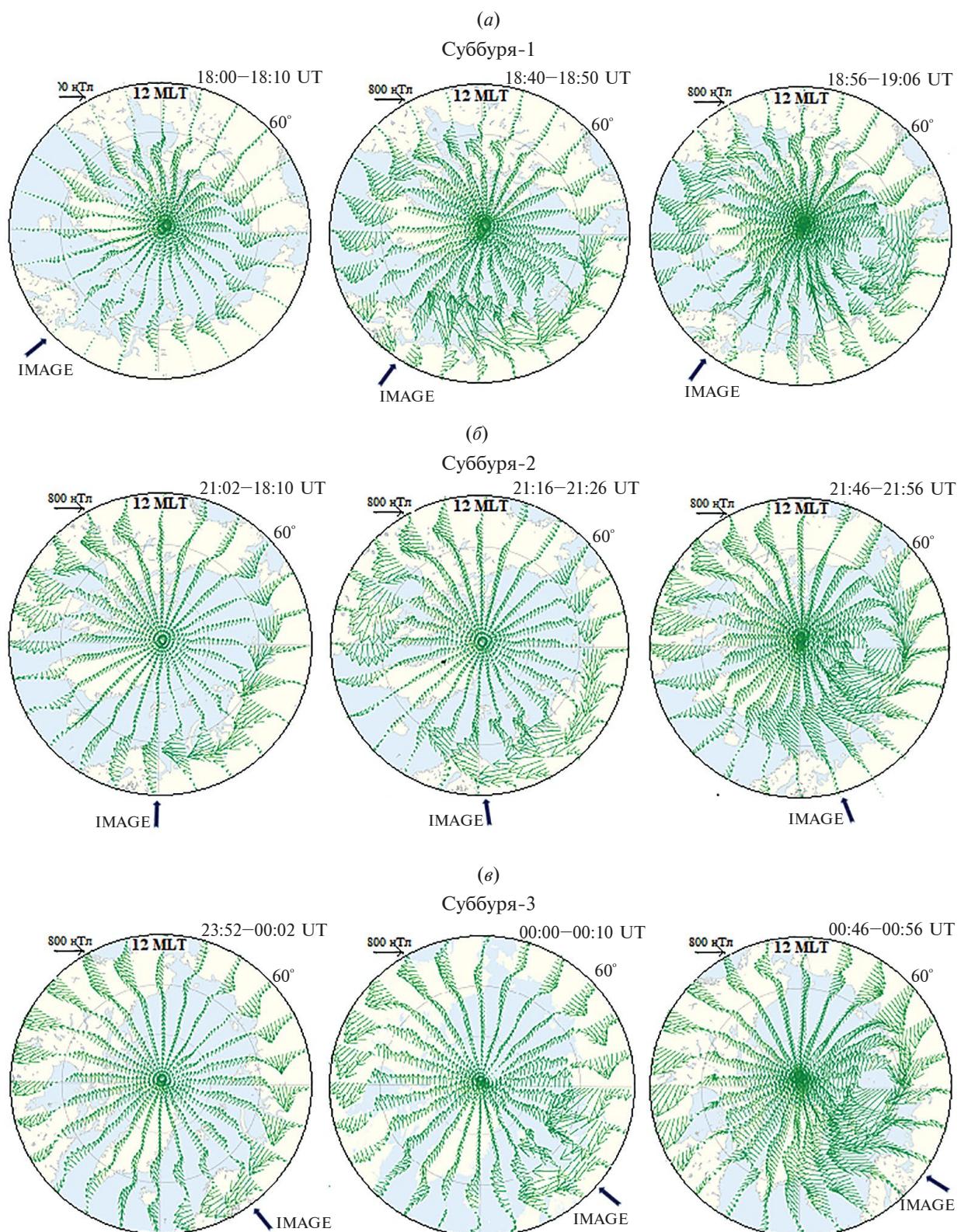


Рис. 2. Карты AMPERE положения электроджетов во время суббурь-1, 2 и 3 (а, б, в соответственно): левые карты – перед началом суббури, центральные – в момент её начала и правые – вблизи максимума активности. Стрелки – положение меридиана IMAGE.

Северного полушария Земли. На рис. 2 для каждой рассматриваемой суббури представлены карты положения ионосферных электроджетов перед началом суббури на момент начала (*onset*) суббури и вблизи ее максимума активности (по *AL*-индексу).

Суббури-1, начавшейся примерно через час после поворота B_z ММП к югу, предшествовал 3-х часовой интервал, в котором наблюдалась слабая геомагнитная активность, следовательно, эта суббурия представляла собой изолированную суббурию. Карта AMPERE 18:00–18:10 UT (рис. 2a, левая карта) показывает развитие спокойных конвективных токов перед началом суббури. В момент начала суббури (центральная карта, 18:40–18:50 UT на рис. 2a) наблюдалось формирование мощного токового вихря в авроральных широтах с вращением по часовой стрелке, усиление западного электроджета около полуночи и резкий сдвиг его к полюсу в вечернем секторе, а также значительное усиление восточного электроджета и его перемещение в более низкие широты. Карта 18:56–19:06 UT (рис. 2a, правая карта), построенная для момента максимума активности суббури, показывает ожидаемое смещение электроджетов к более низким широтам и увеличение их долготных размеров.

Неожиданным явилось формирование значительного токового вихря с вращением по часовой стрелке в утреннем секторе (~05–08 MLT) на широтах выше ~70° MLAT. Центр вихря располагается над Сибирью. В это время в вечернем секторе (~15–18 MLT) на более низких широтах, по сравнению с утренним вихрем, наблюдается менее интенсивный вихрь с противоположным направлением вращения.

Суббури-2 и -3, последовавшие за *суббурией-1*, наблюдались вблизи к максимуму активности главной фазы магнитной бури и характеризовались возрастающей интенсивностью.

Суббурия-2 начала развиваться сразу после резкого окончания небольшого магнитного возмущения, разделяющего *суббури-1* и -2, на фоне несколько увеличившейся во время главной фазы бури геомагнитной активности. Перед началом суббури (левая карта 21:02–21:12 UT на рис. 2b) ионосферные электроджеты были более интенсивны, чем перед *суббурией-1*, и сдвинуты к более низким широтам. Начало *суббури-2* (центральная карта 21:16–21:26 UT на рис. 2b) сопровождалось развитием токового вихря в раннем утреннем секторе, а не в околополуночном секторе, где в это время наблюдалась сложная суперпозиция двух вихрей с противоположным направлением вращения, но на более низких широтах, чем в случае

суббури-1. К моменту максимума активности суббури (правая карта 21:46–21:56 UT на рис. 2b) электроджеты еще более усилились, западный сдвинулся к полюсу, а восточный – к более низким широтам. Как и в *суббурие-1*, в утреннем секторе (05–08 MLT) наблюдалось формирование интенсивного токового вихря с направлением вращения по часовой стрелке, а в вечернем секторе – значительно более слабого вихря противоположного направления вращения, центр которого располагался на более низких широтах, чем в первой суббури.

Развитие *суббури-3* началось на еще более возмущенном фоне, чем *суббури-2*, при значении индекса *AL* ~-500 нТл. Ионосферные электроджеты перед началом *суббури-3* были более интенсивными, чем перед *суббурией-2*, и сдвинуты к более низким широтам (левая карта 23:52–00:02 UT на рис. 2c). Начало этой суббури, как и в предшествующих случаях, было связано с появлением в ночном секторе токового вихря с направлением вращения по часовой стрелке, но на более высоких приполюсных широтах (центральная карта 00:00–00:10 UT на рис. 2c). Заметим, что развитие этого вихря произошло после резкой смены знака B_y ММП с положительного на отрицательный и скачка динамического давления солнечного ветра. Известно, например, [Boudourides et al., 2003], что скачки давления солнечного ветра могут сдвигать полярный край аврорального овала в сторону полюса.

5. РАЗВИТИЕ СУББУРЬ НА МЕРИДИАНЕ IMAGE

В предыдущем разделе пространственно-временная динамика суббури рассматривалась в глобальном масштабе на основе карт, которые представляют мгновенное распределение ионосферных токов на широтах выше 60° MLAT северного полушария Земли. Временную динамику развития суббури в узком долготном секторе можно проанализировать по магнитограммам скандинавской цепочки IMAGE.

На рис. 3 представлены магнитограммы X - и Y -компонент геомагнитного поля станций меридионального профиля IMAGE в анализируемый интервал главной фазы магнитной бури.

Суббурия-1 (*AL* до ~-1200 нТл) на профиле IMAGE, который находился в это время в вечернем секторе, начинался на субавроральных широтах (~61° MLAT, OUJ) и быстро распространялся до полярных широт, достигнув максимума активности в 19 UT на широтах 71–74° MLAT. По резкому всплеску в Y -компоненте магнитного поля *суббурию-1* можно отнести к суббуриям WTS-ти-

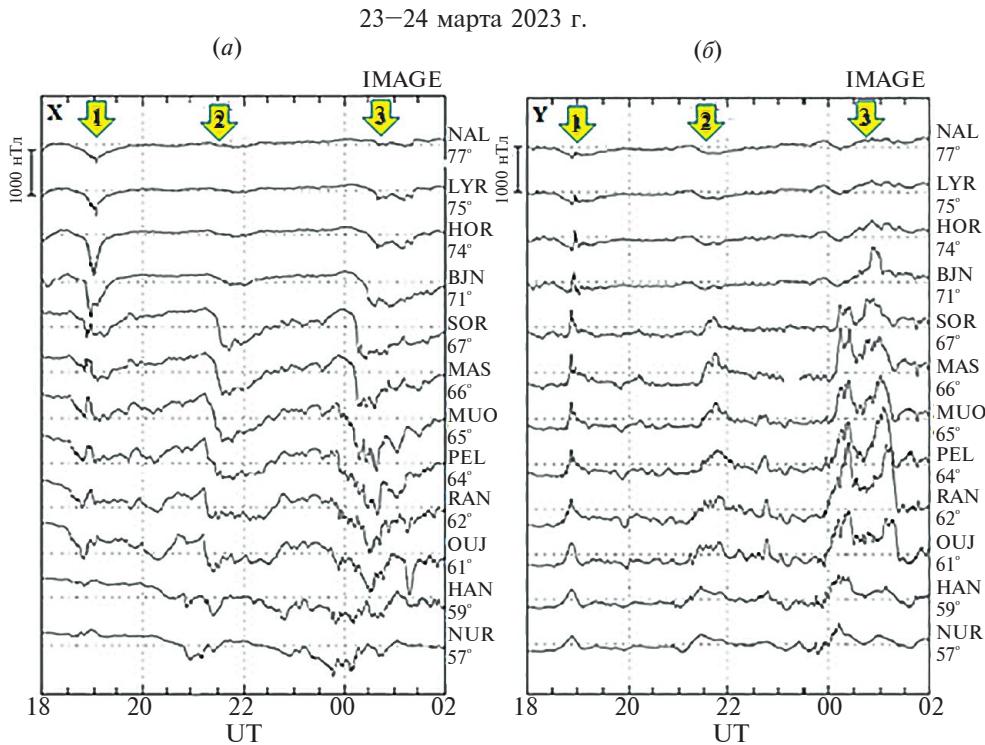


Рис. 3. Магнитограммы: (а) X - и (б) Y -компоненты поля некоторых станций цепочки IMAGE. Толстые стрелки схематически показывают максимумы активности рассматриваемых суббурь.

на (*Westward Traveling Surge*), которая характеризуется тем, что в области возрастания электронных высыпаний, где такой всплеск наблюдается, генерируется ионосферный ток, направленный по меридиану север-юг [Ebihara and Tanaka, 2015; Kisabeth and Rostoker, 1973; Tighe and Rostoker, 1981; Lazutin et al., 2001]. Его усиление и привело к тому, что *суббури-1* распространилась до широт 77–78° MLAT в вечернем секторе, а в ранне-вечернем она наблюдалась даже вблизи геомагнитного полюса на 85° MLAT, в обсерватории THL (магнитограмма здесь не приводится), куда распространяется полярная часть вихря, направленного по часовой стрелке, что видно на правой AMPERE-карте 18:56–19:06 UT на рис. 2а.

Суббури-2, более интенсивная, чем *суббури-1* (AL до -1500 нТл), с максимумом активности в ~21:30 UT наблюдалась на профиле IMAGE в оклополуночном секторе в субавроральных и авроральных широтах до ~ 71 ° MLT без резких всплесков в Y -компоненте магнитного поля. В силу своего расположения IMAGE “видит” только один вихрь, расположенный на широтах 61–67° MLAT от OUJ до SOR. Второй же вихрь, центр которого расположен выше 70° MLAT в послеполуночном секторе, остается значительно восточнее.

Суббури-3, самая интенсивная из рассматриваемых (AL менее -1700 нТл) с максимумом активности в ~00:50 UT наблюдалась на профиле IMAGE в послеполуночном – раннеутреннем секторе, так как, согласно картам на рис. 2б, в это время станции меридиана IMAGE были расположены около центра вихря. Как и *суббури-1*, она начиналась на авроральных широтах (на ~ 57 ° MLAT, вблизи NUR) и быстро достигла полярных широт. Ее интенсивность в максимуме суббури на станциях (PEL-SOR) была заметно выше, чем во время *суббури-1*.

Известно [например, McPherron et al., 1973, 2016; Керко et al., 2015], что характерной особенностью магнитосферной суббури является формирование токового клина суббури SCW (*Substorm Current Wedge*), который проявляется как развитие положительных магнитных бухт в средних и низких широтах. Токовый клин (SCW), представляется в виде 3х-мерной магнитосферно-ионосферной токовой системы с токами, втекающими в ионосферу утром и вытекающими из нее вечером вдоль силовых линий магнитного поля и замыкающимися в ионосфере западным и восточным электроджетами (подробно описание приводится, например, в работах [Керко et al., 2015; McPherron et al., 2016]. Внутри области SCW ком-

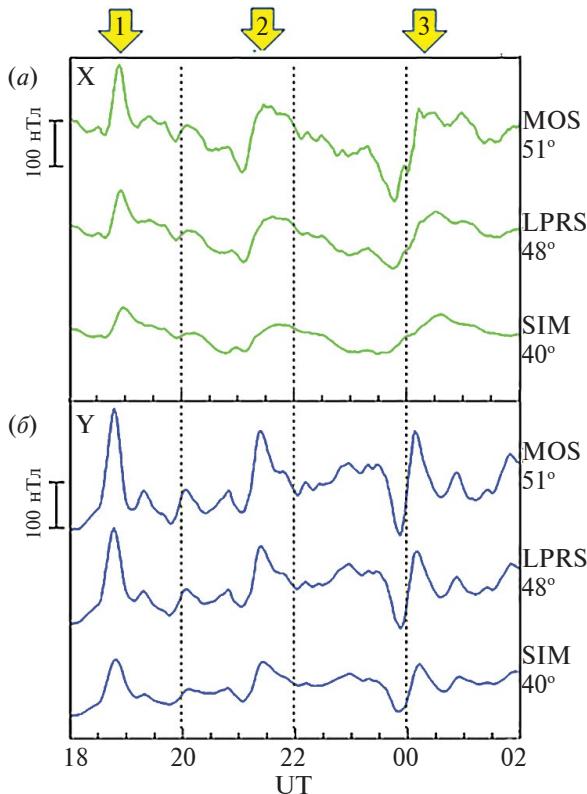


Рис. 4. Магнитограммы: (а) X - и (б) Y -компонент среднеширотных станций ИЗМИРАН.

понента магнитного поля X положительна и симметрична относительно центрального меридиана токового клина. В свою очередь, компонента Y асимметрична, положительна к западу от центрального меридиана и отрицательна к востоку от него.

При исследовании среднеширотных магнитных наблюдений во время обсуждаемых суббурь были использованы данные среднеширотных станций ИЗМИРАН, расположенных в том же долготном секторе, что и меридиональный профиль станций IMAGE. К настоящему времени сеть ИЗМИРАН, оснащенная однотипными магнитометрами, состоит из 7 станций на широтах от 34 до 60° MLAT. Для анализа выбранных суббурь использовались данные магнитометров 3-х станций: MOS (Москва, 51° MLAT, 111° MLONG), LPRS (Воронеж, 48° MLAT, 112° MLONG), SIM (Симеиз, Крым, 40° MLAT, 115° MLONG), магнитограммы которых показаны на рис. 4. Из рис. 4а видно, что каждая рассмотренная суббура сопровождалась положительными отклонениями в X -компоненте магнитного поля в средних широтах, наиболее ярко выраженным во время суббури-1, что свидетельствует о формировании токового клина суббури.

Положительные вариации Y -компоненты магнитного поля во время этих бухт позволяют сделать вывод, что центр токового клина находился восточнее меридиана IMAGE. Однако сложные изменения в развитии геомагнитной обстановки во время *суббури-3* отразились в резких скачках в Y -компоненте на среднеширотных станциях, по которым можно сделать вывод о быстром перемещении центра *суббури-3* вдоль широты, так как рассматриваемый меридиан находился вблизи центра мощного вихря.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше рассмотрены три интенсивные суббури в главную фазу сильной магнитной бури. Первая суббура развивалась при *SymH* около -50 нТл, вторая около -80 нТл и третья около -130 нТл, т. е. с увеличением интенсивности магнитной бури амплитуда суббури возрастала, как это видно на рис. 1. Первую из рассмотренных суббури можно отнести к “изолированным” суббуриям, поскольку перед ней, по меньшей мере, в течение 3-х ч, не было существенных геомагнитных возмущений. Последующие суббури начинались на восстановительной фазе предыдущих, и в предшествующее им время (левые карты AMPERE на рис. 2) западный и восточный электроджет регистрировались на значительно более низких широтах, чем перед первой суббурией.

Согласно работе [Hoffman et al., 2010] основное отличие “буревых” суббури от “изолированных” состоит в том, что “буревые” суббури не сопровождаются развитием WTS. Типичным индикатором WTS является появление положительных всплесков в Y -компоненте геомагнитного поля на ведущем крае выпуклости [Kisabeth and Rostoker, 1973; Tighe and Rostoker, 1981]. На рис. 3, где приведены магнитограммы некоторых станций профиля IMAGE, видно, что положительные всплески в Y -компоненте магнитного поля в высоких широтах наблюдались только во время *onset* первой суббури, следовательно, она в отличие от остальных суббури развивалась как “изолированная” суббурия.

Анализируя карты AMPERE мы установили, что начало (*onset*) всех трех суббури (средние графики на рис. 2) было связано с появлением вихря ионосферных токов, направленного по часовой стрелке, что является индикатором локального усиления втекающих продольных токов, это подтверждают и цветные карты распределения продольных токов на сайте AMPERE (в данной работе не приводятся). Во время первой и второй суббури такие вихри во время начала суббури на

меридиане IMAGE (левые карты на рис. 2) были зарегистрированы в околополуночном секторе.

Утренние вихри, наблюдавшиеся в максимумах активности (по *AL*-индексу) всех трех рассмотренных суббурь (правые карты AMPERE на рис. 2), сопровождались значительно более слабыми вихрями с противоположным направлением вращения векторов, наблюдавшимися в позднем послеполуденном секторе (примерно в 15–18 MLT). Похожая утренняя интенсификация крупномасштабных ионосферных токов вблизи максимумов активности очень интенсивных суббурь была обнаружена и авторами работы [Ohtani et al., 2018] во время четырех сильных магнитных бурь (22 октября 2001, 20 ноября 2003, 14–15 декабря 2006 и 17–18 марта 2015). Во время последнего события уже имелись данные регистрации проекта AMPERE.

Сравним полученные нами результаты с глобальным распределением ионосферных токов по картам AMPERE (рис. 5) во время суперсуббури (*AL*-индекс около –2500 нТл), наблюдавшейся вблизи максимума активности главной фазы сильной магнитной бури 17 марта 2015, обсуждаемой в приведенной выше работе [Ohtani et al., 2018]. Термин “суперсуббури” (*SSS*) был предло-

жен в работе [Tsurutani et al., 2015] для суббури с интенсивностью 2500 нТл и более. На рис. 5 показано полученное по картам AMPERE распределение эквивалентных ионосферных токов в максимуме активности суббури, зарегистрированной в бурю 17 марта 2015. Видно, что карты AMPERE на рис. 5 очень похожи на карты распределения ионосферных токов во время исследуемых нами суббурь в магнитную бурю 23 марта 2023 г. (правые карты на рис. 2).

Утреннее усиление западного электроджета и появление вихря с направлением вращения по часовой стрелке, т. е. интенсификацию втекающего продольного тока, можно увидеть также и в максимуме активности суперсуббури в другие сильные бури, ранее обсуждаемые в литературе, например, 7 сентября 2017 г. на рис. 5 в статье [Дэспирак и др., 2020]; 20 декабря 2015 г. на рис. 5 δ в статье [Despirak et al., 2022]; 28 мая 2011 г. на рис. 3 в статье [Дэспирак и др., 2022a]; 5 апреля 2010 г. на рис. 4 в статье [Дэспирак и др., 2022b] и на рис. 2 δ в статье [Gromova et al., 2022].

Таким образом, выявленные нами утренние пространственные особенности интенсивных суббурь во время сильных магнитных бурь, наблюдавшиеся как появление токовых вихрей и усиление западного электроджета в утреннем секторе, можно считать типичными для сильных магнитных бурь.

Согласно работе [Gjerloev and Hoffman, 2014] формирование и развитие крупномасштабной токовой системы в утреннем секторе во время максимума активности интенсивной суббури можно схематически представить как результат развития в магнитосфере так называемого двой-

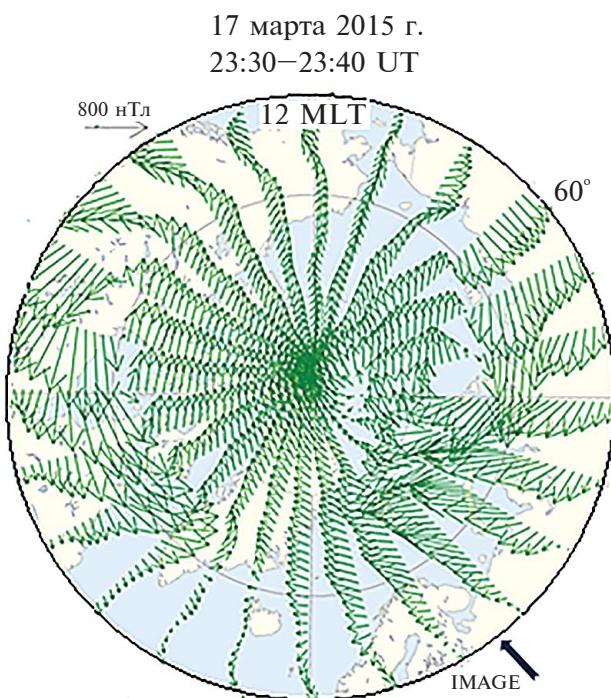


Рис. 5. Событие 17 марта 2015 г.: карта AMPERE положения электроджетов вблизи максимума активности суббури. Стрелки — положение меридиана IMAGE.

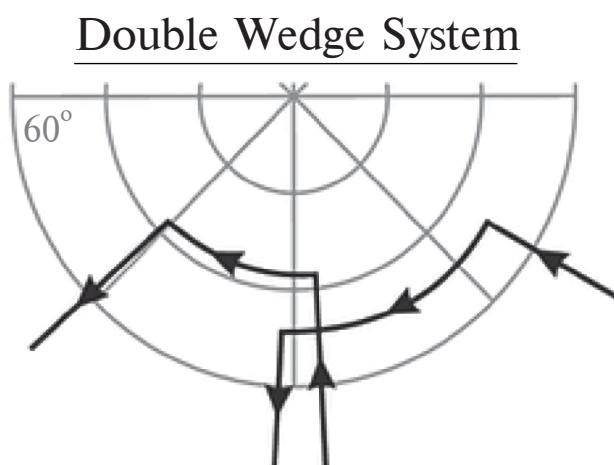


Рис. 6. Схема крупномасштабной суббуровой токовой системы: утренний двойной токовый клин суббури, из работы [Gjerloev and Hoffman, 2014].

ногого токового клина суббури (*double wedge system*), схема которого приведена на рис. 6. В результате суперпозиции продольных токов на восточном конце токового клина (т. е., утром) будут преобладать втекающие продольные токи, а на западном – вытекающие. В околополуночном секторе будет наблюдаться смешанная слоистая структура продольных токов. Подобная ситуация наблюдалась в начале суббури-2 (рис. 2б, центральная карта).

Возможные причины утреннего усиления западного электроджета и втекающего продольного тока в максимуме активности суббури, зарегистрированных в главную фазу очень больших магнитных бурь, детально обсуждались в работах [Ohtani et al., 2018; Ohtani and Motoba, 2023]. Авторы рассматривали различные причины, такие, как усиление конвекции за счет внешних источников, вторжение энергичных электронов за счет возрастания давления солнечного ветра, дрейф инжектированных в ночном секторе электронов на утреннюю сторону, но пока не смогли выделить наиболее вероятную.

7. ВЫВОДЫ

Рассмотрены планетарные особенности пространственно-временного распределения ионосферных электроджетов в начале (*onset*) и максимуме активности трех очень интенсивных суббури (с *AL* от -1200 нТл до -1700 нТл) в главной фазе сильной магнитной бури 23–24 марта 2023 года, выявленные на основе анализа планетарных магнитных измерений с помощью 66 одновременных низкоорбитальных (780 км) спутников проекта AMPERE.

Установлено, что начало (*onset*) всех суббури на меридиане IMAGE было связано с формированием токового вихря в авроральных широтах с направлением вращения по часовой стрелке, что является индикатором локальной интенсификации втекающих продольных токов. Анализ среднеширотных наблюдений на станциях сети ИЗМИРАН показал, что центр токового клина суббури в это время находился значительно восточнее меридиана IMAGE.

В первой, по существу, изолированной, суббури к западу от вихря, т.е. в вечернем секторе отмечалась быстрая экспансия западного электроджета к полюсу и развитие на его западном крае WTS, проявляющегося в наземных геомагнитных наблюдениях на высоколатитных станциях профиля IMAGE как короткий положительный всплеск в *Y*-компоненте поля.

Во время максимума активности анализируемых суббури было обнаружено развитие в утреннем секторе (05–08 MLT) крупномасштабного интенсивного токового вихря с направлением вращения по часовой стрелке, свидетельствующего об интенсификации втекающих продольных токов. Выявленный эффект подтвердился анализом пространственных особенностей ионосферного тока в максимуме активности нескольких обсуждаемых в литературе суперсуббури, наблюдавшихся в главную фазу сильных магнитных бурь. О подобном утреннем усилении втекающих продольных токов во время суббури в главную фазу четырех сильных магнитных бурь сообщалось также в работе [Ohtani et al., 2018]. Таким образом, выявленные нами утренние пространственные особенности очень интенсивных суббури во время сильных магнитных бурь, такие, как формирование токовых вихрей с направлением вращения по часовой стрелке (интенсификация втекающих продольных токов) и усиление западного электроджета в утреннем секторе и восточного в вечернем, можно считать типичными для очень интенсивных суббури.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей баз данных меридиональной сети IMAGE (<https://space.fmi.fi/image/>) и сети магнитометров ИЗМИРАН (<http://serv.izmiran.ru>), а также проекта AMPERE (<http://ampere.jhuapl.edu/products>) за возможность использования данных в проводимых исследованиях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования выполнены в рамках Государственных заданий институтов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Громов С.В., Малышева Л.М. Суперсуббури во время бурь 7–8 сентября 2017 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 308–317. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020030049>
- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Любич А.А., Сецко П.В., Громова Л.И., Вернер Р. Глобальное развитие суперсуббури 28 мая 2011 года. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 325–335. 2022а. <https://doi.org/10.1134/S001679322030069>
- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Любич А.А., Гинева В., Сецко П.В. Пространственные особенности суперсуббури на главной фазе бури 5 апреля 2010 // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 86. № 3. С. 249–255. 2022б. <https://doi.org/10.3103/S106287382203008X>
- Ишков В.Н. Итоги и уроки 24 цикла – первого цикла второй эпохи пониженной солнечной активности //

- Астрон. журн.* Т. 99. № 1. С. 55–69. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0004629922020050>
- Ишков В.Н. Текущий 25 цикл солнечной активности в преддверии фазы максимума // Труды XXVII Всероссийской ежегодной конференции по физике солнца “Солнечная и солнечно-земная физика – 2023”. Санкт-Петербург. С. 139–144. 2023. <https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-139-144>
- Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Пространственно-временная динамика сияний во время главной фазы магнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 6. С. 757–767. 2009.
- Akasofu S.-I., Chapman S. The development of the main phase of magnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 68. P. 125–129. 1963. <https://doi.org/10.1029/jz068i001p00125>
- Boudouridis A., Zesta E., Lyons L.R., Anderson P.C., Lummerzheim D. Effect of solar wind pressure pulses on the size and strength of the auroral oval // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № A4. P. 8012 – 8027. <https://doi.org/10.1029/2002JA009373>
- Baumjohann W., Kamide Y., Nakamura R. Substorms, storms and the near-Earth tail // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 48. I. 2. P. 177–185. 1996. <https://doi.org/10.5636/jgg.48.177>
- Despirak I.V., Lubchich A.A., Kleimenova N.G., Setsko P.V., Werner R. Supersubstorm on 20 December 2015: Spatial Geomagnetic Effects // Proceedings of the Fourteenth Workshop “Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere”. P. 10–15. 2022. <https://doi.org/DOI: 10.31401/WS.2022.proc>
- Ebihara Y., Tanaka T. Substorm simulation: Formation of westward traveling surge // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 120. P. 10466–10484. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021697>.
- Feldstein Y.I., Gafe A., Gromova I.I., Popov V.A. Auroral electrojets during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 102. P. 14223–14235. 1997. <https://doi.org/10.1029/97JA00577>
- Gjerloev J.W., Hoffman R.A., Sigwarth J.B., Frank L.A., Baker J.B. Typical auroral substorm: A bifurcated oval // *J. Geophys. Res.* V. 113. A03211. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007JA012431>
- Gjerloev J.W., Hoffman R.A. The large-scale current system during auroral substorms. // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 119. P. 4591–4606. 2014. <https://doi.org/10.1002/2013JA019176>
- Gromova L.I., Kleimenova N.G., Despirak I.V., Gromov S.V., Lubchich A.A., Malysheva L.M. Magnetic storm 20 April 2020: substorms in the main phase // ‘Physics of auroral phenomena’, Proceedings of the 45th Annual Seminar. P. 16–19. 2022. <https://doi.org/10.51981/2588-0039.2022.45>
- Hoffman R.A., Gjerloev J.W., Frank L.A., Sigwarth, J.W. Are there optical differences between storm-time substorms and isolated substorms? // *Ann. Geophys.* V. 28. P. 1183–1198. 2010. <https://doi.org/10.5194/angeo-28-1183-2010>
- Hsu T.-S., McPherron R.L. The Characteristics of Storm-Time Substorms and Non-Storm Substorms // Fifth International Conference on Substorms. Edited by A. Wilson. ESA SP-443, P. 439–442. 2000.
- Kamide Y., Ahn B.-H., Akasofu S.-I., et al. Global distribution of ionospheric and field-aligned currents during substorms as determined from six IMS meridian chains of magnetometers: initial results // *J. Geophys. Res.* V. 87. P. 8228–8240. 1982. <https://doi.org/10.1029/JA087iA10p08228>
- Kepko L., McPherron R.L., Amm O., Apatenkov S., Baumjohann W., Birn J., Lester M., Nakamura R., Pulkkinen T.I., Sergeev V. Substorm current wedge revisited. // *Space Sci. Rev.* V. 190(1–4). P. 1–46. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0124-9>
- Kisabeth J., Rostoker G. Current flow in auroral loops and surges inferred from ground-based magnetic observations. // *J. Geophys. Res.* V. 78. P. 5573–5584. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i025p05573>
- Lazutin L., Starkov G., Meng C.-I., Sibeck D. G., Stadsnes J., Bjordal J., Kan Liou, Kornilova T., Reeves G. Westward traveling surge dynamics and the local structure of an isolated substorm. // *Adv. Space Res.* V. 28. P. 1623–1629. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00489-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00489-6)
- McPherron R.L., Russell C.T., Aubrey M.P. Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 16. P. 3131–3149. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i016p03131>
- McPherron R.L., Chu X. Relation of the auroral substorm to the substorm current wedge. // *Geosci. Lett.* V. 3. P. 12. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40562-016-0044-5>
- Ohtani S., Motoba T., Gkioulidou M., Takahashi K., Singer H.J. Spatial development of the dipolarization region in the inner magnetosphere. // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 123. P. 5452–5463. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025443>
- Ohtani S., Motoba T. Formation of beading auroral arcs at substorm onset: implications of its variability into the generation process. // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 128. e2022JA030796. 2023. <https://doi.org/10.1029/2022JA030796>
- Tighe W.G. and Rostoker G. Characteristics of westward travelling surges during magnetospheric substorms. // *Journal of Geophysics - Zeitschrift fuer Geophysik.* V. 50. № 1. P. 51–67. 1981.
- Troshichev O.A., Podorozhkina N.A., Sormakov D.A., Janzhura A.S. PC index as a proxy of the solarwind energy that entered into the magnetosphere: Development of magnetic substorms // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 119. P. 6521–6540. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA019940>
- Tsurutani B.T., Hajra R., Echer E., Gjerloev J.W. Extremely intense ($SML \leq -2500$ nT) substorms: isolated events that are externally triggered? // *Ann. Geophys.* V. 33. P. 519–524. 2015 <https://doi.org/10.5194/angeo-33-519-2015>

Intensive Substorms During the Main Phase of the Magnetic Storm on March 23-24, 2023

L. I. Gromova^{1,*}, N. G. Kleimenova^{2,}, S. V. Gromov¹, K. K. Kanonidi¹, V. G. Petrov¹,
L. M. Malysheva²**

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

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

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

***e-mail: ngk1935@yandex.ru*

Here we studied the planetary features of the spatiotemporal distribution of ionospheric electrojets recorded in the substorm onset and in the time on the activity maximum of three very intense substorms (with the *AL*-index from -1200 nT to -1700 nT) observed during the main phase of the strong magnetic storm on 23–24 March 2023. We analyze the substorms by applying the global maps of the planetary distribution of the high-latitude ionospheric currents, constructed on the basis of the simultaneous magnetic measurements on 66 low-orbit satellites of the AMPERE project, as well as the ground-based magnetograms from the Scandinavian IMAGE profile and mid-latitude IZMIRAN stations located in the same longitudinal region. It was established that the onset of all the studied substorms at the IMAGE meridian was accompanied by the development of a night-time current vortex with a clockwise rotation direction that is an indicator of the downward field-aligned currents increasing. The ground-based mid-latitude observations at the IZMIRAN station network confirmed that the center of the substorm current wedge was located in the night-time sector significantly east of the IMAGE meridian. In the time of the substorm intensity maximum, a similar but more extensive current vortex was observed in the morning sector, that fact is, probably, typical for intense substorms.

Keywords: magnetic storm, substorm, ionospheric and field-aligned currents.

УДК 550.388.2

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ ИОНОСФЕРНЫХ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. М. Г. Деминов*

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

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 05.06.2024 г.

После доработки 18.07.2024 г.

Принята к публикации 25.07.2024 г.

Представлены результаты выделения трендов средних за год ионосферных индексов ΔIG и ΔT , которые получены после исключения из IG и T зависимости этих индексов от средних за год индексов солнечной активности. Индексами солнечной активности были $F10$, $Ly-\alpha$ и $MgII$ – потоки излучения Солнца на 10.7 см, в линии Лайман-альфа водорода (121.567 нм) и отношение центральной части к флангам в полосе излучения магния 276–284 нм. Рассмотрены два интервала времени (в годах) 1980–2012 и 2013–2023. Получено, что для интервала 1980–2012 все анализируемые линейные тренды были отрицательны, т.е. величины ΔIG и ΔT уменьшались со временем. Они были очень слабыми и незначимыми. Флуктуации ΔIG и ΔT относительно трендов для $Ly-\alpha$ были почти вдвое больше, чем для $F10$ и $MgII$. В интервале 2013–2023 все анализируемые линейные тренды усилились и стали значимыми, т.е. увеличилась скорость уменьшения ΔIG и ΔT со временем. Для $MgII$ эта скорость была почти в два раза больше, чем для $F10$. Для интервала 2013–2023 индекс $MgII$ завышал вклад солнечного излучения в ионосферные индексы, особенно в fazу rоста солнечного цикла 25, который начался в конце 2019 г. В результате, в fazу rоста солнечного цикла 25 индекс $F10$ стал более адекватным, чем $MgII$, индикатором солнечной активности для ионосферных индексов. В интервале 1980–2012 индексы $F10$ и $MgII$ изменялись почти синхронно. Fаза rоста солнечного цикла 25 стала первым случаем нарушения этой синхронности за весь период измерения $MgII$.

DOI: 10.31857/S0016794024060051, EDN: QOOKKX

1. ВВЕДЕНИЕ

Долговременные изменения (тренды) критической частоты ионосферного слоя $F2$, $foF2$, анализировались 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 изменений 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 индексы солнечной активности $F10$, $F30$, $Ly-\alpha$ и $MgII$, где $F10$, $F30$ и $Ly-\alpha$ – потоки излучения Солнца на длинах волн 10.7, 30 см и 121.567 нм, $MgII$ – отношение центральной части к периферии излучения в интервале 276–284 нм

с центром на 280 нм [Danilov and Berbeneva, 2023; Laštovička and Burešova, 2023; Laštovička, 2024].

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]. 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 – коэффи-

циенты, 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 Rz , месяца года и мирового времени. Подстановка IG в уравнение (1) вместо Rz 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. Учет зависимости IG от индекса солнечной активности, например $F10$, позволяет выделить тренд IG , который может служить косвенным индикатором изменения климата верхней атмосферы.

В предыдущей работе были выделены тренды ионосферных индексов IG и T после исключения их зависимостей от индексов солнечной активности $F10$ и $F30$ [Deminov, 2024]. Было получено, в том числе, что отрицательные тренды индексов IG и T усилились в последнее десятилетие. Причина такого свойства долговременных изменений ионосферных индексов остается неизвестной. Возможно, что дополнительный учет индексов солнечной активности $Ly-\alpha$ и $MgII$ позволит выделить особенности трендов ионосферных индексов в последнее десятилетие для разных индексов солнечной активности. Решение этой задачи было главной целью данной работы.

2. ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Исходными для анализа были средние за месяц ионосферные и солнечные индексы активности T , IG , $F10$, $Ly-\alpha$ и $MgII$. Индексы T , IG и $MgII$ являются безразмерными величинами, индекс $F10$ измеряется в $10^{-22} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ Гц})$, индекс $Ly-\alpha$ – в $10^{15} \text{ фотон}/(\text{м}^2 \text{ с})$. Индекс T построен по данным медиан $foF2$ во все часы мирового времени для каждой из ионосферных станций, выбранных для анализа [Caruana, 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 этой причине для одинаковых условий индексы T и IG могут различаться, но обычно их отличие незначительно.

Индекс $Ly-\alpha$ получен по данным измерений излучения в линии Лайман-альфа водорода (121.167 нм) на нескольких спутниках, которые были откалиброваны по наиболее надежным из этих данных. Кроме того, для периодов отсутствия измерений $Ly-\alpha$ индекс $Ly-\alpha$ был получен на основе уравнений регрессии, отражающих связь $Ly-\alpha$ с $F10$, $F30$ или $MgII$. Следовательно,

данные индекса $Ly-\alpha$ для больших интервалов времени являются составными (композитными) данными. Ниже использована версия 4 таких композитных данных $Ly-\alpha$ [Machol et al., 2019]. В этой версии есть данные об индексе $Ly-\alpha$ с 1947 г. по настоящее время, но измерения $Ly-\alpha$ начались с середины 1977 г. Здесь использованы средние за месяц значения $Ly-\alpha$ в интервале 01.1979–03.2024, где указаны месяц года и год. Отметим, что в этом интервале есть период 04.1989–11.1991, для которого отсутствующие данные $Ly-\alpha$ были заполнены данными $MgII$ на основе уравнения регрессии $Ly-\alpha$ с $MgII$.

Индекс $MgII$ также получен по данным измерений на спутниках в полосе примерно 276–284 нм как отношение интенсивности излучения в центре этой полосы (280 нм) к ее флангам [Snow et al., 2019]. Данные индекса $MgII$ также являются составными (композитными) данными. Они начинаются с 01.1979. Здесь использованы средние за месяц значения $MgII$ в интервале 01.1979–03.2024.

По средним за месяц значениям индексов T , IG , $F10$, $Ly-\alpha$ и $MgII$ были получены скользящие средние за год значения этих индексов (T_{12} , IG_{12} , $F10_{12}$, $Ly-\alpha_{12}$ и $MgII_{12}$) для каждого месяца года в интервале 01.1980–09.2023. Интервал 01.1980–12.2010 был выбран в качестве эталонного интервала, для которого определялись корреляционные связи между ионосферными и солнечными индексами активности. Для этого интервала корреляция между индексами T_{12} и IG_{12} почти полная:

$$T_{12} = 4.0 + 0.947 IG_{12} \pm 2.1 \quad (2)$$

с коэффициентом корреляции $K = 0.9993$. Корреляция между индексами $Ly-\alpha_{12}$ и $MgII_{12}$ также достаточно высокая:

$$Ly - \alpha_{12} = -13.4 + 113.7 MgII \pm 0.08 \quad (3)$$

с коэффициентом корреляции $K = 0.993$.

Для выделения трендов ионосферных индексов IG_{12} и T_{12} необходимо исключить зависимости этих индексов от солнечной активности, в данном случае, от индексов $MgII_{12}$, $Ly-\alpha_{12}$ или $F10_{12}$ с помощью уравнений регрессии

$$Y_{\text{mod}}(X) = b_0 + b_1 X + b_2 X^2, \quad (4)$$

где Y равно IG_{12} или T_{12} , X равно $MgII_{12}$, $Ly-\alpha_{12}$ или $F10_{12}$. Ионосферный индекс, вычисленный по уравнению (4), является моделью этого индекса. Он обозначен через $Y_{\text{mod}}(X)$. Для определения коэффициентов уравнений регрессии b_j использованы данные об анализируемых индексах активности за 1980–2010 гг. Для оценки точности этих моделей в табл. 1 приведены коэффициенты кор-

Таблица 1. Стандартные отклонения σ и коэффициенты корреляции K уравнений регрессии (4) по данным об ионосферных индексах солнечной активности и солнечных индексах этой активности за 1980–2010 гг.

$Y \setminus X$	$MgII_{12}$		$Ly-\alpha_{12}$		$F10_{12}$	
	σ	K	σ	K	σ	K
IG_{12}	4.3	0.997	6.9	0.993	4.5	0.997
T_{12}	3.5	0.998	6.9	0.992	3.6	0.998

реляции K и стандартные отклонения σ измеренных значений Y от Y_{mod} . Из табл. 1 видно, что точности моделей (4) достаточно высокие. Тем не менее, зависимости IG_{12} и T_{12} от $MgII_{12}$ и $F10_{12}$ точнее зависимостей ионосферных индексов от $Ly-\alpha_{12}$. Для большей наглядности некоторые из этих зависимостей 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 (4). Это позволяет найти долговременные тренды индексов Y с помощью уравнений регрессии, которые в линейном приближении имеют вид:

$$\Delta Y(X) = Y - Y_{\text{mod}}(X) = c_0 + c_1 t, \quad (5)$$

где t – время в годах, 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 $Y_{\text{mod}}(X)$.

Одной из целей данной работы было оценить особенности трендов ионосферных индексов в последнее десятилетие. Поэтому тренды ионосферных индексов оценивались для интервалов 1980–2012 и 2013–2023 гг.

В табл. 2 приведены параметры уравнений регрессии (5) для этих интервалов. Из данных в таблице 2 следует, что все анализируемые тренды являются отрицательными ($c_1 < 0$). Для интервала 1980–2012 они не значимы (коэффициенты корреляции K изменяются в пределах 0.01–0.23) с сильными флуктуациями $\Delta Y(Ly-\alpha_{12})$ относительно трендов ($\sigma = 6.5 \pm 0.1$). Для интервала 2013–2023 все анализируемые тренды значимы, т.е. они отрицательны и усиливаются при переходе от интервала 1980–2012 к интервалу 2013–2023 гг. Самые сильные ($c_1 = -2.78$) и слабые ($c_1 = -1.42$) из этих трендов в интервале 2013–2023 наблюдаются для $\Delta IG_{12}(MgII_{12})$ и $\Delta T_{12}(F10_{12})$. Тренды $\Delta IG_{12}(X)$ и $\Delta T_{12}(X)$ для совпадающих индексов X

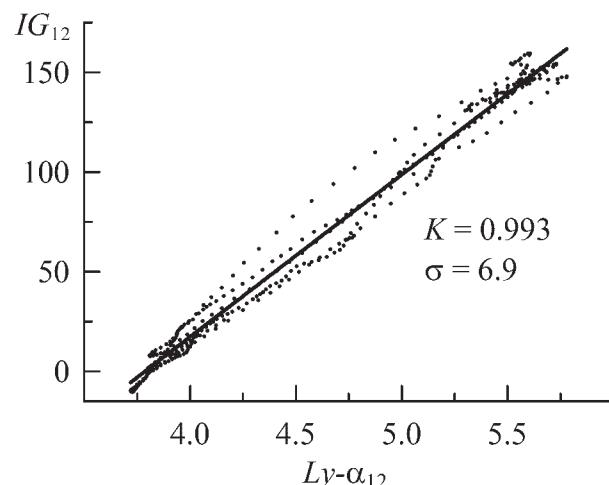
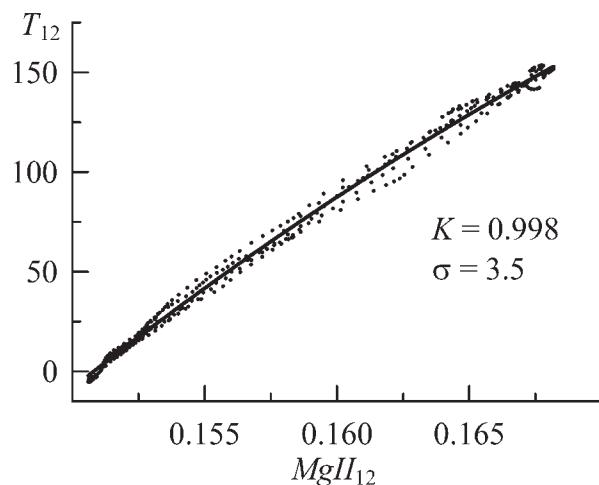


Рис. 1. Зависимости ионосферных индексов T_{12} и IG_{12} от солнечных индексов активности $MgII_{12}$ и $Ly-\alpha_{12}$ по данным измерений и уравнениям регрессии (4) – точки и сплошные линии; K и σ – коэффициенты корреляции и стандартные отклонения этих уравнений.

Таблица 2. Коэффициенты корреляции K , стандартные отклонения σ и коэффициенты c_1 (в 1/год) уравнений регрессии (5) по данным измерений ионосферных (IG_{12} , T_{12}) и солнечных ($MgII_{12}$, $Ly-\alpha_{12}$, $F10_{12}$) индексов за 1980–2012 и 2013–2023 гг.

$\Delta Y \setminus X$	$MgII_{12}$			$Ly-\alpha_{12}$			$F10_{12}$		
	c_1	σ	K	c_1	σ	K	c_1	σ	K
1980–2012									
IG_{12}	−0.06	4.3	0.14	−0.14	6.6	0.20	−0.11	4.3	0.23
T_{12}	−0.004	3.5	0.01	−0.08	6.4	0.13	−0.004	3.5	0.12
2013–2023									
IG_{12}	−2.78	4.8	0.88	−2.71	4.6	0.92	−1.45	3.0	0.83
T_{12}	−2.74	3.1	0.94	−2.66	2.1	0.97	−1.42	3.7	0.77

отличаются слабо, тем не менее, отрицательные тренды $\Delta IG_{12}(X)$ немного сильнее трендов $\Delta T_{12}(X)$.

Более наглядно о характере изменений $\Delta Y(X)$ со временем можно судить по данным на рис. 2 и рис. 3. Из данных на этих рисунках можно видеть, что разброс данных относительно линейных трендов действительно большой. Этот разброс особенно большой для $\Delta Y(Ly-\alpha_{12})$, включая интервал 1989–1991, когда прямые измерения $Ly-\alpha$ отсутствовали и были заполнены данными $MgII$ на основе уравнения регрессии между $Ly-\alpha$ и $MgII$ [Machol et al., 2019]. Относительно большие значения стандартных отклонений σ для $\Delta Y(Ly-\alpha_{12})$

в интервале 1980–2012 связаны с этой же причиной (см. таблицу 2). Отметим, что на рисунках 2 и 3 не видно особенно сильных флуктуаций $\Delta Y(MgII_{12})$ для интервала 1989–1991, в котором $MgII$ использовался для заполнения отсутствующих данных $Ly-\alpha$.

Очень сильные отрицательные тренды $\Delta Y(MgII_{12})$ в интервале 2013–2023 соответствуют определенным фазам солнечных циклов. Дополнительную информацию об особенностях изменений трендов с циклами солнечной активности можно получить на основе сопоставления изменений со временем ионосферных индексов Y и моделей

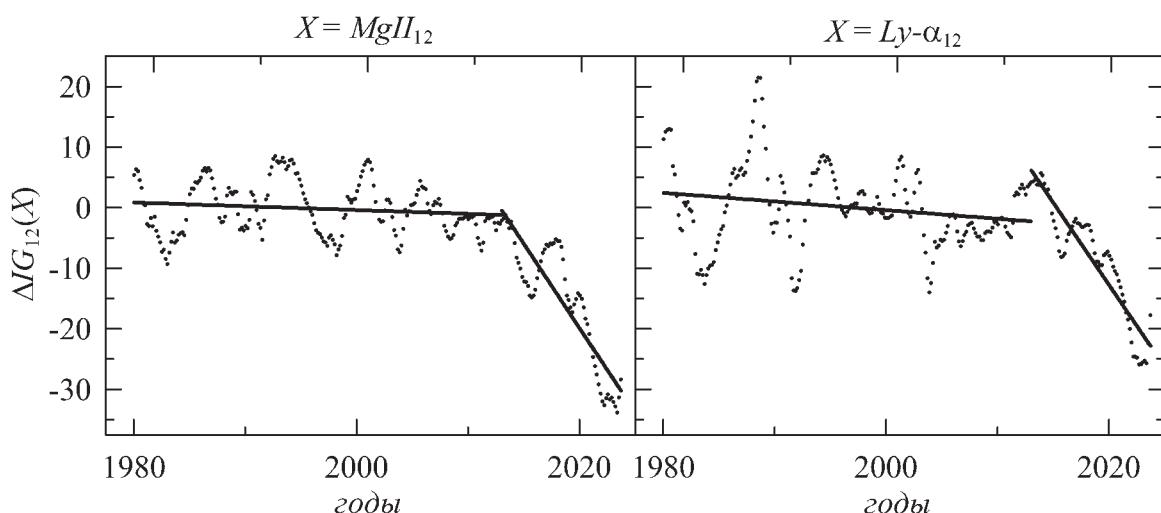


Рис. 2. Изменения индекса $\Delta IG_{12}(X)$ со временем в годах по экспериментальным данным (точки) и линейные интерполяции (тренды) этих данных – сплошные линии.

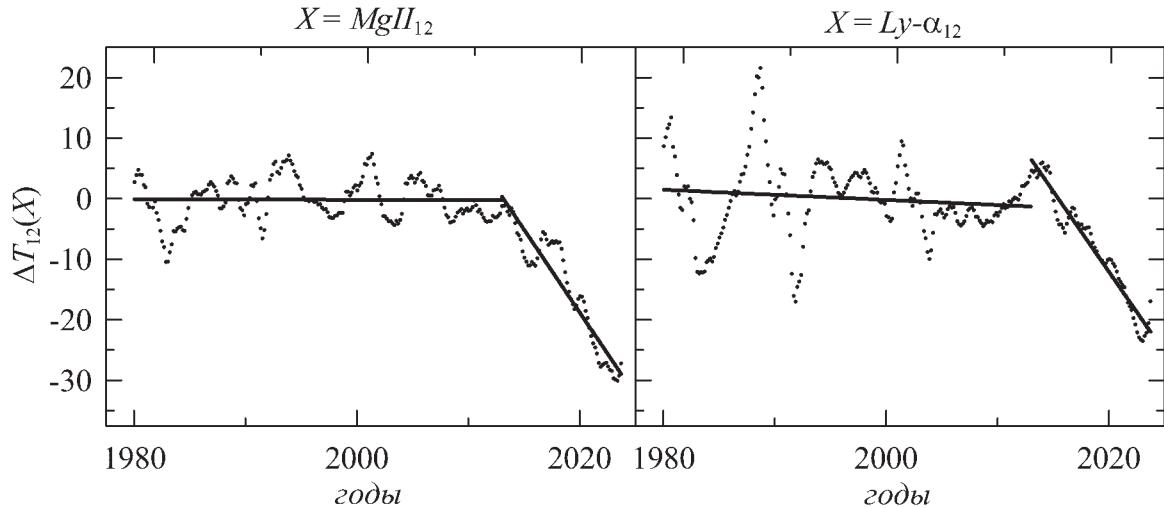


Рис. 3. Изменения индекса $\Delta T_{12}(X)$ со временем в годах по экспериментальным данным (точки) и линейные интерполяции (тренды) этих данных – сплошные линии.

этих индексов $Y_{\text{mod}}(X)$. На рис. 4 показан пример такого сопоставления для индексов IG_{12} , $IG_{\text{mod}}(F10_{12})$ и $IG_{\text{mod}}(MgII_{12})$. Из этого рисунка видно, что интервал 2013–2023 соответствует фазе максимума и спада солнечного цикла 24 и фазе роста солнечного цикла 25. Считают, что цикл 25 начался в конце 2019 г. [Upton and Hathaway, 2023]. Из данных на этом рисунке можно видеть, что самые сильные отклонения $IG_{\text{mod}}(MgII_{12})$ от IG_{12} происходили на фазе роста солнечного цикла 25, которые и привели к сильному отрицательному тренду $\Delta IG_{12}(MgII_{12}) = IG_{12} - IG_{\text{mod}}(MgII_{12})$. Для этого периода отклонения $IG_{\text{mod}}(F10_{12})$ от IG_{12} были относительно слабыми. Следовательно, индекс $F10$ является более точным индикатором солнечной активности, чем $MgII$, для ионосферного индекса IG на фазе роста солнечного цикла

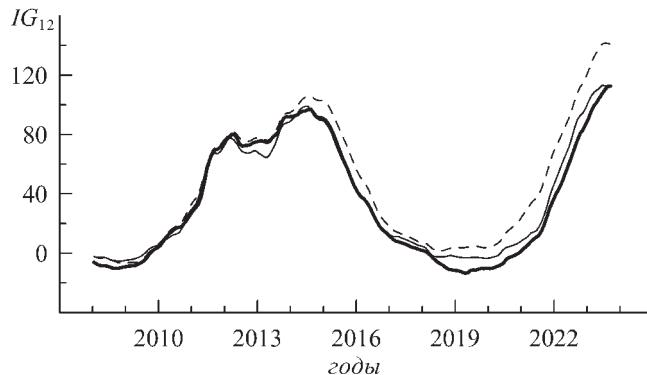


Рис. 4. Изменения со временем в годах индекса IG_{12} (толстая линия) и моделей этого индекса $IG_{\text{mod}}(F10_{12})$ – тонкая линия и $IG_{\text{mod}}(MgII_{12})$ – штриховая линия.

25. Данное утверждение справедливо и для ионосферного индекса T . Дополнительный анализ показал, что в интервале 1980–2013 величины $IG_{\text{mod}}(MgII_{12})$ и $IG_{\text{mod}}(F10_{12})$ изменялись почти синхронно и слабо отличались от IG_{12} , т.е. отмеченная выше особенность индекса $MgII$ на фазе роста солнечного цикла 25 не наблюдалась за весь предыдущий период измерений этого индекса.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Ионосферные индексы T и IG получены по медианам $foF2$ ряда ионосферных станций Северного и Южного полушарий. Поэтому они могут служить косвенными показателями средних изменений $foF2$, включая долговременные изменения этой величины. Точность определения T и IG по данным $foF2$ понижена при низкой солнечной активности. Это следует из уравнения (1): $foF2$ почти не зависит от солнечной активности при выполнении условия $a_0 > a_1 R_z$. Поэтому, например, отклонения IG_{12} от $IG_{\text{mod}}(MgII_{12})$ на рис. 4 при низкой солнечной активности (2019–2020) могут быть, по крайней мере, частично связаны с неточностью определения ионосферного индекса IG . Для фазы роста солнечного цикла 25 (после 2020 г.) вычисления ионосферных индексов по данным $foF2$ более надежны. Это позволяет утверждать, что для фазы роста солнечного цикла 25 индекс $MgII$ завышает вклад солнечной активности в ионосферный индекс IG и, по-видимому, в $foF2$. В данном случае, индекс IG позволил выделить интервал, для которого индекс $MgII$ перестает быть адекватным индикатором солнечной активности для $foF2$. Это утверждение требует

независимой проверки, поскольку IG является косвенным индексом для $f0F2$.

Целью данной работы было уточнить особенности трендов ионосферных индексов T и IG в последнее десятилетие на основе учета дополнительных индексов солнечной активности $MgII$ и $Ly-\alpha$. Результат оказался неожиданным: для интервала 2013–2023 учет $MgII$ или $Ly-\alpha$ привел даже к более сильным отрицательным трендам ионосферных индексов, чем общепринятый индекс $F10$. Поэтому вопрос о причине усиления в последнее десятилетие отрицательных трендов ионосферных индексов и, тем более $f0F2$, остается открытым. Возможно, что рассмотрение средних за месяц ионосферных и солнечных индексов позволит до некоторой степени решить эту задачу. Это требует специального рассмотрения, что выходит за рамки данной работы.

5. ВЫВОДЫ

В работе представлены результаты выделения трендов средних за год ионосферных индексов ΔIG и ΔT , которые получены после исключения из IG и T зависимости этих индексов от средних за год индексов солнечной активности. Индексами солнечной активности были $F10$, $Ly-\alpha$ и $MgII$ – потоки излучения Солнца на 10.7 см, в линии Лайман-альфа водорода (121.567 нм) и отношение центральной части к флангам в полосе излучения магния 276–284 нм. Рассмотрены два интервала времени (в годах) 1980–2012 и 2013–2023. Получены следующие выводы.

1. Для интервала 1980–2012 все анализируемые линейные тренды отрицательны, т.е. величины ΔIG и ΔT уменьшались со временем. Они были очень слабыми и незначимыми. Флуктуации ΔIG и ΔT относительно трендов для $Ly-\alpha$ были почти вдвое больше, чем для $F10$ и $MgII$.

2. Для интервала 2013–2023 все анализируемые линейные тренды усилились и стали значимыми, т.е. увеличилась скорость уменьшения ΔIG и ΔT со временем. Для $MgII$ эта скорость была почти в два раза больше, чем для $F10$.

3. Для интервала 2013–2023 индекс $MgII$ завышал вклад солнечного излучения в ионосферные индексы, особенно в fazu роста солнечного цикла 25, который начался в конце 2019 г. Это и привело к высоким значениям отрицательных трендов ионосферных индексов для $MgII$ в данном интервале времени. Для $F10$ такой тренд был гораздо меньше. В результате, в fazu роста солнечного цикла 25 индекс $F10$ стал более адекватным, чем $MgII$, индикатором солнечной активности для ионосферных индексов.

4. В интервале 1980–2012 индексы $F10$ и $MgII$ изменялись почти синхронно. Фаза роста солнечного цикла 25 стала первым случаем нарушения этой синхронности за весь период измерения $MgII$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные об индексах солнечной активности были взяты с сайтов <http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1> (WDC for Solar-Terrestrial Physics, UK), <ftp://seismo.nrcan.gc.ca/spaceweather> (Space Weather Canada), www.sws.bom.gov.au/HF_Systems (Space Weather Services, Australia), <https://lasp.colorado.edu/lisird> (LASP Interactive Solar Irradiance Datacenter, USA) 10.04.2024.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Программы фундаментальных научных исследований в Российской Федерации по теме: “Изучение солнечной активности и физических процессов в системе Солнце–Земля” (№ 1021100714181-3).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосфера (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040045>
- 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>
- 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.
- Danilov A.D., Berbeneva N.A. Statistical analysis of the critical frequency $f0F2$ 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. Trends in ionospheric indices of solar activity // Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.) V. 64. № 5. 2024.
- 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.
- Machol J., Snow M., Woodraska D., Woods T., Viereck R., Coddington O. An improved Lyman-alpha composite // *Earth and Space Science*. V. 6. № 12. P. 2263–2272. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019EA000648>
- Snow M., Machol J., Viereck R., Woods T., Weber M., Woodraska D., Elliott J. A revised Magnesium II core-to-wing ratio from SORCE SOLSTICE // *Earth and Space Science*. V. 6. № 11. P. 2106–2114. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019EA000652>
- Upton L.A., Hathaway D.H. Solar cycle precursors and the outlook for cycle 25 // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 128. N 10. ID e2023JA031681. 2023. <https://doi.org/10.1029/2023JA031681>

Long-Term 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 results of identifying trends in the annual average ionospheric indices ΔIG and ΔT are presented, which were obtained after excluding from IG and T the dependence of these indices on the annual average solar activity indices. The solar activity indices were $F10$, $Ly-a$ and $MgII$ – solar radiation fluxes at 10.7 cm, in the Lyman-alpha line of hydrogen (121.567 nm) and the ratio of the central part to the flanks in the magnesium emission band 276–284 nm. Two time intervals (in years), 1980–2012 and 2013–2023, are considered. It was found that for the interval 1980–2012 all analyzed linear trends were negative, i.e. ΔIG and ΔT values decreased over time. They were very weak and insignificant. Fluctuations of ΔIG and ΔT relative to trends for $Ly-a$ were almost twice as large as for $F10$ and $MgII$. In the interval 2013–2023, all analyzed linear trends intensified and became significant, i.e. the rate of decrease in ΔIG and ΔT over time increased. For $MgII$ this rate was almost twice as high as for $F10$. For the interval 2013–2023, the $MgII$ index overestimated the contribution of solar radiation to ionospheric indices, especially during the growth phase of solar cycle 25, which began at the end of 2019. As a result, in the growth phase of solar cycle 25, the $F10$ index became a more adequate indicator of solar activity for ionospheric indices than $MgII$. In the interval 1980–2012, the $F10$ and $MgII$ indices changed almost synchronously. The growth phase of solar cycle 25 was the first time this synchrony was disrupted for the entire period of $MgII$ measurements.

УДК 550.388.1

ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ АВРОРАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПРОХОЖДЕНИЕ РАДИОВОЛН В УСЛОВИЯХ УМЕРЕННОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ

© 2024 г. И. В. Крашенинников*, В. Н. Щубин**

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

Москва, Троицк, Россия

*e-mail: krash@izmiran.ru

**e-mail: shubin@izmiran.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 08.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

Анализируются экспериментальные результаты многочастотного наклонного радиозондирования ионосферы на меридиональной трансавроральной радиотрассе Норильск–Иркутск в период умеренной геомагнитной бури 22.09.2018 с максимальным значением индекса возмущенности $K_p \sim 5$. На основе глобальной динамической модели ионосферы (GDMI), учитывающей изменяющееся во времени состояние базовых крупномасштабных структур авроральной ионосферы (главный ионосферный провал, полярный овал и авроральный E -слой), показано общее соответствие вариаций максимальных наблюдаемых частот (МНЧ 1F2) и расчетных максимальных применимых частот (МПЧ 1F2) в динамике геомагнитного возмущения. Дано физическое объяснение зарегистрированному явлению полной блокировки прохождения радиоволн вочных условиях (“blackout”). Основным фактором проявления данного эффекта является наличие генерируемого высывающихся заряженными частицами сильно неоднородного в продольном сечении радиотрассы аврорального слоя E ионосферы. В дневных условиях наличие такого E -слоя приводит к более слабому эффекту деградации следов кратных отражений на ионограммах наклонного радиозондирования ионосферы.

Ключевые слова: ионосфера, авроральная ионосфера, распространение радиоволн, наклонное радиозондирование ионосферы.

DOI: 10.31857/S0016794024060064, **EDN:** QONOWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокоширотная ионосфера имеет более сложное строение, чем в средних широтах и, в частности, ее авроральная область характеризуется наличием крупномасштабных неоднородных структур, связанных с дополнительной ионизацией газов атмосферы потоком захваченных геомагнитным полем заряженных частиц солнечного ветра. Наиболее значительное увеличение электронной плотности происходит на высотах аврорального слоя E ионосферы, интенсивность которого возрастает, а его локализация полярный овал расширяется, и граница овала смещается на более низкие широты с ростом геомагнитной возмущенности. Генерация аврорального E -слоя вочных условиях, когда отсутствует регулярный слой E ионосферы, сопровождается оптическим

свечением (авророй) [Акасофу, 1971; Akasofu, 1989]. Наиболее энергичные частицы (протоны высоких энергий) могут доходить до высот классического слоя D (80–90 км) и приводить к его усилению в дневных или появлению вочных условиях, что, как следствие, приводит к возрастанию поглощения проходящих радиоволн [Milan et al., 1996]. В условиях умеренных геомагнитных бурь критическая частота аврорального E -слоя ионосферы может составлять в ночное время ~2–3 МГц, что измеряется как экспериментально радарами некогерентного рассеяния и ионозондами вертикального радиозондирования ионосферы, так и оценивается в теоретических моделях ионизации потоком частиц [Nikolaeva et al., 2021], и сравнимо со значениями критической частоты регулярного E -слоя ионосферы в дневных усло-

виях. При экстремальных возмущениях плазменная частота в максимуме аврорального слоя E может доходить до 6–7 МГц, и этот слой становится более протяженным по высоте (полутолщина может превышать 30 км), чем в естественных условиях фотоионизации солнечной радиацией (~ 10 км) [Брюнелли и Намгаладзе, 1988].

Увеличение электронной плотности в нижней части ионосферы процессами дополнительной ионизации протонами и оседания электронов (электрон теряет свою энергию в результате упругих столкновений, но остается свободным) приводит, прежде всего, к увеличенному поглощению энергии волнового поля – дополнительное авроральное поглощение. Это, как правило, указывается в качестве причины значительных ухудшений в работе радиотехнических систем, связанных с ионосферным прохождением радиоволн, и особенно проявляется для радиоволн декаметрового диапазона [Milanetal., 1996; Hunsucker and Hargreaves, 2003; Cameron et al., 2022]. Увеличение электронной плотности на высотах E -слоя ионосферы приводит также к изменению условий распространения радиоволн. В частности, к появлению дополнительной рефракции в среде, что может проявляться в виде эффекта общего увеличения максимальной применимой частоты (МПЧ) радиотрасс (за счет возрастания МПЧ моды 1Е), особенно вочных условиях [Milanetal., 1997], когда слой $F2$ сильно ослаблен.

Целью данной работы является анализ данных наклонного радиозондирования ионосферы на радиотрассе Норильск–Иркутск на интервале времени в 6 суток, охватывающего умеренную геомагнитную бурю 22 сентября 2018 г. [Куркин и др., 2022], в частности, исследование эффекта полной блокировки прохождения радиоволн вочных возмущенных условиях. Предварительные результаты анализа представлены в работе [Крашенинников и Шубин, 2024]. В магнитоспокойных условиях средняя точка данной радиотрассы меридиональной направленности лежит вне авроральной зоны (субавроральная локализация). Во время ионосферных возмущений, по мере смещения экваториальной границы аврорального овала к югу, радиотрасса может пересекать главный ионосферный провал (ГИП) и полярный овал и, соответственно, средняя точка может попасть в авроральную область ионосферы, что существенно изменяет условия прохождения радиоволн. Радиотрасса становится трансавроральной. Анализ экспериментальных данных проводился на основе модели ионосферы GDMI (Global Dynamic Model of the Ionosphere, ИЗМИРАН) и метода синтеза ионограмм наклонного

радиозондирования ионосферы (НЗ) в высоких широтах [Кища и др., 1993], используя приближение геометрической оптики в магнитоактивной среде [Кравцов и Орлов, 1980] с показателем преломления в форме Эплтона–Хартри [Дэвис, 1973].

2. МОДЕЛЬ ИОНОСФЕРЫ

Модель ионосферы GDMI включает в себя, как базовый элемент, динамическую модель GDMF2 слоя $F2$ [Шубин и Деминов, 2019], которая в периоды геомагнитных возмущений демонстрирует большие и нерегулярные пространственно-временные вариации. Модель GDMI имеет рабочий интервал в одни сутки и содержит модуль высокоширотной ионосферы, описывающий авроральный овал, главный ионосферный провал [Деминов и Шубин, 2018] и авроральный E -слой [Деминов др., 2021]. Управляющими параметрами модели являются интегральные индексы солнечной и геомагнитной активности. Солнечная активность задается в виде кумулятивного параметра F , определяемого на основе данных о потоке солнечного радиоизлучения $F10.7$ в текущий день и 27 дней предшествующих ему. Индикатор геомагнитной активности представляет собой 3-х часовые индексы: ар, K_p в текущем дне (прогнозные и оценочные реальные) и в двух предшествующих днях (фактические). При работе с моделью в среднемесячном режиме используется оптимизированный среднемесячный индекс солнечной активности [Крашенинников и др., 2017] и фиксированное (медианное) значение уровня геомагнитной активности $K_p = 2$.

Используемый в GDMI подход к прогнозу ключевого параметра главного ионосферного максимума – $foF2$ (плазменная частота в максимуме слоя $F2$) может быть назван “аэрономическим”, поскольку в нем используются соотношения, следующие из теории формирования $F2$ -слоя ионосферы. Они связывают $foF2$ через электронную плотность в максимуме – $NmF2$ ($f_n \approx \sqrt{80.6 N_e}$, где f_n – в Гц, а N_e – эл/м³) с основными аэрономическими параметрами: нейтральным составом, температурой, скоростью ионно-молекулярных реакций для основного иона O⁺. Термин “динамическая модель” обозначает зависимость изменения концентрации электронов на средних, субавроральных и авроральных широтах от текущего уровня геомагнитной активности с учетом предыстории ее развития. Отличительной чертой модели является использование эмпирического подхода к созданию медианной (фоновой) модели $foF2$ для спокойных геомагнитных условий и ряда аэрономических поправок к ней, связанных с формированием главного ионосферного провала

(ГИП), аврорального максимума ионизации (вблизи полярной границы ГИП), изменением температуры и состава термосферы. Все поправки зависят от изменяющихся геомагнитных условий, индикаторами которых являются 3-х часовые геомагнитные индексы ap и K_p . Модели положения минимума ГИП (“провала” ионизации) и аврорального пика $F2$ -слоя основаны на данных зондовых измерений плотности электронов спутником CHAMP с июля 2000 года по декабрь 2007 года на высотах от ~ 350 до ~ 450 км. С помощью ручной обработки данных каждого анализируемого витка спутника были определены географические координаты минимума ГИП. Затем по международной модели геомагнитного поля IGRF и полученным географическим широтам были определены исправленные геомагнитные

широты минимума ГИП – ФМИТ и максимума аврорального пика ионизации – ФАВР. Модели ФМИТ и ФАВР представлены в виде аналитических зависимостей инвариантной широты минимума провала и аврорального пика критической частоты слоя $F2$ ионосферы от местного солнечного времени, геомагнитной активности и географической долготы [Деминов и др., 2021]. Главным отличием разработанной модели от модели IRI-2016 [Bilitza et al., 2017] является включение в плазменную частоту слоя $F2$ поправок, связанных с формированием ГИП, аврорального пика $foF2$, изменением температуры и состава термосферы, генерации аврорального E -слоя (плазменной частоты в максимуме – $foEavr$). Модель GDMI является развитием мо-

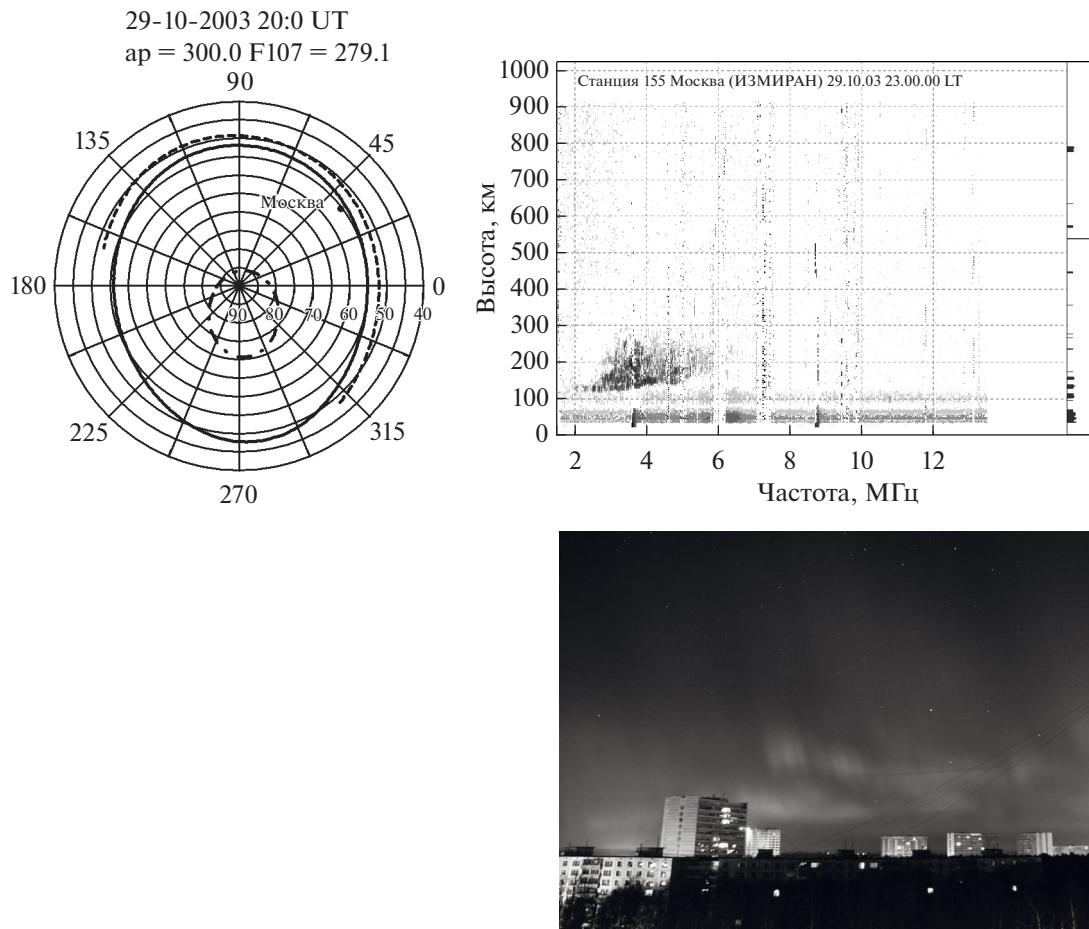


Рис. 1. На левой панель по модели GDMI представлено пространственное положение глобальных крупномасштабных неоднородностей авроральной области ионосферы во время супербури 29.10.2003 20:00UT. Экваториальная граница овала – кривая 0, положение минимума ГИП – кривая 1(MIT); положение ст. ИЗМИРАН отмечено жирной точкой. Проявление аврорального E -слоя ионосферы на ионограмме В3 ст. ИЗМИРАН 29.10.2003 20:00UT (22:00LT) – правая верхняя панель и соответственно аврора над Москвой (Троицк) в направлении наблюдения восток-запад – правая нижняя панель.

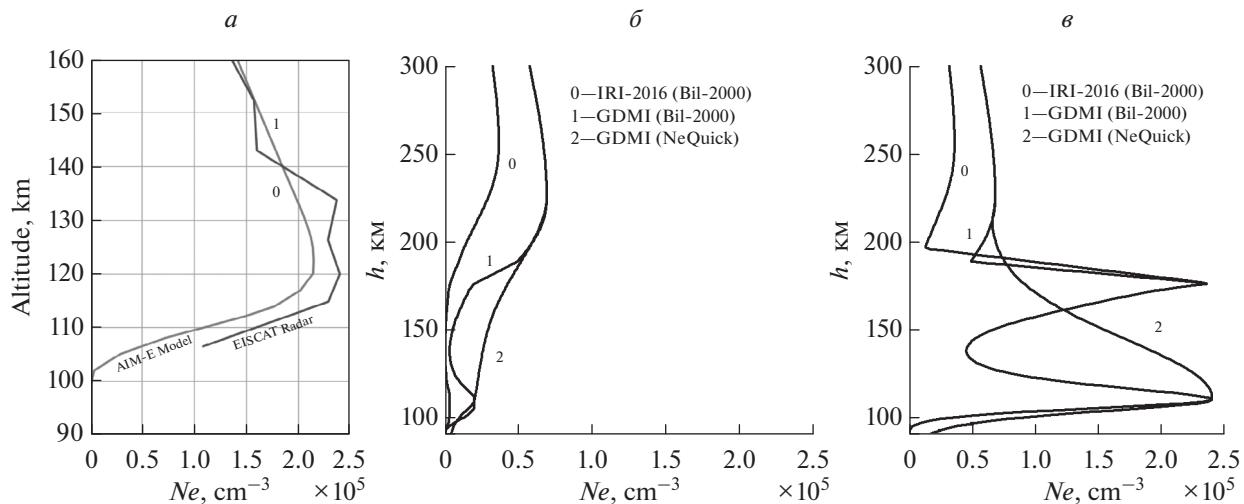


Рис. 2. Вертикальные профили концентрации электронов 05 декабря 2007 г. 00:36:36 UT: (а) модель AIM-E – кривая 0, данные радара некогерентного рассеяния EISCAT UHF – кривая 1; (б) – вертикальные профили концентрации электронов, рассчитанные по моделям IRI-2016 – кривая 0, GDMI с профилем [Bilitza et al., 2000] – кривая 1 и GDMI с профилем NeQuick – кривая 2; (в) – вертикальные профили моделей IRI-2016, GDMI и NeQuick электронной концентрации с NmE , соответствующей данным радара в Тромсё.

дели высоколатитурной ионосферы ААНИИ [Besprozvannaya et al., 1980].

На рис. 1 представлены результаты применения модели GDMI во время экстремально сильной геомагнитной бури 29–31 октября 2003 г. [Веселовский и др., 2004] по данным ионосферной станции ИЗМИРАН 29.10.2003 20:00 UT [Боярчук и др., 2005]. Сплошной линией на левой панели рис. 1 отображено положение экваториальной границы аврорального овала из чего следует, что ст. Москва (ИЗМИРАН) находится внутри области высapsulation заряженных частиц солнечного ветра (аврорального овала). Это подтверждается фотографией полярного сияния в проекции восток-запад, на которой хорошо видно направление геомагнитного поля с юга на север, по которому движутся ионизирующие атмосферу частицы (нижняя правая панель на рис. 1). Процесс генерации аврорального слоя E в ночных условиях с очень высокой критической частотой 6 МГц зафиксировал ионозонд “Парус” (правая верхняя панель на рис. 1). Отчетливо виден выраженный основной, аналогичный классическому случаю с частотной зависимостью след с начальной действующей высотой ~120 км и сложная диффузная область отражений с большим запаздыванием, которая формируется, по-видимому, как отражениями от локальных неоднородностей (турбулентности) электронной концентрации в слое, так и из-за большой толщины самого слоя.

Такой вид радиофизического проявления соответствует теоретическим представлениям о генерации аврорального слоя E – модель AIM-E (*E-Region Auroral Ionosphere Model*) [Nikolaeva et al., 2021]. Пример рассчитанного в данной модели и измеренного радаром некогерентного рассеяния EISCAT в Тромсё (широта ~70° N) высотных профилей электронной плотности $Ne(h)$ для 05 декабря 2007 г. 00:36:36 UT на высотах E -слоя ионосферы представлен на рис. 2а. Для этих же условий на рис. 2б приведены результаты расчета вертикального профиля электронной концентрации по моделям IRI-2016 [Bilitza et al., 2017] и GDMI с параметрами: дневные индексы – $Ap = 2$, $F107 = 75$ и 3-х часовой $Kp = 2$. Следует отметить, что в отличие от IRI-2016 модель GDMI показывает существование слоя $Eavr$ даже в относительно спокойных геомагнитных условиях в точке, находящейся внутри полярного овала, хотя величина модельной электронной плотности $NmEavr$ существенно отличается от значений, приведенных на рис. 2а. Также следует отметить особенности, связанные с выбором функциональной зависимости по узловым точкам высотного профиля электронной плотности. Для профиля Bil2000 [Bilitza et al., 2000] в IRI-2016 характерно наличие широкой “долины” между слоями E и $F2$, в то время как в профиле класса NeQuick [Nava et al., 2008] электронная концентрация с высотой изменяется монотонно. С искусственным увеличением Ne в максимуме слоя E до экспериментального значения авроральной иониза-

ции (рис. 2a) использование высотного профиля класса Bil-2000 становится принципиально некорректным, т.е. имеет место резкий излом как в модели IRI2016, так и в GDMI (рис. 2e). Поэтому в дальнейшем анализе данных радиозондирования ионосферы будем использовать комбинированное (зональное) разбиение высотного профиля электронной концентрации в модели GDMI. Вне зоны аврорального овала на субавроральных и средних широтах будет использоваться профиль Bil-2000, а внутри профиль NeQuick.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Меридиональная исследовательская радиотрасса наклонного радиозондирования (Н3) ионосферы ИСЗФ Норильск–Иркутск (2050 км) в спокойных условиях находится в субавроральной и среднеширотной зонах. Регистрация ионограмм Н3 выполнялась с использованием ЛЧМ технологии радиозондирования (линейно-частотный модулированный сигнал), для которой характерно высокое разрешение модовой струк-

туры волнового поля. Во время геомагнитного возмущения экваториальная граница аврорального овала смещается к югу, и радиотрасса может пересекать ее в области отражения зондирующих волн. Т.е. она становится существенно трансавроральной, что должно проявиться в изменении характера прохождения радиоволн и структуре ионограмм Н3. В работе [Куркин и др., 2022] представлены результаты наклонного радиозондирования на данной радиотрассе с 19.09.2018 по 24.09.2018, включающие в себя интервал умеренной ионосферной бури (21–22.09.2018, максимальный индекс $ap \sim 35$ нТл) [Yermolaev and Yermolaev, 2010]. Подробное описание динамики гео- и гелиофизических индексов в рассматриваемый период дано в [Куркин и др., 2022].

Из представленных в статье данных можно выделить несколько хорошо выраженных эффектов в результатах радиозондирования ионосферы, связанных с ионосферным проявлением геомагнитной бури – ионосферной бурей, наиболее ярко и динамично проявляющейся в области $F2$ ионосферы [Danilov and Laštovička, 2001]. Временные зависимости МНЧ 1F2 (точками черного

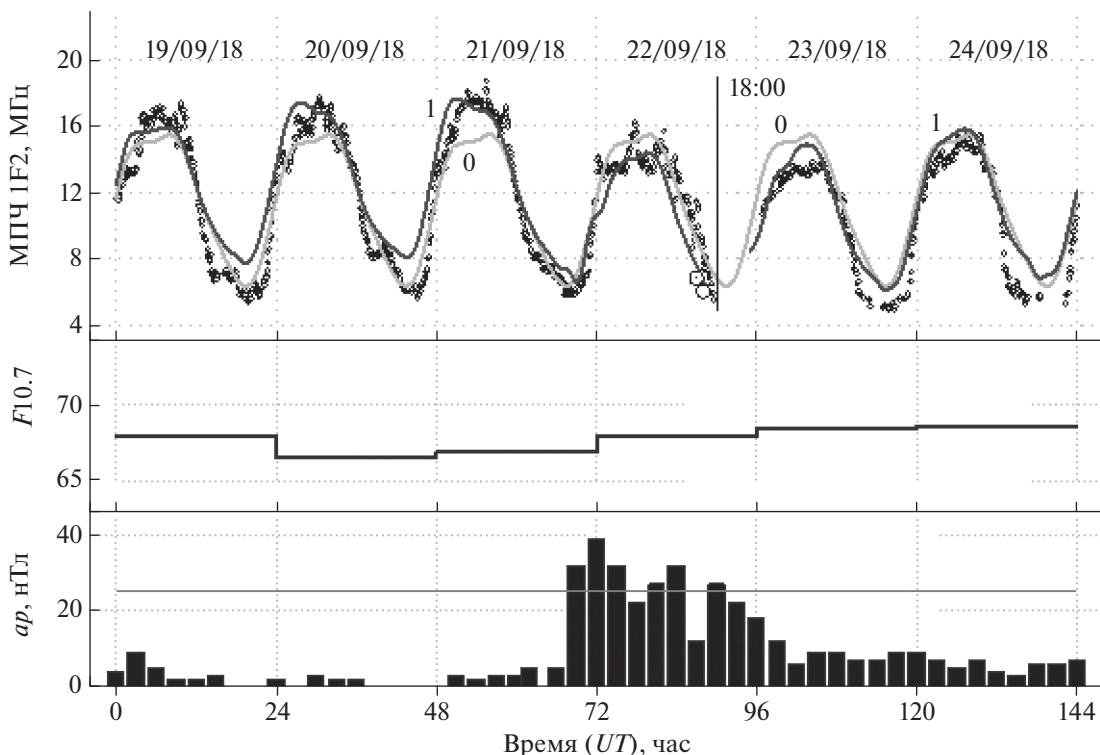


Рис. 3. Временной ход МПЧ 1F2 на трансавроральной радиотрассе Норильск–Иркутск 19.09.2018 – 24.09.2018: полые кружочки – экспериментальные значения, кривая 0 – среднемесячные и кривая 1 – суточные зависимости для модели ионосферы GDMI. Нижние панели отражают временную зависимость гелиогеофизических данных: $F10.7$ и ap -индекса. Горизонтальной линией отмечен пороговый уровень, разделяющий спокойное и возмущенное состояние геомагнитного поля.

цвета) и МПЧ 1F2 для среднемесячных данных (кривая 0), и в гелиогеофизических условиях конкретных дней (кривая 1), представлены на рис. 3 (верхняя панель). В локальное околополуденное время 22.09.2018 наблюдается существенное уменьшение экспериментальных значений, что физически соответствует отрицательной фазе ионосферной бури, характеризующейся возрастанием высоты максимума слоя F_2 и, соответственно, обеднением электронной плотности внутри слоя. В ночных условиях наблюдается полное блокирование прохождения радиоволн через ионосферу (эффект "blackout" с 17:30 UT 22.09.2018 по 00:00 UT 23.09.2018) и отсутствие следов кратных мод (рис. 6, верхние панели) в дневных условиях 22.09.2018. Поведение гелиогеофизических факторов – $F10.7$ и ap -индекса с 19.09.2018 – 24.09.2018 приведено на нижних панелях. В спокойные дни с 19.09.2018 по 21.09.2018 наблюдается постепенный рост максимальных значений МНЧ 1F2 в локальное околополуденное время, хотя уровень потока солнечного радиоизлучения $F10.7$ и 3-х часовой ap -индекс практически постоянны на всем интервале регистрации. Заметные изменения условий распространения радиоволн на экспериментальной радиотрассе начались около 02:30 UT 22.09.2018, через ~ 4.5 ч после начала главной фазы бури, что выразилось в снижении МНЧ 1F2 на ~ 4 МГц (~15%) относительно предыдущего дня (~ 2.5 МГц относительно среднемесячного фона). В течение дневных часов 22.09.2018 она оставалась пониженной на ~ 20% со значительными вариациями. На следующую ночь 22.09.2018 с 17:30 UT наступила блокировка (эффект "blackout") прохождения диагностического излучения на радиотрассе, которая продолжалась до 00:00 UT 23.09.2018. В последующие

сутки хорошо наблюдается восстановление состояния ионосферы, выражющееся в росте максимальных дневных значений МНЧ 1F2, практически, до предбуревого уровня 19.09.2018.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты характеристик наклонного радиозондирования ионосферы: МПЧ (как точки смыкания семейства нижнеугловых и верхнеугловых лучей, рисунок 6), ионограммы НЗ, оценки энергетических параметров прохождения радиоволн выполнялись на основе базовых уравнений геометрической оптики [Кравцов и Орлов, 1980] для среды, задаваемой моделью ионосферы высоких широт: СМИ-88 в [Кища и др., 1993] и GDMI в данном случае.

Как видно из рис. 4, где представлены широтные зависимости критической частоты f_{0F2} для долготы средней точки радиотрассы, в спокойных условиях 20.09.2018 главный ионосферный провал в модели GDMI находится на широте Норильска (левая панель рис.4), а в геомагнитно-возмущенный день 22.09.2018 смещается на более низкие широты (правая панель рис.4). Соответственно смещается и полярный овал, в котором и формируется авроральный E -слой. Для сентября 2018 г., года низкой солнечной активности, слаженные среднемесячные значения числа солнечных пятен $R_{ms}=6.5$ и поток радиоизлучения $F_{ms}=70$. Рассчитанные значения среднемесячной МПЧ 1F2 представлены кривой 0, а в реализации для гелиогеофизических условий конкретных дней кривой 1 на рис. 3. Хорошо заметен рост дневных значений МПЧ 1F2 в магнитоспокойный интервал с 19.09 по 21.09 как в экс-

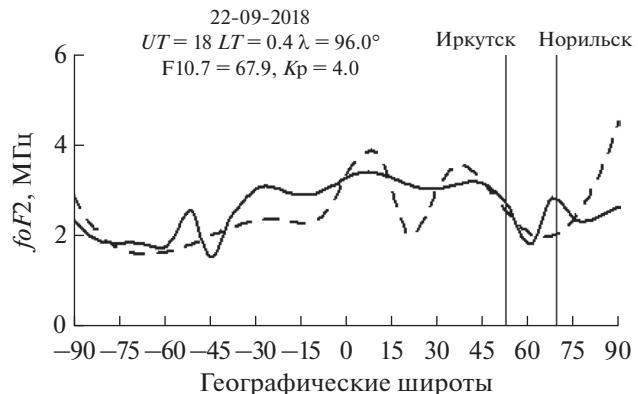
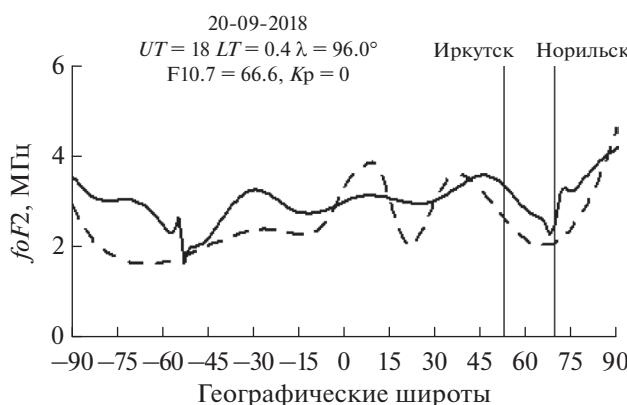


Рис. 4. Положение ГИП и аврорального овала в широтной зависимости f_{0F2} по долготе средней точки радиотрассы Норильск – Иркутск в спокойных условиях 20.09.2018 (левая панель) и во время ионосферной бури 22.09.2018 (правая панель) в модели GDMI на 18:00 UT. Модель GDMI – сплошная, IRI – пунктирная кривая.

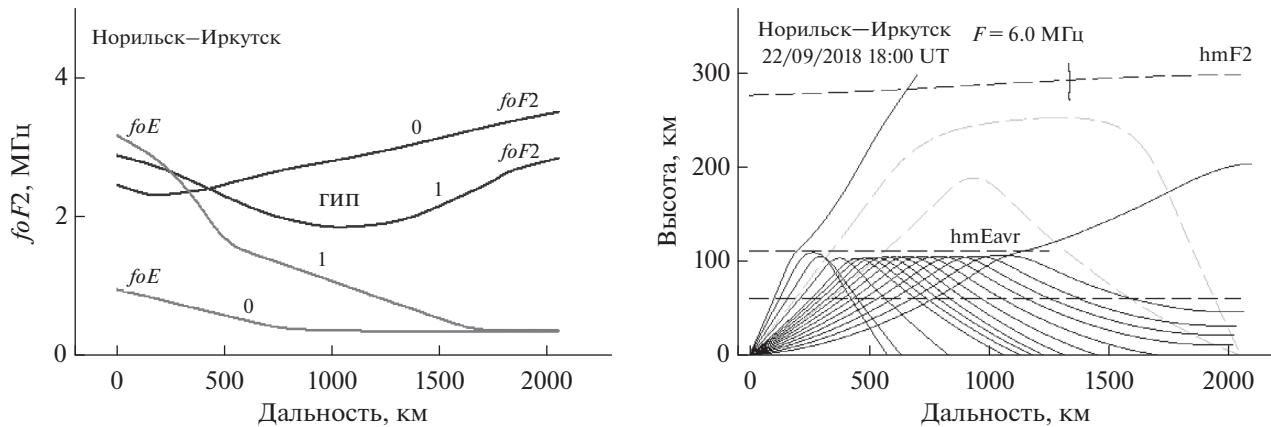


Рис. 5. Левая панель – положение ГИП и аврорального слоя E ионосферы в спокойных условиях (20.09.2018 18:00 UT, кривые 0) и в возмущенных (22.09.2018 18:00 UT, кривые 1). Правая панель – лучевые траектории для частоты 6 МГц в модели GDMI, иллюстрирующие эффект “blackout” на радиотрасse наклонного радиозондирования Норильск – Иркутск во время ионосферной бури.

перименте, так и в расчетных значениях по модели GDMI, а также существенное расхождение среднемесячных и посуточных результатов, особенно в локальное полуденное время. Рассчитанные с учетом текущих гелиогеофизических условий МПЧ 1F2 значительно лучше соответствуют экспериментальным данным в целом, а суточная динамика отражает инерционные свойства ионосферы. Однако в ночных условиях наблюдается некоторое расхождение расчетных и экспериментальных значений МПЧ 1F2. Экспериментальные результаты ниже модельных оценок и ближе к среднемесячным данным моделирования.

Модельные расчеты с текущими гелиогеофизическими данными подтверждают наличие интервала времени, когда блокируется прохождение зондирующего излучения модой 1F2 на радиотрассе, а именно с 18:00 по 23:00 UT 22.09.2018 (рис. 3, кривая 1). В целом, расчетный интервал блокировки несколько меньше, чем наблюдается в эксперименте, но важно, что модель GDMI позволяет принципиально описать такую неординарную ситуацию, причем, только в режиме с текущими гелиогеофизическими данными. В среднемесячном режиме расчетов данный эффект отсутствует.

Более детально состояние ионосферы на время 18:00 UT для 20.09.2018 и 22.09.2018 представлено на левой панели рис. 5. Кривые с индексом “0” отражают продольные по радиотрассе зависимости foF_2 и foE для спокойных условий 20.09.2018, а с индексом “1” – для возмущенных 22.09.2018. Хорошо видны две особенности распределения электронной плотности в ионосфере в момент времени формирования эффекта

“blackout” (кривые 1): наличие ГИП в слое F_2 с “дном” в области средней точки радиотрассы и сильная продольная неоднородность foE из-за присутствия авроральной компоненты в ионизации слоя E ионосферы. Анализ на основе лучевых расчетов для частоты 6 МГц показывает (рис. 5, правая панель), что блокировка прохождения связана именно с наличием аврорального слоя E . Траектории нижнего и верхнего лучей моды 1F2 для невозмущенных условий с уверенностью регистрацией НЗ показаны пунктирными, а реальная ситуация с экранирующим действием аврорального E -слоя сплошными линиями. Хорошо видно, что для полной блокировки прохождения радиоволн важен не только фактор достаточно высокой величины ионизации на высотах E -слоя ионосферы, но и сильный продольный градиент электронной плотности авроральной составляющей, приводящий к формированию механизма “рикошетирующих” (проходящих в точке разворота над земной поверхностью) лучевых траекторий. Следует отметить локализованный характер эффекта блокировки – в других точках земной поверхности прохождение, пусть и частичное, вполне может осуществляться. Глобальная блокировка, по-видимому, может иметь место только при очень сильных геомагнитных возмущениях, затрагивающих и D -область ионосферы, и определенной геометрии положения точки излучения к экваториальной границе аврорального овала.

Эффект деградации кратных отражений на ионограммах НЗ в дневных возмущенных условиях (рис. 6), по всей видимости, также связан с продольной неоднородностью электронной плотно-

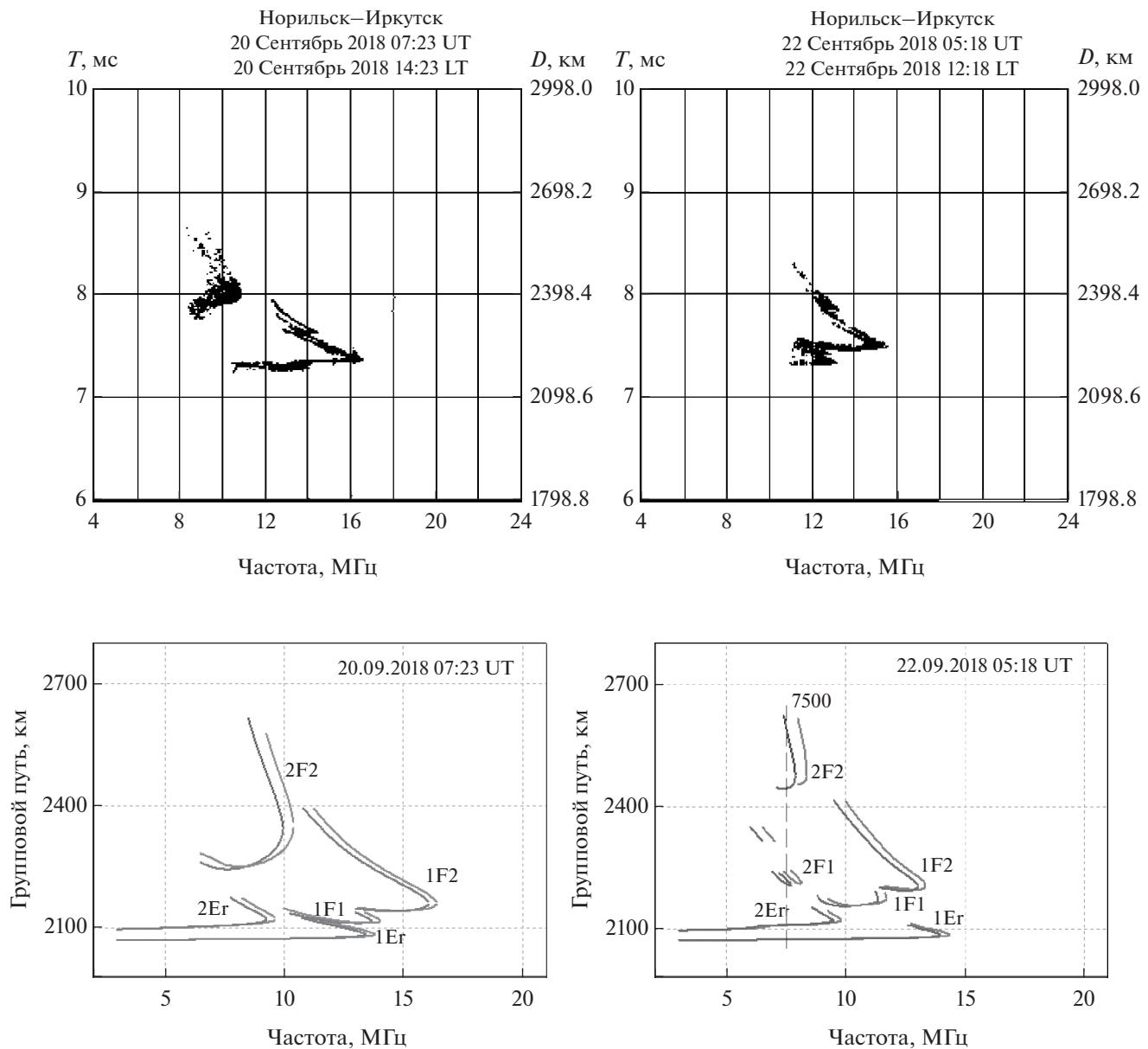


Рис. 6. Ионограммы наклонного радиозондирования ионосферы в локальное околополуденное время в спокойных геомагнитных условиях 20.09.18 07:23 UT и во время геомагнитной бури 22.09.18 05:18 UT – экспериментальные (верхняя панель) и синтезированные в модели GDMI (нижняя панель).

сти на рассматриваемой радиотрассе. Вторым фактором может быть увеличение поглощения на первом скачке при прохождении зондирующих радиоволн, наиболее значимо испытывающему наличие авроральной составляющей в E -слое в дополнение к естественной электронной концентрации на высотах 110–120 км.

На рис. 6 представлены результаты регистрации ионограмм НЗ в локальное дневное время [Куркин и др., 2022]: в спокойном дне 20.09.2018

14:23 LT и возмущенном 22.09.2018 12:18 LT. В первом случае в данных радиозондирования хорошо выражен след двукратного отражения от ионосферы – моды 2F2 с наличием нижнелучевых и верхнелучевых компонент волнового поля (рис. 6, левая верхняя панель). В период ионосферного возмущения в модовой структуре волнового поля кратные отражения полностью отсутствуют (рис. 6, правая верхняя панель). Синтезированные ионограммы приведены на нижних панелях. Частотная зависимость модовой струк-

туры волнового поля для слоя *F2* в спокойных условиях (рис. 6, левая нижняя панель) довольно хорошо соответствует структуре экспериментальной ионограммы НЗ, в частности, МНЧ 1F2 и МПЧ 1F2 в обоих случаях очень близки по значениям. Также видно характерное проявление влияния слоя *F1* на след, сформированный при отражении от слоя *F1*оносферы в целом. Аналогичная ситуация и с кратным отражением. Частотный след рассчитанной моды 2F2 хорошо выражен и соответствует эксперименту, в частности, МНЧ 2F2 и МПЧ 2F2 практически совпадают. Наиболее заметное различие состоит в том, что в экспериментальных данных совершенно отсутствуют следы отражения от слоя *E* – моды 1E и 2E. Наименьшая частота, на которой регистрируется зондирующий сигнал, составляет ~ 8 МГц (мода 2F2) и это, главным образом, обусловлено поглощением, сильно возрастающим при уменьшении частоты, поскольку теоретически следы существуют и на более низких частотах, в том числе, и при отражении от слоя *F2*. Отсутствие следов отражения от слоя *E* ионосферы на ионограммах НЗ объясняется двумя причинами [Куркин др., 2022]: географическим фактором – дальностью радиотрассы, превышающей 2000 км, и наличием возвышенности вблизи пункта излучения (Норильск), экранирующей излучение с углами близкими к нулевым (мода 1E). Отсутствие моды 2E является общим случаем и определяется практически полным поглощением волнового поля в *E*-слое при двукратном отражении [Крашенинников, 2018; Крашенинников и Шубин, 2020] даже в спокойных условиях. В возмущенный день структура синтезированных следов кратных отражений кардинально меняется (рис. 6, правая нижняя панель). След двукратного отражения от *F*-области фрагментируется из-за сильной продольной неоднородности среды, в частности, вследствие возрастания благоприятных условий для захвата волнового поля в межслойной *EF* канал.

Базовыми факторами, определяющими амплитуду волнового поля, являются пространственная расходимость и потери энергии волны посредством упругих столкновений электронов с ионами и нейтральными молекулами газов, и они определяют нижнюю границу диапазона прохождения декаметровых радиоволн через ионосферу [Дэвис, 1973; Крашенинников и Шубин, 2020; Ruck and Themens, 2021]. Параметр пространственной расходимости можно оценить по свойствам функции группового пути на выбранной частоте моды в задаче с граничными условиями – чем больше величина группового пути и больше его производная по частоте в абсолют-

ном значении, тем больше величина ослабления и, соответственно, меньше амплитуда волнового поля. Это обстоятельство хорошо видно из синтезированных ионограмм на рис. 6. Для всех синтезированных фрагментов в структуре кратного отражения от ионосферы в возмущенных условиях характерно как общее увеличение группового пути мод, так и характера изменчивости от частоты по отношению к спокойным условиям (рис. 6, нижние панели), что подтверждается и количественными оценками коэффициента переноса излучения – K_d' при учете пространственной расходимости [Кравцов и Орлов, 1980]

$$K_d' = \frac{1}{\sqrt{J}}, \quad J = \frac{n da}{n_0 da_0},$$

где da_0 и da – начальное и конечное сечения лучевой трубы, n – показатель преломления, J – лучевая расходимость. Даже для наиболее благоприятной ситуации нулевой производной группового пути по частоте для номинала 7500 кГц в нижнелучевой ветви следа 2F2 (отмечено на рис. 6, правая панель) он меньше, чем в спокойных условиях (рис. 6, левая панель): 0.348e-03 и 0.468e-03 соответственно. Т.е. в возмущенных условиях расходимость волнового поля возрастает, что естественно в условиях возрастающей неоднородности среды. Более сложная ситуация с ослаблением волнового поля, связанного с частотой соударений электронов. В возмущенных условиях в модели GDMI кроме увеличения продольной неоднородности на высотах *E*-слоя возрастает также и высота максимума слоя *F2* – hmF2, что обуславливает более крутые ветви лучевых траекторий в задаче с граничными условиями и приводит к возрастанию углов выхода и прихода зондирующих волн. В примере ионограмм – рис. 6 такое возрастание для моды 2F2 составляет $\sim 10^\circ$. Следовательно, уменьшаются участки прохождения в слое *E* ионосферы. Так для номинала 7500 кГц коэффициенты переноса волнового поля для фактора поглощения в возмущенных и спокойных условиях равны: 0.386e-01 и 0.884e-02 соответственно. В целом, получается, что амплитуда волнового поля в возмущенных условиях для данного номинала в ~ 3 раза превышает аналогичный уровень для спокойных условий, что, в принципе, сравнимо по порядку величины. Учитывая, что в эксперименте спокойного дня (рис. 6, левая верхняя панель) след для данного номинала отсутствует, можно заключить, что вероятность его появления невелика и в реализации 22.09.2018 05:18 UT. В реальных условиях расчета энергетических параметров волнового поля кроме фундаментальных факторов ионосферного распространения радиоволн нужно учитывать и до-

полнительные аспекты системы радиозондирования ионосферы: антенны, эффективную мощность, частотную полосу излучения и уровень фонового электромагнитного шума.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В целом, анализ данных радиозондирования на радиотрассе Норильск-Иркутск, пересекающей ГИП и авроральный овал во время ионосферного возмущения 21–22.09.2018 показал, в частности, что модель GDMI позволяет понять и принципиально смоделировать основные особенности условий распространения радиоволн как в магнитоспокойных условиях, так и в процессе развития ионосферной бури низкой (слабой) интенсивности. Модель достаточно хорошо отражает динамику особой точки ионограммы Н3 – МПЧ 1F2 в суточном масштабе, в частности, наиболее наглядно в локальное околополуденное время, как в спокойный период, так и в фазах развития бури и после буревого восстановления. Кроме этого, модель GDMI позволяет принципиально объяснить формирование эффекта “blackout” из-за наличия, сгенерированного вочных условиях аврорального *E*-слоя, хотя и в несколько меньших временных границах блокировки прохождения радиоволн. Наиболее вероятной причиной может быть несколько заниженная величина модельной электронной плотности аврорального *E*-слоя, что также отмечалось выше для случаев:

а) сравнительного анализа результатов измерений радара некогерентного рассеяния и теоретического представления физической моделью AIM-E – рис. 2а и 2б;

б) по данным ионозонда ст. Москва (рис. 1), для которого GDMI значение f_{oEavr} равняется 1.5 МГц, что значительно меньше наблюдаемого – 6 МГц.

Модель GDMI дает меньшие значения для плазменной частоты в максимуме аврорального слоя *E*, чем показывают приведенные данные экспериментальных измерений. Но здесь следует учитывать, что и эксперимент, и расчеты в теоретической модели AIM-E [Nikolaeva et al., 2021] и результаты в супербурю 29.11.2003 представлены в один момент времени, а эмпирическая модель GDMI является усредненной для интервала времени в три часа, как формируются индексы геомагнитной возмущенности. Тем не менее, то обстоятельство, что временной интервал эффекта полной блокировки прохождения радиоволн на исследуемой трансавроральной радиотрассе, рассчитанный по модели GDMI, меньше экспериментального, действительно может указывать

также на несколько заниженную электронную плотность в авроральном *E*-слое. Другими проблемными обстоятельствами модели GDMI на данном этапе являются:

а) фактор наиболее вероятного высотного положения аврорального *E*-слоя (возможно в зависимости от индекса геомагнитной возмущенности) и

б) корректное построение высотного профиля электронной плотности в глобальном масштабе – зональный характер базовой функции высотного профиля Ne не обеспечивает физически обоснованного плавного перехода на границах зон.

Следовательно, в этих аспектах модель нуждается в развитии.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ данных мониторинга условий прохождения радиоволн методом многочастотного наклонного радиозондирования показал, что основной причиной полной блокировки прохождения зондирующих радиоволн на трансавроральной радиотрассе Норильск-Иркутск в ночное время в условиях геомагнитного возмущения небольшой интенсивности является наличие сильно неоднородного аврорального слоя *E*, возникающего под ионизирующими действием заряженных частиц солнечного ветра. Совокупность факторов продольной неоднородности авроральной компоненты электронной плотности, общего увеличения поглощающих свойств ионосферной плазмы на высотах *E*-слоя ионосферы и особенностей ионосферного распространения радиоволн объясняет деградацию следов кратных отражений в дневных возмущенных условиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные наклонного зондирования на трассе Норильск-Иркутск, предоставленные ИСЗФ, получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангара” (<http://ckprf.ru/ckp/3056>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Это исследование было поддержано бюджетным финансированием института.

Никакие дополнительные гранты для осуществления этого исследования не были получены.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Акасофу С.И.* Полярные и магнитосферные суббури // М: Мир, 320 с. 1971.
- *Боярчук К.А., Иванов-Холодный Г.С., Коломийцев О.П. и др.* Отклик среднеширотной ионосферы Земли на экстремальные события на Солнце в октябре–ноябре 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 1. С. 84–91. 2005.
- *Брюнели Б.Е., Намгладзе А.А.* Физика ионосферы // М: Наука, 527 с., 1988.
- *Веселовский И.С., Панасюк М.И., Авдюшин С.И. и др.* Солнечные и гелиосферные явления в октябре – ноябре 2003 г.: причины и следствия // Космич. исслед. Т. 42. № 5. С. 456–488. 2004.
- *Деминов М.Г., Шубин В.Н.* Эмпирическая модель положения главного ионосферного провала // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 366–373. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018030070>
- *Деминов М.Г., Шубин В.Н., Бадин В.И.* Модель критической частоты Е-слоя для авроральной области // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 5. С. 610–617. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021050059>
- *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 502 с. 1973.
- *Кица П.В., Крашенников И.В., Лукашkin В.М.* Моделирование многочастотного распространения КВ-сигналов в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 31. № 1. С. 158–162. 1993.
- *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред, М., “Наука”, 304 с., 1980.
- *Крашенников И.В., Павлова Н.М., Ситнов Ю.С.* Модель IRI в задаче прогнозирования ионосферного прохождения радиоволн в условиях высокой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 6. С. 774–782. 2017.
<https://doi.org/10.7868/S0016794017060050>
- *Крашенников И.В., Шубин В.Н.* Частотная зависимость энергетических параметров волнового поля на предельной дальности одиночекового распространения радиоволн в условиях низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 2. С. 220–228. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S001679402002008X>
- *Крашенников И.В., Шубин В.Н.* Проявление аврорального Е-слоя в данных радиозондирования ионосферы в условиях геомагнитной бури низкой интенсивности (трансавроральная радиотрасса) // Гелиогеофизические исслед. Т. 42. С. 29–39. 2024.
- *Куркин В.И., Полех Н.М., Золотухина Н.А.* Влияние слабых магнитных бурь на характеристики распространения КВ-радиоволн // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 2. С. 245–256. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022020110>
- *Шубин В.Н., Деминов М.Г.* Глобальная динамическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 4. С. 461–473. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019040151>
- *Akasofu S.I.* The dynamic aurora // Sci. Am.(ISSN 0036-8733). V. 260. P. 90–97. 1989.
- *Besprozvannaya A.S., Shirochkov A.V. and Shchuka T.I.* The dynamics of the high latitude ionospheric E region // J. Atmos. Terr. Phys. V. 42. P. 115–123. 1980.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(80\)90071-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(80)90071-9)
- *Bilitza D., Radicella S., Reinisch B., Adeniyi J., Mosert M., Zhang S., Obrou O.* New B0 and B1 models for IRI // Adv. Space Res. V.25. N. 1. P. 89–95. 2000.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(99\)00902-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)00902-3)
- *Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X.* International Reference Ionosphere 2016: from ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V.15. P. 418–429. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016SW001593>
- *Cameron T.G., Fiori R.A.D., Warrington E.M. et al.* Evaluation of the effect of sporadic-E on high frequency radio wave propagation in the Arctic // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 228. 105826. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105826>
- *Danilov A.D., Lašovička J.* Effects of geomagnetic storms on the ionosphere and atmosphere // Int. J. Geomagn. Aeron. V. 2. № 3. P. 209–224. 2001.
- *Hunsucker R.D., Hargreaves J.K.* The High-Latitude Ionosphere and its Effects on Radio Propagation // Cambridge University Press. New York. 617 p. 2003. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511535758>
- *Milan S.E., Jones T.B. and Warrington E.M.* Enhanced MUF propagation of HF radio waves in the auroral zone // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 59. N. 2. P. 237–248. 1997.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(96\)00031-4](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(96)00031-4)
- *Nava B., Consson P., Radicella S.M.* A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 70 N. 15. P. 1856–1862. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.01.015>
- *Nikolaeva V., Gordeev E., Sergienko T. et al.* AIM-E: E-Region Auroral Ionosphere Model // Atmosphere, 12. 748. 2021. <https://doi.org/10.3390/atmos12060748>
- *Ruck J.J., Themens D.R.* Impacts of auroral precipitation on HF propagation: A hypothetical over-the- horizon radar case study // Space Weather. 19. e2021SW002901. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021SW002901>
- *Yermolaev Yu.I. and Yermolaev M.Yu.* Solar and Interplanetary Sources of Geomagnetic Storms: Space Weather Aspects // Izv. Atmos. Ocean Phys. V. 46. N. 7. P. 799–819. 2010.

Influence of Large-Scale Auroral Inhomogeneities on the Radio Waves Passage under Conditions of Moderate Geomagnetic Storm

I. V. Krasheninnikov^{1,*}, V. N. Shubin^{1,**}

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, the Ionosphere, and Radio Wave Propagation,*

Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Troitsk, Russia

*e-mail: krash@izmiran.ru

**e-mail: shubin@izmiran.ru

We analyze the experimental results of multi-frequency oblique radio sounding of the ionosphere on the meridional transauroral radio path Norilsk-Irkutsk during the moderate geomagnetic storm on September 22, 2018 with a maximum value of the disturbance index $K_p \sim 5$. Based on the Global Dynamic Model of the Ionosphere (GDMI) ionosphere model, which takes into account the dynamic state of the basic large-scale structures of the polar ionosphere: the main ionospheric trough (GIT), polar oval and auroral E -layer, general correspondence of maximum observed frequencies (MOF 1F2) and calculated maximum usable frequencies (MUF 1F2) variations in the geomagnetic disturbance dynamics is shown. A physical explanation is given for the recorded phenomenon of complete blocking the radio waves transmission in local night conditions (“blackout”). The main factor of this effect manifestation is a presence of the auroral layer E in the ionosphere, generated by precipitating charged particles, highly inhomogeneous in the longitudinal section of the radio path. Under daytime conditions, the presence of auroral component in the E -layer leads to a weaker effect of degradation the multiple reflections traces on oblique radio sounding ionograms.

Keywords: ionosphere, auroral ionosphere, radio wave propagation, oblique radio sounding of the ionosphere.

УДК 550.388.2

ГЕОМАГНИТНЫЙ КОНТРОЛЬ РАЗВИТИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПУЗЫРЕЙ

© 2024 г. Л. Н. Сидорова*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкина РАН (ИЗМИРАН),
Москва, Троицк, Россия
*e-mail: lsid@izmiran.ru

Поступила в редакцию 01.05.2024 г.

После доработки 15.06.2024 г.

Принята к публикации 25.07.2024 г.

Неоднократно делались попытки исследовать влияние геомагнитной активности на генерацию экваториальных плазменных пузырей. На настоящий момент принято считать, что геомагнитная активность стремится подавить генерацию и развитие экваториальных плазменных пузырей в дополуночном секторе. Что касается послеполуночного сектора, то полагают, что вероятность их наблюдать после полуночи будет возрастать по мере роста геомагнитной активности. Причем темпы роста вероятности будут сильно зависеть от уровня солнечной активности: в минимуме они будут наиболее значительны. Для подтверждения этих идей требуется достаточное количество наблюдательных данных. Для этой цели наилучшим образом подходят наблюдения экваториальных плазменных пузырей, полученные в до- и послеполуночном секторах на борту спутника ISS-b (~972–1220 км, 1978–1979). Данные были рассмотрены в двух широтных регионах: экваториально-низкоширотном $\pm 20^\circ$ и среднеширотном $\pm (20^\circ–52^\circ)$. Для обеих групп были рассчитаны LT и Kp-вариации вероятности наблюдения экваториальных плазменных пузырей. (1) Выявлено, что максимум вероятности наблюдения пузырей, регистрируемых на экваторе и в низких широтах, приходится на дополуночный сектор. Вероятность их наблюдать убывает по мере роста Kp-индекса, взятого за 3 и 9 часов до их регистрации. (2) Однако, максимум вероятности наблюдения пузырей, регистрируемых на средних широтах, приходится на послеполуночный сектор. Вероятность их наблюдать немного возрастает по мере роста Kp-индекса, взятого за 9 часов до их регистрации. Таким образом, получено подтверждение идеи о влиянии на генерацию послеполуночных экваториальных плазменных пузырей механизма возмущенного ионосферного динамо. Он “включается” после нескольких часов повышенной геомагнитной активности и благоприятствует генерации. Однако его влияние ослаблено в годы повышенной солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794024060075, EDN: QOLYNN

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с пионерских работ Woodman and La Hoz [1976] принято считать, что экваториальные плазменные пузыри (equatorial plasma bubbles, EPB) или экваториальное F-рассеяние (equatorial spread F, ESF) формируются после захода Солнца под влиянием плазменной неустойчивости Рэлея–Тейлора (RT), развивающейся на высотах основания F-области. А именно, в вечерний период, когда солнечный терминатор пересекает экваториальные широты, наблюдается резкий всплеск электрических полей восточного направления (pre-reversal enhancement, PRE). Всплеск полей вызывает мощный восходящий E×B дрейф, который приводит к быстрому подъему основания

экваториальной F-области до высот, где темпы роста RT-неустойчивости доминируют и становятся решающими. Как результат, возникают благоприятные условия для генерации EPB (ESF).

Помимо суточной изменчивости, экваториальные электрические поля испытывают возмущения в период геомагнитных бурь под влиянием двух высокоширотных факторов – магнитных возмущений, возникающих под воздействием солнечного ветра на магнитосферу Земли [Senior and Blanc, 1984], и ионосферных возмущений [Blanc and Richmond, 1980].

Динамические взаимодействия солнечного ветра и магнитосферы, ведущие к изменению потенциала в полярной шапке, в низких широтах

вызывают появление так называемых электрических полей прямого или быстрого проникновения (*prompt penetration electric fields, PP*) и приводят к росту возмущенности зональных электрических полей [Kelley et al., 1979; Fejer and Scherliess, 1997]. Электрические поля прямого или быстрого проникновения (PP) являются короткоживущими (~1–2 ч) и практически мгновенно распространяются в низкие и экваториальные широты [Fejer, 1991].

Ионосферные возмущения появляются благодаря развитию глобальной термосферной циркуляции, наведенной джоулевым нагревом в арктических широтах. По мере развития циркуляционных процессов возмущенное ионосферное динамо (*ionospheric disturbance dynamo, IDD*) генерирует долгоживущие возмущения электрического поля на средних и в низких широтах [Scherliess and Fejer, 1997]. В экваториальных широтах IDD вызывают появление долгоживущих (несколько часов) электрических полей, имеющих западное направление в дополуночном секторе. Эти процессы развиваются достаточно медленно – несколько часов с момента начала геомагнитной бури (суббури) [Fejer and Scherliess, 1995]. Согласно Blanc and Richmond [1980] временная задержка между началом суббури и развитием мощного электрического поля в экваториальных широтах может достигать ~9 ч).

Как результат, суперпозиция электрических полей разной природы (PP и IDD) может либо усиливать, либо ослаблять эффект PRE в период захода Солнца. Иными словами, электрические поля PP и поля ветрового динамо (IDD), накладываясь на регулярные вариации экваториальных электрических полей, могут либо благоприятствовать процессам генерации EPB, либо их подавлять. Считают, что рост/подавление EPB зависит от относительного вклада полей PP и IDD в зависимости от начала бури и местного времени [Martinis et al., 2005; Basu et al., 2007]. Например, как было показано Martinis et al. [2005], имеется устойчивая взаимосвязь между послезаходным EPB и быстрыми временными изменениями в межпланетном электрическом поле, вызванными вариациями B_z -компоненты IMF. Эти изменения способствуют мгновенному развитию полей PP восточной полярности, что является благоприятной ситуацией для роста RT-неустойчивости. С другой стороны, механизм IDD в экваториальных широтах вызывает появление долгоживущих электрических полей, имеющих в дополуночном секторе западное направление, что приводит к подавлению темпов RT-неустойчивости. Эти долгоживущие поля, инициированные, напри-

мер, рядом последовательных суббурь, имеют свойство накладываться и создавать длительный эффект подавления генерации EPB.

В результате возникает довольно сложная, запутанная картина влияния геомагнитной активности (влияния через разные медиаторы) на процессы генерации EPB (ESF).

Неоднократно делались попытки исследовать это влияние. На настоящий момент исследователи пришли к единому мнению о том, что геомагнитная активность стремится подавить генерацию EPB в дополуночном секторе. (Иными словами, при росте K_p -индекса наблюдается уменьшение вероятности наблюдения EPB.) Что касается послеполуночного сектора, то считают (см., например, [Bowman, 1978; Burke, 1979; Singh et al., 1997]), что вероятность наблюдать EPB после полуночи будет расти по мере роста геомагнитной активности.

Для достижения лучшего понимания относительного вклада разных медиаторов (PP и IDD) в перенос энергии геомагнитных бурь проводились исследования, связанные с изучением задержки влияния K_p -индекса как индикатора буревой активности, на генерацию/развитие EPB (см., например, [Palmroth et al., 2000; Sobral et al., 2002; Li et al., 2009]). Очевидно, что учет задержки K_p -индекса позволяет с некой долей вероятности “отсечь” мгновенное влияние короткоживущих электрических полей PP. Было выявлено [Li et al., 2009], что магнитная активность уверенно подавляет генерацию EPB с задержкой по времени 4–9 часов в экваториальном регионе и с задержкой в 8–9 часов в низкоширотном регионе. При этом рассматривались только дополуночные EPB (послеполуночных было недостаточно для статистического анализа). В работе [Sobral et al., 2002] по данным за 22 года оптических наблюдений было выявлено, что при изменениях K_p -индекса в период 18–21 LT (т.е. на старте развития EPB) вероятность наблюдать EPB сначала убывала при росте K_p -индекса до 5, а при $K_p \geq 5$, наоборот, возрастила. К сожалению, авторы не конкретизировали сектор наблюдений EPB. Однако другие исследователи [Palmroth et al., 2000], опираясь на данные спутника DE 2, провели четкое разделение EPB по секторам наблюдения. Для вечерних случаев (19–23 MLT) было выявлено, что лучшая обратная корреляция имеет место при задержке K_p -индекса на 2 и 9 часов. Для утренних случаев (23–06 MLT) была обнаружена прямая корреляция, причем лучшая имела место с задержкой K_p -индекса на 2–4 часа и 9 часов.

В настоящей работе продолжено изучение эффекта задержки влияния K_p -индекса на разви-

тие EPB на протяжении всей ночи. Особое внимание уделено послеполуночному сектору. Важно отметить, что проведение такого исследования стало возможным благодаря тому, что накоплен значительный материал (данные спутника ISS-b), касающийся случаев EPB, регистрируемых на высотах верхней ионосферы (~ 1000 км) как в дополуночном, так и в послеполуночном секторе [Сидорова, 2020; 2021; 2022]. По данным спутника ISS-b рассчитаны гистограммы вероятности наблюдений EPB в зависимости от широты, местного времени, месяца года и т.д., что позволило получить четкую пространственно-временную картину эволюции EPB на высотах верхней ионосферы [Сидорова, 2020; 2021; 2022; 2023а, б]. Эти результаты оказались крайне полезными и облегчили проведение настоящего исследования.

Для выполнения поставленной задачи были рассчитаны гистограммы вероятности наблюдения EPB в зависимости от местного времени (LT) и уровня геомагнитной активности (K_p). При этом EPB по широтному признаку наблюдений были разбиты на две группы: экваториально-низкоширотные и среднеширотные EPB. Зависимость вероятности наблюдения разных групп EPB от уровня геомагнитной активности (K_p) была исследована для трех случаев, когда задержка K_p -индекса составляла 3, 6 и 9 часов.

2. ДАННЫЕ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Гистограммы вероятности наблюдения EPB (EPB occurrence probability, P_{EPB}) в зависимости от местного времени (LT) и уровня геомагнитной активности (K_p) были рассчитаны по данным спутника ISS-b [RRL, 1983; 1985]. Спутник ISS-b летал в годы высокой солнечной активности ($F10.7 \sim 150-220$, 1978–1979), имел квазикруговую орбиту с наклонением $\sim 70^\circ$, покрывающую высоты верхней ионосферы ($\sim 972-1220$ км). Наблюдения на борту спутника проводились в течение 17 месяцев (август 1978 – декабрь 1979) [RRL, 1983; 1985].

Для построения гистограмм использовались наблюдения плазменных областей с пониженной концентрацией He^+ . Согласно работам [Sidorova and Filippov, 2012; Сидорова и Филиппов, 2013], эти области, регистрируемые на высотах верхней ионосферы, можно интерпретировать как плазменные пузыри экваториального происхождения (EPB). Для построения использовались только те EPB (области с обедненной концентрацией He^+), концентрация которых уменьшалась в полтора раза и более по отношению к фону.

2.1. Вариации P_{EPB} в зависимости от местного времени (LT)

Для построения LT-вариаций P_{EPB} использовались данные о наблюдениях EPB в интервале 17–08 LT. Случаи EPB рассматривались независимо от уровня геомагнитной активности, т.е. при всех значениях K_p -индекса. Значения P_{EPB} рассчитывались как медианные по двум широтным регионам, покрывающим оба полушария. Рассматривалась область экваториальных и низких широт $\pm 20^\circ$ (рис. 1а), а также область преимущественно средних широт $\pm(20^\circ-52^\circ)$ (рис. 1б), которая в интервале $\pm(20^\circ-23.3^\circ)$ пересекала низкие широты. (Точность фиксации орбитальных параметров спутника ISS-b, приведенная в каталогах [RRL, 1983; 1985], невелика, поэтому граница $\pm 20^\circ$ – довольно условная. Далее, для облегчения повествования будем называть эту область “среднеширотной”.) Выбор указанных широтных областей связан со следующим.

При подъеме пузыря на высоты верхней ионосферы (ISS-b, $\sim 972-1220$ км) под влиянием амбиополярной диффузии происходит “растекание” пузыря вдоль магнитных силовых трубок. Как результат, пузырь приобретает бананообраз-

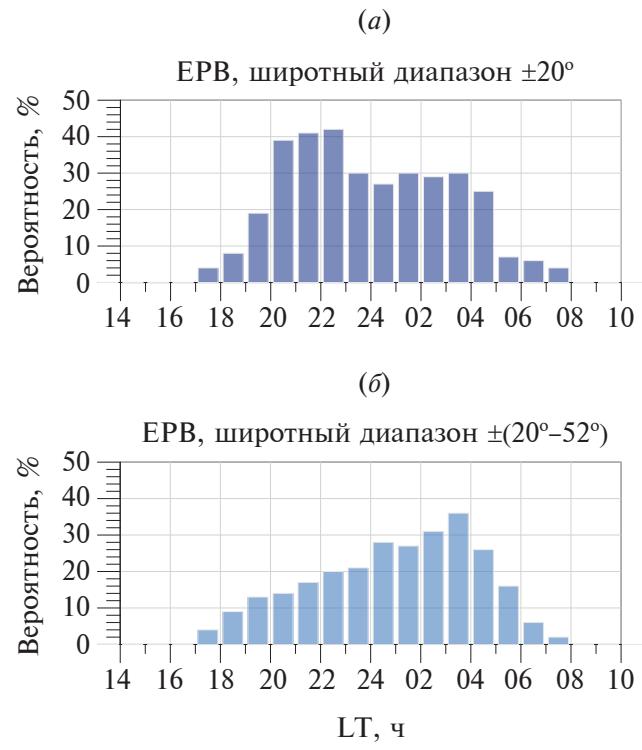


Рис. 1. LT-вариации вероятности наблюдения EPB (P_{EPB}).
(а) – Область экватора и низких широт: $\pm 20^\circ$.
(б) – Область средних широт: $\pm(20^\circ-52^\circ)$.

ный вид. В таком виде пузырь может регистрироваться не только в экваториальных и низких широтах, но и на средних широтах. По рисунку хорошо видно, что серединная (вершинная) часть поднимающегося пузыря регистрируются над экватором, а его концы регистрируются в низких либо средних широтах. Картина развития структуры пузыря нашла свое подтверждение в исследованиях широтных распределений P_{EPB} , проведенных на разных высотах [Сидорова, 2021]. Было выявлено, что с ростом высоты в широтных распределениях P_{EPB} помимо центрального (экваториального) максимума вероятности развиваются дополнительные среднеширотные максимумы вероятности. Рост и развитие среднеширотных максимумов объясняется фактом достижения EPB своих потолочных высот. (Пузырь, утративший способность к дальнейшему подъему, испытывает торможение, останавливается на силовой

трубке, соответствующей потолочной высоте, и через несколько часов испытывает сжатие (коллапс). Такие пузыри, застывшие у своих потолочных высот, накапливаются, что отражается в появлении среднеширотных максимумов P_{EPB} на высотах верхней ионосфери.)

С учетом вышеизложенного, выбор широтных областей исследования EPB был обусловлен широтами развития указанных максимумов, т.е. областями преимущественной регистрации EPB.

2.2. Вариации P_{EPB} в зависимости от уровня геомагнитной активности (Kp)

Для построения Kp -вариации P_{EPB} использовались данные о наблюдениях EPB в разных интервалах изменения Kp -индекса. Рассматривались 5 интервалов Kp -индекса, отражающих спокойную, умеренно-возмущенную и возмущенную

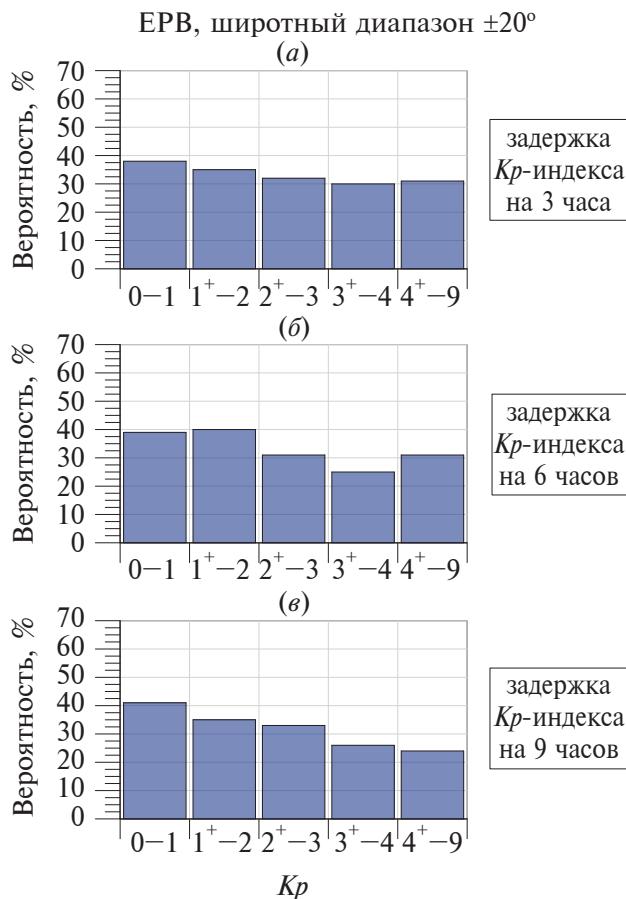


Рис. 2. Вариации P_{EPB} в зависимости от интервально-го значения Kp -индекса. Область экватора и низких широт: $\pm 20^\circ$.

(а) – Задержка Kp -индекса на 3 часа.

(б) – Задержка Kp -индекса на 6 часов.

(в) – Задержка Kp -индекса на 9 часов.

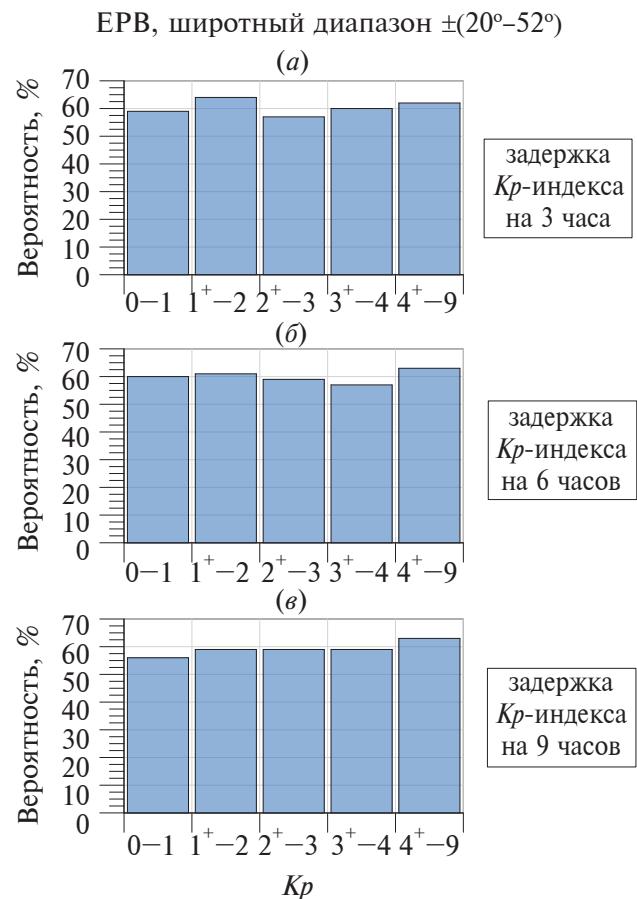


Рис. 3. Вариации P_{EPB} в зависимости от интерваль-ного значения Kp -индекса. Область средних широт: $\pm (20^\circ - 52^\circ)$.

(а) – Задержка Kp -индекса на 3 часа.

(б) – Задержка Kp -индекса на 6 часов.

(в) – Задержка Kp -индекса на 9 часов.

Таблица 1. Числовые характеристики вариаций P_{EPB} в зависимости от интервального значения Kp -индекса. Область экватора и низких широт: $\pm 20^\circ$

Kp интервалы	Задержка Kp -индекса на 3 часа		Задержка Kp -индекса на 6 часов		Задержка Kp -индекса на 9 часов	
	Количество EPB и пролетов	$P_{EPB}^1, \%$	Количество EPB и пролетов	$P_{EPB}^1, \%$	Количество EPB и пролетов	$P_{EPB}^1, \%$
0-1	83 (221)	38	84 (218)	39	93 (223)	41
1 ⁺ -2	83 (234)	35	101 (255)	40	87 (250)	35
2 ⁺ -3	83 (259)	32	82 (263)	31	85 (254)	33
3 ⁺ -4	46 (155)	30	43 (172)	25	46 (175)	26
4 ⁺ -9	35 (114)	31	31 (100)	31	25 (101)	24

Примечание. ¹Значения P_{EPB} округлены до целых чисел.

Таблица 2. Числовые характеристики вариаций P_{EPB} в зависимости от интервального значения Kp -индекса. Область средних широт: $\pm(20^\circ-52^\circ)$

Kp интервалы	Задержка Kp -индекса на 3 часа		Задержка Kp -индекса на 6 часов		Задержка Kp -индекса на 9 часов	
	Количество EPB и пролетов	$P_{EPB}^1, \%$	Количество EPB и пролетов	$P_{EPB}^1, \%$	Количество EPB и пролетов	$P_{EPB}^1, \%$
0-1	267 (450)	59	246 (411)	60	251 (444)	56
1 ⁺ -2	287 (447)	64	317 (517)	61	291 (490)	59
2 ⁺ -3	317 (555)	57	311 (525)	59	315 (537)	59
3 ⁺ -4	206 (341)	60	211 (369)	57	214 (361)	59
4 ⁺ -9	151 (244)	62	136 (217)	63	138 (218)	63

Примечание. ¹Значения P_{EPB} округлены до целых чисел.

геомагнитную обстановку: (0-1), (1⁺-2), (2⁺-3), (3⁺-4), (4⁺-9). Поскольку сильные и очень сильные геомагнитные возмущения разной интенсивности имели место не очень часто, для улучшения статистической выборки они были объединены в один интервал: Kp -индекс изменялся в пределах от 4⁺ до 9.

Значения P_{EPB} рассчитывались как медианные по двум широтным регионам, покрывающим оба полушария. Рассматривалась область экваториальных и низких широт $\pm 20^\circ$ (рис. 2), а также область средних широт $\pm(20^\circ-52^\circ)$ (рис. 3).

Для изучения эффекта задержки влияния Kp -индекса, как индикатора буревой активности, на генерацию EPB рассматривались три случая задержки. В первом случае (рис. 2a, 3a) использовались значения Kp -индекса, взятые за 3 часа до регистрации EPB. Во втором случае (рис. 2б,

3б) – за 6 часов до регистрации EPB. В третьем случае (рис. 2в, 3в), соответственно, за 9 часов до регистрации EPB. Числовые характеристики указанных вариаций отражены в таблицах 1, 2.

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

1. Проведем детальный сравнительный анализ LT-вариаций вероятности наблюдения EPB (P_{EPB}), выявленных в разных широтных областях (рис. 1a, б).

LT-вариации P_{EPB} , полученные на экваторе и в низких широтах $\pm 20^\circ$, имеют максимум вероятности, приходящийся на $\sim 20:00-23:00$ LT, т.е. на дополуночный сектор. К полуночи значения P_{EPB} испытывают падение и остаются приблизительно на одном довольно высоком уровне весь послеполуночный период вплоть $\sim 05:00$ LT.

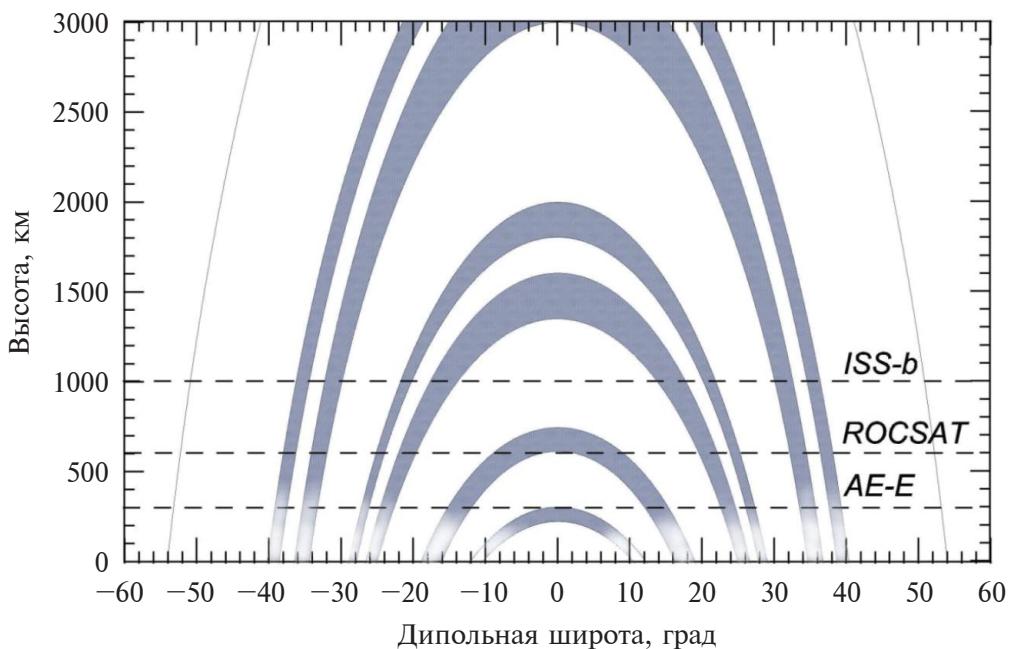


Рис. 4. Схематическое изображение эволюции экваториальных плазменных пузырей относительно магнитных силовых трубок, дипольной широты и высоты. Горизонтальными линиями показаны приблизительные высоты пролетов спутников ISS-b (~972–1220 км), ROCSAT-1 (~600 км), AE-E (~350–475 км).

С другой стороны, у LT-вариаций P_{EPB} , полученных на средних широтах $\pm(20^\circ–52^\circ)$, максимум приходится на послеполуночный период ($\sim 02:00–04:00$ LT). Значения P_{EPB} плавно нарастают после захода Солнца до указанного периода, а затем испытывают резкое падение к часам восхода.

2. Теперь обратимся к Kp -вариациям P_{EPB} (рис. 2, 3).

Kp -вариации P_{EPB} , полученные в области экватора и низких широт $\pm 20^\circ$ (рис. 2), при задержке Kp -индекса на 3 часа показывают слабую обратную зависимость P_{EPB} от Kp . При задержке Kp -индекса на 6 часов эта зависимость нарушается. Однако при задержке Kp -индекса на 9 часов она восстанавливается и становится значительной: при росте Kp значения P_{EPB} отчетливо убывают.

Kp -вариации P_{EPB} , полученные в области средних широт $\pm(20^\circ–52^\circ)$ (рис. 3), при задержках Kp -индекса на 3–6 часов четкой зависимости P_{EPB} от Kp не имеют. Однако при задержке Kp -индекса на 9 часов значения P_{EPB} находятся в прямой зависимости от Kp -индекса: они немного возрастают при росте значений Kp .

Следует указать, что Kp -вариации P_{EPB} в экваториально-низкоширотном регионе изменяются в пределах 24–41%, а в среднеширотном – 56–

64%. Действительно, как следует из гистограмм и таблиц 1, 2, количество среднеширотных EPB явно превалирует над экваториально-низкоширотными.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

1. Как указывалось во Введении, основная цель проводимого исследования является изучение влияния геомагнитной активности на генерацию EPB. Однако, чтобы разобраться в деталях этого влияния, необходимо иметь картину эволюции EPB, например, в широтно-временной развертке. Данные спутника ISS-b позволили получить эту картину на фиксированных высотах верхней ионосферы. По этим данным в разных широтных областях были получены LT-вариации P_{EPB} . Обсудим их.

Было выявлено, что EPB, регистрируемые на экваторе и в низких широтах $\pm 20^\circ$, доминируют (имеют максимум вероятности наблюдений) в дополуночном секторе. С другой стороны, EPB, регистрируемые на средних широтах $\pm(20^\circ–52^\circ)$, доминируют в послеполуночном секторе. Резонно задаться вопросом о причинах этого явления.

Ранее (см., например, [Сидорова, 2020]) по ряду спутниковых данных (CHAMP, AE-E, ROCSAT-1, Hinotori, ISS-b) было выявлено, что с ростом высоты наблюдения возникает четкая тенденция сдвига максимума вероятности наблюдения EPB

по времени. Так, если на высотах основания *F*-области максимум приходится на послезаходные часы (~20:30–22:00 LT, CHAMP, AE-E, ~400 км), то по мере роста высоты наблюдения он смещается к предполуночным (~21:00–24:00 LT, ROCSAT-1, ~600 км), далее к послеполуночным (~01:00–03:00 LT, Hinotori, ~650 км) и, наконец, к предрассветным (~03:00–04:00 LT, ISS-b, ~972–1220 км) часам. Для объяснения этого феномена следует обратиться к рис. 4.

Как уже указывалось (см., например, [Сидорова, 2021]), плазменные пузыри по мере своего подъема на большие высоты под влиянием амбиполярной диффузии начинают “растягиваться/растекаться” вдоль магнитных силовых трубок, приобретая бананообразный вид (рис. 4). В начальную fazу своего развития пузыри регистрируются строго в пределах экваториального региона, поскольку испытывают еще крайне незначительное диффузационное “растекание”. Как результат, появление (“приход”) таких EPB регистрируется как четкий максимум вероятности в дополуночном секторе [Stolle et al., 2006]. Далее, по мере подъема пузырей в полную силу вступают процессы диффузационного “растекания” и EPB могут регистрироваться не только в экваториальных, но и в низких широтах. При этом максимум их вероятности постепенно “размывается”: вершина становится более плоской, спуск становится более пологим и длинным [Watanabe and Oya, 1986; Li et al., 2009; Сидорова, 2020]. Именно такой формы нами получены LT-вариации P_{EPB} для случаев EPB, выявляемых на экваторе и в низких широтах $\pm 20^\circ$ (рис. 1a). Очевидно, что на высотах спутника ISS-b (~972–1220 км) в этих широтах фиксируются верхушки пузырей либо части пузырей, наиболее близкие к верхушкам. При этом максимум вероятности “прихода” EPB, по-прежнему сохраняется в дополуночном секторе. Дальнейший подъем пузыря на высоты верхней ионосферы приводит к тому, что его “концы” начинают проецироваться на средние широты. Большая часть пузырей достигает своих потолочных высот, останавливается на них и накапливается. Их накопление отражается в появление предрассветного максимума на гистограмме LT-распределения вероятности наблюдения EPB, рассчитанной по всему широтному диапазону $\pm 50^\circ$ [Сидорова, 2020]. И наиболее четко этот предрассветный максимум (~04:00–03:00 LT) проявляется в LT-вариациях P_{EPB} , рассчитанных конкретно для области средних широт $\pm (20^\circ–52^\circ)$ (рис. 1б). Примечательно, что эти вариации идентичны LT-вариациям вероятности наблюдений послеполуночно-

го ESF, полученным в работе Fejer et al. [1999] (рис. 12 указанной работы).

С учетом вышеизложенного, привязка к широтным областям $\pm 20^\circ$ и $\pm (20^\circ–52^\circ)$ обусловлена не только тем, что они являются областями преимущественной регистрации EPB (как показано ранее в пункте 2.1), но и тем, что там проявляются особенности LT-вариаций P_{EPB} .

2. Обратимся теперь к предмету исследования, а именно обсудим вариации P_{EPB} , построенные в зависимости от уровня геомагнитной активности (K_p) (рис. 2, 3). Проанализируем эффект задержки влияния K_p -индекса на развитие EPB в разных секторах наблюдений.

а) Рассмотрим EPB, выявленные в области $\pm 20^\circ$ (экватор и низкие широты) и доминирующие в дополуночном секторе. Было получено, что их вариации P_{EPB} находятся в слабой обратной зависимости от K_p при задержке последнего на 3 часа (рис. 2a). Эта тенденция нарушается при задержке K_p -индекса на 6 часов (рис. 2б) и восстанавливается при задержке K_p -индекса на 9 часов. Причем в последнем случае обратная зависимость становится весьма выраженной (рис. 2в).

Необходимо отметить, что полученные результаты довольно хорошо согласуются с результатами исследований, полученными по данным спутника DE 2 (~309–1012 км, 1981–1983) [Palmroth et al., 2000]. Там K_p -вариации P_{EPB} , выявленные в дополуночном секторе (19–23 MLT), показывали обратную зависимость от K_p -индекса при задержке последнего на 2 часа. Затем эта зависимость нарушалась и восстанавливалась только при задержке K_p -индекса на 9 часов (см. рис. 7 в работе [Palmroth et al., 2000]).

Аналогичная тенденция наблюдалась в поведении гистограмм P_{EPB} , рассчитанных за 3 года наблюдений по данным станций наземного зондирования в экваториальных и низких широтах Юго-Восточной Азии [Li et al., 2009]. Так, на экваторе обратная зависимость возникала при задержке K_p -индекса на 4 часа, а в низких широтах – при задержке K_p -индекса на 8–9 часов (см. рис. 8–9 в работе [Li et al., 2009]).

Таким образом, полученные нами результаты не противоречат ранее известным. Известно, что в дополуночном секторе генерация EPB подавляется из-за развития долгоживущих возмущенных электрических полей западной полярности, развивающихся через несколько часов после буревой активности. Эти возмущенные поля появляются под воздействием ионосферного ветрового динамика или так называемого IDD-эффекта (ionospheric disturbance dynamo, IDD), развивающегося на

средних и в низких широтах через несколько часов после начала бури [Scherliess and Fejer, 1997]. Возмущенные электрические поля накладываются на электрические поля регулярного динамо-эффекта, который остается активным даже в периоды геомагнитных возмущений. При этом генерация EPB не прекращается совсем, а лишь подавляется, так как снижаются темпы роста RT-неустойчивости.

Очевидно, что электрические поля быстрого или прямого проникновения (PP) также оказывают свое влияние. Они могут как благоприятствовать генерации EPB, так и подавлять ее. Их влияние развивается мгновенно, правда, действует недолго (~1–2 ч), поэтому в эффекте, связанном с задержкой влияния *Kp*-индекса, они практически не сказываются.

Согласно нашим результатам, IDD-эффект начинает проявляться при задержке *Kp*-индекса уже на 3 часа, что хорошо согласуется с указанием Fejer and Scherliess [1995]. Далее влияние IDD нарушается. Однако восстанавливается при задержке *Kp*-индекса на 9 часов, что опять же согласуется с выводами Blanc and Richmond [1980].

б) Рассмотрим EPB, полученные в области средних широт $\pm(20^\circ\text{--}52^\circ)$ и доминирующие в послеполуночном (утреннем) секторе. Хорошо видно, что их вариации P_{EPB} не имеют явной зависимости от *Kp*-индекса при задержке последнего на 3–6 часов. Однако при задержке *Kp*-индекса на 9 часов значения P_{EPB} находятся в прямой зависимости от *Kp*: при росте *Kp* значения P_{EPB} показывают небольшой рост (рис. 3в).

Как указывалось ранее, аналогичный результат был получен по данным спутника DE 2 [Palmroth et al., 2000]. Для утренних случаев EPB (23–06 MLT) была выявлена прямая корреляция значений P_{EPB} и *Kp*-индекса (рис. 10 в работе [Palmroth et al., 2000]). Причем лучшая корреляция имела место с задержкой *Kp*-индекса на 2–4 часа и 9 часов. Полученные нами и Palmroth et al. [2000] результаты перекликаются только при задержке *Kp*-индекса на 9 часов. По всей видимости, особенности орбитальных параметров спутников ISS-b (~972–1220 км, 1978–1979) и DE 2 (~309–1012 км, 1981–1983), их приборная разница, а также разница в уровне солнечной активности и длительности наблюдений вносят свои корректиры в сравниваемые результаты.

Какие же электродинамические процессы ответственны за отклик вероятности наблюдений послеполуночных EPB на развитие геомагнитных возмущений?

Известно, что электрические поля IDD в послеполуночный период меняют свою полярность с западной на восточную. В этом случае наиболее благоприятные условия для образования EPB (ESF) возникают после значительного и внезапного уменьшения конвекции в высоких широтах, когда поля быстрого проникновения (PP) и возмущенные электрические поля IDD приводят к развитию значительного ночного восходящего плазменного дрейфа с наибольшей амплитудой в ~04:00 LT [Fejer et al., 1999]. (Следует упомянуть, что эти выводы сделаны при анализе данных радарного наблюдения, полученных в обс. Джикамарка за период с 1968 по 1992 г.) Значительный восходящий плазменный дрейф, возникающий в послеполуночный период как отклик на влияние IDD и PP полей, является возмущенным (наведенным) дрейфом в противовес регулярному для этого времени нисходящему дрейфу. Возмущенный дрейф поднимает *F*-область на большие высоты, где частота ион-нейтральных соударений падает, а темпы роста RT-неустойчивости растут, что ведет к генерации EPB. Этот возмущенный дрейф может легко преодолеть небольшие нисходящие регулярные дрейфы спокойного периода.

Правда, внезапное усиление конвекции приводит к развитию электрических полей (PP) западного направления, что увеличивает скорость нисходящего дрейфа, уменьшает высоту *F*-области и препятствует образованию неоднородностей. Очевидно, что при рассмотрении *Kp*-индекса с небольшой задержкой (например, в 3 часа) процессы, ведущие к появлению дрейфа разной направленности, еще заметны и сказываются в резком росте либо падении значений P_{EPB} при близких значениях *Kp*. В целом же, общей тенденции зависимости P_{EPB} от *Kp*-индекса еще не прослеживается. Однако, при задержке *Kp*-индекса на 9 часов, когда после нескольких часов повышенной геомагнитной активности полноценно “включается” механизм IDD, то при росте геомагнитной активности виден небольшой рост значений P_{EPB} . Почему небольшой?

Согласно [Fejer et al., 1999], связь послеполуночных EPB (ESF) с аномальным реверсом регулярного (обычного) нисходящего дрейфа на восходящий может зависеть от солнечного цикла. Возмущенный дрейф может легко преодолеть небольшие нисходящие дрейфы спокойного периода в эпоху солнечного минимума. Однако в условиях более интенсивной солнечной активности для формирования послеполуночных EPB (ESF) требуется более значительный возмущенный дрейф, поскольку в солнечный максимум

значительно увеличивается скорость нисходящего дрейфа. Наши результаты, полученные по данным спутника ISS-b (1978–79) в годы повышенной солнечной активности ($F10.7 \sim 150-220$), являются тому подтверждением: послеполуночный рост P_{EPB} оказывается небольшим.

в) Как было выявлено (табл. 1 и 2; рис. 2 и 3), EPB чаще регистрируются на средних широтах, чем на экваторе и в низких широтах. Чем можно объяснить эту разницу?

Если кратко, то это зависит от соотношения фоновой концентрации He^+ и величины источения плазменного пузыря в концентрации He^+ . (Напомним, что EPB по данным спутника ISS-b определялись как плазменные области с обедненной концентрацией в ионах гелия He^+ , т.е. выявлялись по флюктуации одной ионной составляющей (см., например, [Сидорова, 2021]).) Рассмотрим это более подробно.

Как известно EPB формируются на высотах основания F -области. А хорошо известно, что на этих высотах ионы гелия присутствуют в очень малом количестве. Например, согласно радарным измерениям на ст. Аресибо [Wilford et al., 2003] в период высокой солнечной активности (октябрь, 2001 г.) абсолютная концентрация He^+ на этих высотах составляла $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Очевидно, что мере подъема до высот верхней ионосферы (ISS-b, $\sim 972-1220$ км) пузырь постепенно “проявляется” (становится “виден”) как структура, сильно обедненная в ионах He^+ . Он становится “виден” поскольку окружающая фоновая концентрация He^+ на этих высотах существенно возрастает и достигает своих максимальных значений (может быть даже доминантой [Heelis et al., 1990]), что дает хороший контраст с мизерной концентрацией He^+ внутри плазменного пузыря.

Однако, не на всех широтах, над которыми всплывает и “растягивается” пузырь, он будет одинаково хорошо заметен. Это зависит от широтного профиля фоновой концентрации He^+ . Поведение широтного профиля как раз и будет определять широтные области с разной степенью “видимости” плазменного пузыря.

Вочные часы на высотах верхней ионосферы в фоновой концентрации He^+ развивается экваториальный провал, во впадине и на гребнях которого могут регистрироваться EPB. Непосредственно сама впадина экваториального провала приходится на широты $\sim (\pm 20^\circ)$, а гребни провала могут достигать $\pm 30^\circ - 40^\circ$ (см., например, [Taylor, 1971]). Наиболее хорошо EPB видны на гребнях провала: вершине гребня, внутреннем и внешнем его склонах. Пузыри видны очень хорошо, поскольку наиболее хорошо контрастируют с повы-

шенной здесь фоновой концентрацией He^+ . Несколько труднее EPB могут регистрироваться во впадине провала, поскольку фоновая концентрация He^+ во впадине значительно ниже и хуже контрастирует с концентрацией He^+ внутри пузыря. Этим и объясняется значительная разница в вероятности наблюдения EPB на разных широтах. В области впадины экваториального провала фоновой концентрации He^+ , т.е. на широтах $\sim (\pm 20^\circ)$, вероятность наблюдать EPB понижена, а на широтах гребней со склонами, т.е. на средних широтах $\pm (20^\circ - 52^\circ)$, EPB обнаруживаются намного чаще.

Итак, получена четкая картинка проявления EPB на средних широтах, т.е. тех EPB, которые доминируют в послеполуночном секторе. Это позволяет уверенно заключить, что получено подтверждение идеи о влиянии на генерацию послеполуночных EPB механизма IDD, который “включается” после нескольких часов повышенной геомагнитной активности и благоприятствует генерации. Однако, согласно исследованию, это влияние невелико в годы повышенной солнечной активности, что согласуется с указаниями [Fejer et al., 1999].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неоднократно делались попытки исследовать влияние геомагнитной активности на генерацию экваториальных плазменных пузырей. На сегодняшний день хорошо известно, что геомагнитная активность стремится подавить генерацию и развитие EPB в дополуночном секторе. Что касается послеполуночного сектора, то полагают [Bowman, 1978; Burke, 1979; Singh et al., 1997], что вероятность наблюдать EPB после полуночи будет расти по мере роста геомагнитной активности. Правда, есть указания [Fejer et al., 1999], что темпы ее роста будут зависеть от уровня солнечной активности. В минимуме солнечной активности они будут наиболее значительными. Для подтверждения этих идей требуется достаточно большое количество наблюдательных данных. Для этой цели наилучшим образом подходят наблюдения EPB, полученные в дополуночном и послеполуночном секторах на борту спутника ISS-b ($\sim 972-1220$ км, август 1978–декабрь 1979). Данные рассматривались в двух широтных регионах: экваториально-низкоширотном $\pm 20^\circ$ и среднеширотном $\pm (20^\circ - 52^\circ)$. Для обеих групп были рассчитаны LT- и Kr-вариации вероятности наблюдения EPB. Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

EPB, регистрируемые в низких и экваториальных широтах, имеют максимум вероятности на-

блудения в дополуночном секторе. Вероятность их наблюдения убывает по мере роста *K_p*-индекса, взятого за 3 и 9 часов до регистрации EPB.

EPB, регистрируемые на средних широтах, имеют максимум вероятности наблюдения в послеполуночном секторе. Вероятность их наблюдать немножко возрастает по мере роста *K_p*-индекса, взятого за 9 часов до регистрации EPB.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”, видимых на высотах верхней ионосферы в концентрации He⁺ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 1. С. 64–77. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794012060107>
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные “пузыри”: зависимость от местного времени // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 557–565. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020050144>
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные “пузыри”: Изменчивость широтного распределения с высотой // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 4. С. 445–456. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021040167>
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные пузыри: влияние термосферных меридиональных ветров // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 374–382. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022030166>
- Сидорова Л.Н. Вероятность наблюдения экваториальных плазменных пузырей в зависимости от месяца года // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 2. С. 238–246. 2023а. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600533>
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные пузыри: влияние зонального термосферного ветра // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 6. С. 798–805. 2023б. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600369>
- Basu S., Basu Su., Rich F.J., Groves K.M., MacKenzie E., Coker C., Sahai Y., Fagundes P.R., Becker-Guedes F. Response of the equatorial ionosphere at dusk to penetration electric fields during intense magnetic storms // J. Geophys. Res. – Space. V. 112. № 8. ID A08308. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012192>
- Blanc M., Richmond A.D. The ionospheric disturbance dynamo // J. Geophys. Res. – Space. V. 85. № 4. P. 1669–1686. 1980. <https://doi.org/10.1029/JA085iA04p01669>
- Bowman G.G. A relationship between polar magnetic substorms, ionospheric height rises and the occurrence of spread F // J. Atmos. Terr. Phys. V. 40. № 6. P. 713–722. 1978. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(78\)90129-0](https://doi.org/10.1016/0021-9169(78)90129-0)
- Burke W.J. Plasma bubbles near the dawn terminator in the topside ionosphere // Planet. Space Sci. V. 27. № 9. P. 1187–1193. 1979. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(79\)90138-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(79)90138-7)
- Fejer B.G. Low latitude electrodynamic plasma drifts: A review // J. Atmos. Terr. Phys. V. 53. № 8. P. 677–693. 1991. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(91\)90121-M](https://doi.org/10.1016/0021-9169(91)90121-M)
- Fejer B.G., Scherliess L. Time dependent response of equatorial electric fields to magnetospheric disturbances // Geophys. Res. Lett. V. 22. № 7. P. 851–854. 1995. <https://doi.org/10.1029/95GL00390>
- Fejer B.G., Scherliess L. Empirical models of storm time equatorial zonal electric fields // J. Geophys. Res. – Space. V. 102. № 11. P. 24047–24056. 1997. <https://doi.org/10.1029/97JA02164>
- Fejer B.G., Scherliess L., de Paula E.R. Effects of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread F // J. Geophys. Res. – Space. V. 104. № 9. P. 19859–19869. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999JA900271>
- Heelis R.A., Hanson W.B., Bailey G.J. Distributions of He⁺ at middle and equatorial latitudes during solar maximum // J. Geophys. Res. – Space. V. 95. № 7. P. 10313–10320. 1990. <https://doi.org/10.1029/JA095iA07p10313>
- Kelley M.C., Fejer B., Gonzales C. An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field // Geophys. Res. Lett. V. 6. № 4. P. 301–304. 1979. <https://doi.org/10.1029/GL006i004p00301>
- Li G., Ning B., Liu L., Wan W., Liu J.Y. Effect of magnetic activity on plasma bubbles over equatorial and low-latitude regions in East Asia // Ann. Geophys. V. 27. № 1. P. 303–312. 2009. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-303-2009>
- Martinis C.R., Mendillo M.J., Aarons J. Toward a synthesis of equatorial spread F onset and suppression during geomagnetic storms // J. Geophys. Res. – Space. V. 110. № 7. ID A07306. 2005. <https://doi.org/10.1029/2003JA0101362>
- Palmroth M., Laakso H., Fejer B.G., Pfaff R.F. Jr. DE 2 observations of morningside and eveningside plasma density depletions in the equatorial ionosphere // J. Geophys. Res. – Space. V. 105. № 8. P. 18429–18442. 2000. <https://doi.org/10.1029/1999JA005090>
- RRL. Summary plots of ionospheric parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories. Ministry of Posts and Telecommunications. V. 1–3. 1983.
- RRL. Summary plots of ionospheric parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories. Ministry of Posts and Telecommunications. Special Report. V. 4. 1985.
- Scherliess L., Fejer B.G. Storm time dependence of equatorial disturbance dynamo zonal electric fields // J. Geophys. Res. – Space. V. 102. № 11. P. 24037–24046. 1997. <https://doi.org/10.1029/97JA02165>
- Senior C., Blanc M. On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities // J. Geophys. Res. – Space. V. 89. № 1. P. 261–284. 1984. <https://doi.org/10.1029/JA089iA01p00261>
- Sidorova L.N., Filippov S.V. Topside ionosphere He⁺ density depletions: seasonal/longitudinal occurrence probability // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 86. P. 83–91. 2012. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.013>.

- *Singh S., Bamgbose D.K., McClure J.P., Johnson F.S.* Morphology of equatorial plasma bubbles // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 102. № 9. P. 20019–20029. 1997. <https://doi.org/10.1029/97JA01724>
- *Sobral J.H.A., Abdu M.A., Takahashi H., Taylor M.J., de Paula E.R., Zamlutti C.J., de Aquino M.G., Borba G.L.* Ionospheric plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977–1998) of 630 nm airglow observations // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 64. № 12–14. P. 1517–1524. 2002. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00089-5](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00089-5)
- *Stolle C., Lühr H., Rother M., Balasis G.* Magnetic signatures of equatorial spread *F* as observed by the CHAMP satellite // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 111. № 2. ID A02304. <https://doi.org/10.1029/2005JA011184>. 2006.
- *Taylor H.A.* Evidence of solar geomagnetic seasonal control of the topside ionosphere // *Planet. Space Sci.* V. 19. № 1. P. 77–93. 1971. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(71\)90068-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(71)90068-7)
- *Watanabe S., Oya H.* Occurrence characteristics of low latitude ionospheric irregularities observed by impedance probe on board the Hinotori satellite // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 38. № 2. P. 125–131. 1986. <https://doi.org/10.5636/jgg.38.125>
- *Wilford C.R., Moffett R.J., Rees J.M., Bailey G.J., Gonzalez S.A.* Comparison of the He+ layer observed over Arecibo during solar maximum and solar minimum with CTIP model results // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 108. № 12. P. 1452–1461. 2003. <https://doi.org/10.1029/2003JA009940>.
- *Woodman R.F., La Hoz C.* Radar observations of *F*-region equatorial irregularities // *J. Geophys. Res.* V. 81. № 31. P. 5447–5466. 1976. <https://doi.org/10.1029/JA081i031p05447>

Geomagnetic Control on the Equatorial Plasma Bubble Formation

L. N. Sidorova*

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation (IZMIRAN), Moscow, Troitsk

*e-mail: lsid@izmiran.ru

Attempts have been made repeatedly to investigate the effect of magnetic activity on the equatorial plasma bubble (EPB) generation. At the moment, it is generally accepted that magnetic activity tends to suppress the EPB generation and evolution in the pre-midnight sector. As for the post-midnight sector, it is believed that the EPB occurrence probability will increase after midnight as magnetic activity increases. Moreover, the growth rates of the EPB occurrence probability will strongly depend on solar activity: at the solar activity minimum, they will be the most significant. A sufficient amount of the observations is required to confirm these ideas. For this purpose, the EPB observations obtained on board the ISS-b satellite (~972–1220 km, 1978–1979) in the pre- and post-midnight sectors are best suited. The data were considered in two latitudinal regions: equatorial/low-latitudinal ($\pm 20^\circ$) and mid-latitudinal $\pm (20^\circ–52^\circ)$ regions. LT- and *Kp*-variations of the EPB occurrence probability were calculated for both groups. (1) It was revealed that the occurrence probability maximum of the EPBs recorded at the equator and in low latitudes is in the pre-midnight sector. The EPB occurrence probability decreases with increasing *Kp* index with a delay of 3 and 9 hours before the EPB detection. (2) However, the occurrence probability maximum of the EPBs recorded at the mid-latitudes is in the post-midnight sector. Their occurrence probability increases slightly as *Kp* index increases, when *Kp* is a 9-hours delayed one. Thus, the idea of the ionospheric disturbance dynamo (IDD) influence on the post-midnight EPB generation has been confirmed. IDD mechanism sets in after some hours of enhanced geomagnetic activity and favors the generation. However, its influence is weakened during the years of increased solar activity.

УДК 551.594

ВОЗМУЩЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ПОВЫШЕНИИ ЭМАНАЦИИ РАДОНА

© 2024 г. В. В. Денисенко¹, *, Н. В. Бахметьева², **

¹Институт вычислительного моделирования Сибирского отделения
Российской академии наук (ИВМ СО РАН), Красноярск, Россия

²Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского (НИРФИ НГУ), Нижний Новгород, Россия

*e-mail: denisen@icm.krasn.ru

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

Поступила в редакцию 05.02.2024 г.

После доработки 22.03.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

При эманации радона увеличивается проводимость в приземном слое воздуха, что вызывает изменение электрического поля не только в нижней части атмосферы, но и в ионосфере. Известны предложения об использовании таких ионосферных возмущений в качестве предвестников землетрясений. В работе рассчитаны ионосферные электрические поля в рамках квазистационарной модели атмосферного проводника, включающего ионосферу. Ранее нами было показано, что даже при экстремальной эманации радона возмущения электрического поля в Е- и F-областях ионосферы получаются на несколько порядков меньше, чем предполагаемые предвестники землетрясений и чем обычно существующие там поля, создаваемые другими генераторами. В настоящей работе мы акцентируем внимание на D-области. В вертикальной компоненте напряженности электрического поля основным в D-области является вклад поля хорошей погоды. Показано, что в D-области вертикальная компонента электрического поля над районом интенсивной эманации радона может увеличиваться вдвое по сравнению с полем хорошей погоды. Построена детальная пространственная картина возмущений электрических полей и токов в атмосфере и в ионосфере над областью эманации радона.

DOI: 10.31857/S0016794024060081, EDN: QOHXZO

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению литосферно-атмосферно-ионосферных связей посвящено множество исследований. В монографии [Pulinets et al., 2022] дан детальный обзор современного состояния исследований и утверждается, что вследствие эманации радона происходят значительные колебания проводимости в приземном слое атмосферы, которые приводят к изменениям ионосферного потенциала над районами, где ожидаются землетрясения, и что это является основным источником ионосферных аномалий над сейсмически активными районами. Согласно работам [Klimenko et al., 2011; Xu et al., 2011] для формирования наблюдаемых ионосферных аномалий перед землетрясениями требуется напряженность сейсмогенного электрического поля в ионосфере от 1 до 10 мВ/м. За счет дрейфа плазмы в скрещенных

электрическом и магнитном полях дополнительное электрическое поле с такой напряженностью должно приводить к значительным перераспределениям электронов и ионов и к образованию ионосферных неоднородностей.

Согласно общепринятой терминологии, ионосфера является верхней частью атмосферы. В нашей модели использованы разные методы при моделировании этих частей, и поэтому для краткости мы будем называть атмосферой только ее нижнюю часть, расположенную ниже начала ионосферы (ниже 60 км).

Повышение эманации радона за счет его радиоактивности приводит к увеличению проводимости в приземном слое воздуха. Из-за этого изменяются всегда существующие электрические поля и токи Глобальной электрической цепи

(ГЭЦ) [Мареев, 2010]. В настоящей работе построена математическая модель таких изменений.

Для получения верхней оценки возможных явлений мы используем приведенные в монографии [Pulinets et al., 2022] сведения о возможности увеличения в тысячу раз скорости образования пар ионов за счет эманации радона накануне землетрясений, от обычных 10^7 ($\text{м}^3\text{c}$) $^{-1}$ до 10^{10} ($\text{м}^3\text{c}$) $^{-1}$. Аналогичные результаты получены в статье [Golubenko et al., 2020]. В статье [Harrison et al., 2010] проанализировано соответствующее увеличение проводимости воздуха. Показано, что при больших концентрациях радона она увеличивается пропорционально корню квадратному из скорости образования пар ионов, то есть возможно тридцатикратное увеличение проводимости.

Увеличение проводимости в некоторой области приводит к увеличению электрического тока хорошей погоды из ионосферы в атмосферу в окрестности этой области. Для обеспечения этого дополнительного тока необходим замыкающий его ионосферный ток, а значит, необходимо дополнительное ионосферное электрическое поле. В работах [Сурков и др., 2022; Denisenko et al., 2023] показано, что возмущения электрического поля и электронной концентрации в E- и F-областих ионосферы даже при экстремальной эманации радона на несколько порядков меньше, чем предполагаемые предвестники землетрясений.

В статье [Harrison et al., 2010] предложена гипотеза об увеличении высоты нижней границы D-области за счет увеличения плотности вертикального атмосферного тока над районом эманации радона. Представленные в настоящей статье результаты расчетов показывают, что эманация радона приводит к изменениям электрического поля и плотности тока в D-области, и дают величину этих изменений. Оценки изменения высоты границы на 10–12 км сделаны в статье [Harrison et al., 2010] в упрощенном виде, без учета химических реакций, ионизации, рекомбинации и диффузии. В связи с этим отметим, что исследования вариаций параметров D-области проводятся разными методами, как в естественной, так и в искусственно-возмущенной ионосфере, в том числе, во время затмений Солнца и в заходно-восходные часы, когда высота ее нижней границы существенно меняется [Беликович и Бенедиктов, 2002; Беликович и др., 1999, 2004; Бахметьева и др., 2016, 2017].

Решение поставленной задачи и полученные модельные поля можно использовать в общих атмосферно-ионосферных моделях. С их помощью можно будет получить возмущения всех параметров среды и проанализировать их, что, вероятно,

позволит обнаружить ионосферные предвестники землетрясений в D-области ионосферы.

2. УРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Пространственное распределение электрического поля и тока в атмосфере и в ионосфере мы находим, решая квазистационарное уравнение электропроводности [Molchanov and Hayakawa, 2008]:

$$-\operatorname{div}(\hat{\sigma} \operatorname{grad} V) = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}$ – тензор проводимости; V – электрический потенциал, через который выражаются напряженность электрического поля $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} V$ и плотность тока $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E}$. Тензор проводимости $\hat{\sigma}$ в ионосфере является гиротропным тензором с компонентами, которые называются проводимостями Педерсена σ_P , Холла σ_H и продольной σ_{\parallel} . В атмосфере ниже 50 км он становится скаляром, и при описании локальных явлений зависит только от высоты z . Используемая нами функция $\sigma(z)$ для высот до 50 км построена в работе [Denisenko et al., 2019] как некоторое среднее известных эмпирических моделей. Выше 65 км (E- и F-области ионосферы) днем (или 90 км ночью) наша модель проводимости построена на базе эмпирических моделей IRI-2016 [Bilitza et al., 2017], MSIS 1990 E [Hedin, 1991], IGRF [Thebault et al., 2015]. Используемые расчетные формулы для вычисления проводимости приведены Denisenko et al. [2008], однако список учтенных компонент ионосферной среды в настоящих расчетах расширен. В E- и F-областиях наряду с электронами учтен вклад в проводимость основных ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , H^+ , He^+ , а для вычисления частот столкновения использованы концентрации основных нейтралов O , O_2 , N_2 , N , H , He . Необходимые формулы для вычисления частот столкновения взяты из монографии [Фаткуллин и др., 1981].

Следует отметить, что для D-области, и то, только для ее дневной части, модель IRI-2016 дает концентрацию электронов, не описывая концентрации ионов. Но именно электроны, а не ионы, вносят основной вклад в проводимость среды в D-области [Фаткуллин и др., 1981]. Полученные проводимости в D-области соответствуют типичным значениям проводимостей, приведенным Фаткуллином и др. [1981].

В интервале высот $50 < z < 65$ км днем (или $50 < z < 90$ км ночью) атмосферное и ионосферное распределения проводимостей объединены с помощью гладкой интерполяции. Для рассматриваемого случая оказалось, что в интервале $50 < z < 60$

σ_P и σ_{\parallel} практически совпадают, и поэтому построенная по правилам [Denisenko et al., 2008] $\sigma_H = 0$, то есть фактически проводимость воздуха скалярна от земли до высоты 60 км. В обзорах [Мареев, 2010; Siingh et al., 2005] скалярное приближение используется вплоть до высоты 70 км.

Высотные профили полуденных проводимостей над Камчаткой, полученные при высокой солнечной активности (индекс $F10.7 = 130$) в период весеннего равноденствия, показаны на рис. 1. Следует отметить, что использованные эмпирические модели, в особенности, модель IRI, дают усредненные значения, поэтому результаты построенной на их базе модели могут существенно отличаться от реальных значений в конкретные моменты времени.

Поскольку рассматриваются локальные явления, пренебрегаем кривизной поверхности Земли и используем декартовы координаты x, y, z с осью z , направленной вверх, и осью x , направленной вдоль проекции вектора магнитной индукции в направлении экватора. Магнитное наклонение обозначаем через α .

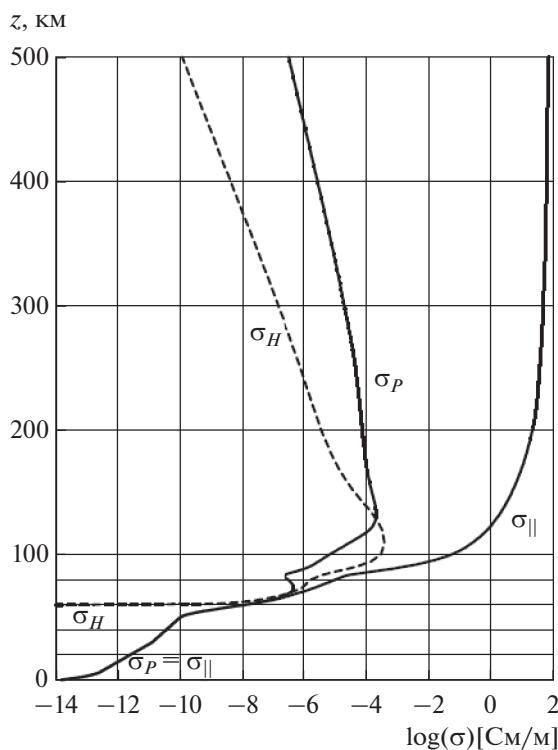


Рис. 1. Высотные профили компонент тензора проводимости в полдень весеннего равноденствия над Камчаткой при высокой солнечной активности (индекс $F10.7 = 130$).

Поверхность Земли считаем эквипотенциальной, поскольку проводимости почвы и многих минералов на много порядков больше проводимости воздуха. Соответствующее граничное условие имеет вид:

$$V|_{z=0} = -V_0. \quad (2)$$

Значение константы V_0 мы определим позднее, исходя из плотности токов и напряженности электрического поля хорошей погоды (примерно 245 кВ в нашей модели), при равном нулю среднем значении потенциала в ионосфере:

$$\int V dx dy \Big|_{z=z_i} = 0, \quad (3)$$

где $z_i = 90$ км считаем нижней границей Е-области ионосферы. Параметр V_0 обычно называют ионосферным потенциалом, полагая потенциал равным нулю на земле. Оказалось удобным взять нулевой уровень отсчета в ионосфере (3), тогда малые значения потенциала в ионосфере не теряются на фоне величины V_0 .

Поскольку мы рассматриваем явления на средних широтах, магнитные силовые линии приходят в ионосферу Северного полушария из сопряженной области в Южном полушарии. Выше F-области ионосферы ($z > 500$ км в нашей модели) задача существенно упрощается за счет малых проводимостей Педерсена и Холла и высокой продольной проводимости σ_{\parallel} , которую приближенно можно считать бесконечной. Тогда магнитосфера описывается простым условием равенства значений потенциала на концах каждой магнитной силовой линии в ионосфере, и сопряженная ионосфера и атмосфера под ней рассматриваются как продолжение ионосферы Северного полушария. Граничное условие под атмосферой Южного полушария также имеет вид (2).

При увеличении проводимости воздуха в области эманации радона увеличивается ток из ионосферы на землю через эту область. Обозначим это изменение тока δI . Символом δ будем обозначать возмущения, то есть отличия полученных значений от фоновых полей и токов хорошей погоды. При этом в силу закона сохранения заряда на величину δI должен уменьшиться глобальный ток хорошей погоды, для чего должно немножко уменьшиться разность потенциалов земля–ионосфера.

Высотное распределение потенциала хорошей погоды $V_{fw}(z)$, описывающего поле хорошей погоды, мы строим до решения задачи. Рассматривая это поле как независящее от горизонтальных координат, получаем решение краевой задачи (1–3), содержащее один свободный параметр j_0 ,

который считаем положительным при направленном вниз токе хорошей погоды:

$$\begin{aligned} E_x = E_y = 0, \quad E_z = -j_0 / (\sigma_P \cos^2(\alpha) + \sigma_{\parallel} \sin^2(\alpha)), \\ j_x = (\sigma_{\parallel} - \sigma_P) \cos(\alpha) \sin(\alpha) E_z, \\ j_y = \sigma_H \cos(\alpha) E_z, \quad j_z = -j_0, \\ V_{fw}(z) = V_0 + \\ + j_0 \int_0^z (\sigma_P(z') \cos^2(\alpha) + \sigma_{\parallel}(z') \sin^2(\alpha))^{-1} dz'. \end{aligned} \quad (4)$$

На Северном магнитном полюсе магнитное наклонение $\alpha = 90^\circ$, и формулы упрощаются:

$$\begin{aligned} E_x = E_y = 0, \quad E_z = -j_0 / \sigma_{\parallel}, \quad j_x = j_y = 0, \quad j_z = -j_0, \\ V_{fw}(z) = V_0 + j_0 \int_0^z (\sigma_{\parallel}(z'))^{-1} dz'. \end{aligned} \quad (5)$$

При скалярной проводимости, когда $\sigma_P = \sigma_{\parallel} = \sigma$, $\sigma_H = 0$, дальнейшее упрощение состоит в замене σ_{\parallel} на σ в формулах (5), и оно не зависит от магнитного наклонения.

Согласно Мареев [2010] мы задали характеристическое для ГЭЦ значение $j_0 = 2 \text{ пА}/\text{м}^2$. На больших высотах этот потенциал в силу (3) должен обращаться в нуль, поэтому константа V_0 должна равняться интегралу в выражении (4) по всей высоте, умноженному на j_0 . При нашей модели проводимости получаем $V_0 \approx 245 \text{ кВ}$, что тоже является типичным значением для ГЭЦ. Сам интеграл в выражении (4) по всей высоте есть сопротивление столба атмосферы сечением 1 м^2 , составляющее $\sim 1.25 \cdot 10^{17} \text{ Ом м}^2$. Это распределение имеет смысл до высоты Е-области ионосферы, по которому пришедшие из грозовой атмосферы и уходящие во всю атмосферу токи замыкаются, предварительно растекаясь по ионосфере над всем земным шаром.

Соответствующие глобальные распределения ионосферного электрического поля построены для разных сезонов в статьях [Denisenko et al., 2019; Denisenko and Rycroft, 2022, 2023; Денисенко и др., 2023].

3. УВЕЛИЧЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ ВОЗДУХА

Токи из атмосферы в ионосферу можно получить с хорошей точностью, используя представление об ионосфере как об идеальном проводнике, которое обычно используется при моделиро-

вании глобальной электрической цепи [Мареев, 2010]. Это подтверждается результатами использования метода декомпозиции рассматриваемой области, приведенными в следующем разделе 4 и в статье [Denisenko et al., 2019]. Поскольку проводимость атмосферного воздуха незначительно изменяется в течение суток, мало меняются и токи, втекающие в ионосферу, которые для ионосферного проводника являются источниками тока. Днем ионосферная проводимость на два порядка возрастает, и, следовательно, при примерно тех же источниках тока убывает напряженность электрического поля. В работе [Denisenko et al., 2023] были рассмотреныочные условия, чтобы получить максимально возможное изменение электрического поля в Е- и F-области ионосферы. Здесь мы рассмотрим дневные условия, когда D-область ярко выражена. Как правило, ночью радон не поднимается выше примерно 300 м от поверхности Земли, а днем – выше 1.5 км [Krider et al., 1986].

За счет радиоактивности радона увеличивается концентрация ионов в воздухе, и поэтому повышается проводимость, возможно, на порядок и более [Harrison et al., 2010; Pulinets et al., 2022]. Как отмечалось выше, мы рассмотрим увеличение проводимости на 0.5 пСм/м в центре области, содержащей радон, и зададим добавку к проводимости с помощью функции

$$\begin{aligned} \delta\sigma(r, z) &= 0.5(1 + \cos(\pi z / z_1)) / 2, \quad r < r_1 \\ \delta\sigma(r, z) &= \\ &= 0.5(1 + \cos(\pi(r - r_1) / (r_2 - r_1)))(1 + \cos(\pi z / z_1)) / 4, \\ &\quad r_1 < r < r_2, \end{aligned}$$

внутри диска $r < r_2$, $z < z_1$, где радиус $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и высота z в км, а проводимость в пСм/м. Построенная таким образом функция $\delta\sigma(r, z)$ обеспечивает гладкий выход на нуль к границам диска, то есть $\delta\sigma(r, z)$ и ее первые производные непрерывны во всем пространстве. Выберем следующие разумные значения параметров: $r_1 = 40 \text{ км}$, $r_2 = 60 \text{ км}$, $z_1 = 2 \text{ км}$. Отметим, что при этом над центром области эманации радона сопротивление столба атмосферы сечением 1 м^2 уменьшается с величиной $1.25 \cdot 10^{17} \text{ Ом м}^2$ до $0.80 \cdot 10^{17} \text{ Ом м}^2$.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Прежде всего, перейдем к ограниченной по горизонтали области. Для этого компенсируем увеличение тока над областью эманации радона δI его уменьшением в некотором кольце $r_3 < r < r_4$,

взяв достаточно большой радиус r_3 , чтобы не возмущать решение в интересующей нас области $r < 150$ км. В этом кольце уменьшим проводимость приземного слоя воздуха настолько, чтобы ток из ионосферы на землю уменьшился именно на δI . Для этого проводимость воздуха в слое $z < z_1$ умножим на функцию

$$1 - a \left(1 - \cos(2\pi(r - r_3) / (r_4 - r_3)) \right) \left(1 + \cos(\pi z / z_1) \right) / 4,$$

$$r_3 < r < r_4.$$

Тестовые расчеты показали, что достаточно взять $r_3 = 350$ км, $r_4 = 400$ км, а при их дальнейшем увеличении решение в интересующей нас области практически не изменяется. Значение параметра $a \approx 0.34$ найдено подбором.

Сделаем еще одно преобразование задачи. Получившуюся квадратную ячейку со сторонами $2r_4$ периодически продолжим по осям x и y . Это позволяет применить численный метод [Nesterov and Denisenko, 2021], основанный на разложении решения в ряд Фурье по горизонтальным координатам. Условием его применимости является независимость компонент тензора проводимости от горизонтальных координат. Это условие не выполняется в области, занятой радоном. Однако, как отмечено выше, в атмосфере ниже высоты $z_a = 60$ км, проводимость скалярна, что существенно упрощает решение задачи электропроводности. Соответствующий этому случаю численный метод описан в статье [Денисенко и Помозов, 2010].

Наличие разных эффективных методов для двух частей расчетной области делает целесообразным использование метода декомпозиции области. Мы используем его версию с налеганием подобластей. Нижняя подобласть занимает высоты $z < z_a$. Верхняя подобласть находится выше некоторого уровня z_2 и включает в себя сопряженную ионосферу и атмосферу под ней. Высота z_2 должна удовлетворять условию $z_a > z_2 > 2$ км, чтобы проводимость в ней не зависела от горизонтальных координат. Метод декомпозиции является итерационным. На первом шаге мы выполняем условие (2) на поверхности Земли, задаем нулевой потенциал на уровне z_a и решаем задачу в нижней подобласти. Из этого решения вычисляем вертикальную компоненту плотности j_z тока на высоте z_2 и используем ее в граничном условии для верхней подобласти. Точнее говоря, берется не величина j_z , а ее отклонение от плотности тока хорошей погоды δj_z .

Тестовые расчеты показали целесообразность выбора $z_2 = 10$ км вместо любого допустимого $z_2 > 2$ км, чтобы амплитуды мелкомасштабных

гармоник потенциала существенно уменьшились по сравнению с их величиной на высоте 2 км. Убывание мелкомасштабных гармоник, или, другими словами, слаживание решений с удалением от границ — это общее свойство решений эллиптических уравнений, каковым является уравнение (1). Из этого решения берем распределение потенциала на высоте z_a и снова решаем задачу в нижней подобласти. И такие последовательные решения в подобластях должны циклически повторяться. Оказалось, однако, что в данной задаче итерации не требуются, поскольку уже первая поправка к потенциальному на высоте z_a оказывается меньше 0.3 В, то есть в 10^6 раз меньше исходной разности потенциалов V_0 . Столь быстрая сходимость итераций обусловлена отличием проводимостей в подобластях на много порядков и существенным налеганием подобластей.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 показаны распределение потенциала и линии тока в вертикальной полуплоскости $y = 0$, $x > 0$ в атмосфере над областью эманации радона. При отрицательных x картина практически симметрична. Напомним, что точка $x = y = 0$ является центром области эманации радона. Поскольку значения потенциала изменяются на много порядков, эквипотенциали построены с одинаковым шагом в логарифмической шкале, между соседними жирными линиями изменение в 10 раз, тонкие построены вчетверо чаще. Штриховыми линиями показаны линии тока, начальные точки которых равномерно расположены с интервалом 5 км $\times 2$ пА/м² на высоте 50 км. Линии тока указывают направление тока. В двумерном случае постоянен ток, пересекающий любой отрезок, соединяющий точки соседних линий тока. В рассматриваемом трехмерном случае второе свойство отсутствует, поэтому необходимо конкретизировать высоту, на которой линии тока расположены с указанным интервалом. Эта высота взята равной 50 км.

На рис. 3 показаны полученные вертикальные компоненты плотности тока на двух высотах (штриховые линии) и напряженности электрического поля над землей (сплошная кривая). Видно примерно удвоение плотности тока над землей в области эманации радона, а напряженность электрического поля там уменьшилась приблизительно в 17 раз. С подъемом к ионосфере границы пятна дополнительного тока (отличие от тока хорошей погоды, имеющего плотность $j_0 = 2$ пА/м² в нашей модели) расплылись, однако характерный радиус, при котором плотность тока убывает вдвое, остался близким к 60 км. Полный

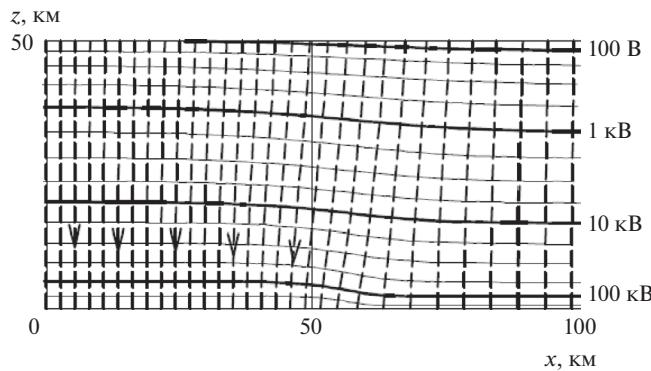


Рис. 2. Распределение потенциала и линии тока (штриховые линии) в вертикальной полуплоскости $y = 0$, $x > 0$ в атмосфере над областью эманации радона. Значения потенциала указаны около основных эквиденциональных линий.

дополнительный ток δI равен 15 мА. Отметим, что при меньших размерах области эманации радона радиус пятна дополнительного тока увеличивается с подъемом к ионосфере примерно до 50 км [Denisenko et al., 2023], и поэтому плотность тока значительно уменьшается.

Вызванное эманацией радона возмущение потенциала δV и плотности тока δj , которые определены как разности полученных значений и тех, что были в атмосфере и ионосфере без дополнительного выхода радона из-под земли, представлены на рис. 4. Поскольку $\delta j = j - j_0 = \hat{\sigma}E - \hat{\sigma}_0 E_0$, вне радонового облака, где проводимость не изменяется, $\delta j = \hat{\sigma}_0(E - E_0) = \hat{\sigma}_0\delta E$. В атмосфере ниже 60 км, где проводимость в нашей модели скалярна, из этого следует ортогональность линий тока эквиденциональным линиям. В ионосфере, где $\sigma_{||} \gg \sigma_P$, линии тока могут почти совпадать с эквиденциональными линиями. В центре радонового облака δj и δE даже направлены навстречу друг другу, вниз и вверх соответственно, тогда как все векторы j , E и j_0 , E_0 направлены вниз. Это трудно показать в масштабе рис. 4.

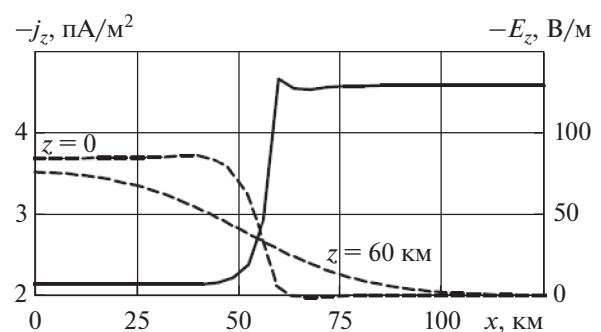


Рис. 3. Вертикальные компоненты плотности тока на двух высотах (штриховые линии) и напряженности электрического поля над землей (сплошная кривая).

тельного выхода радона из-под земли, представлены на рис. 4. Поскольку $\delta j = j - j_0 = \hat{\sigma}E - \hat{\sigma}_0 E_0$, вне радонового облака, где проводимость не изменяется, $\delta j = \hat{\sigma}_0(E - E_0) = \hat{\sigma}_0\delta E$. В атмосфере ниже 60 км, где проводимость в нашей модели скалярна, из этого следует ортогональность линий тока эквиденциональным линиям. В ионосфере, где $\sigma_{||} \gg \sigma_P$, линии тока могут почти совпадать с эквиденциональными линиями. В центре радонового облака δj и δE даже направлены навстречу друг другу, вниз и вверх соответственно, тогда как все векторы j , E и j_0 , E_0 направлены вниз. Это трудно показать в масштабе рис. 4.

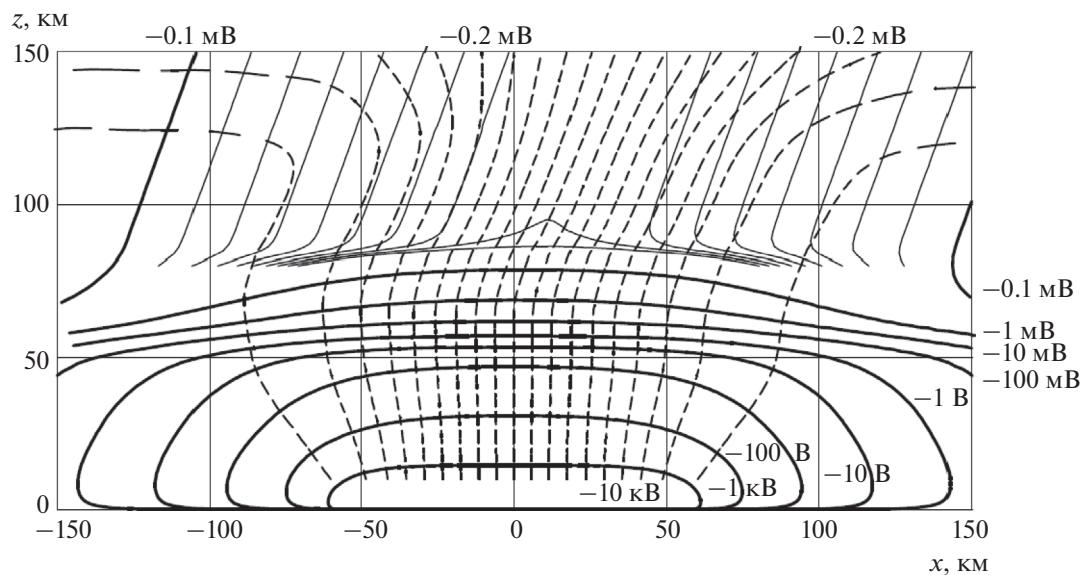


Рис. 4. Вызванное эманацией радона возмущение потенциала δV . Жирные линии — эквиденциональные линии с одинаковым шагом в логарифмической шкале с указанными значениями потенциала. Выше 85 км построены дополнительные эквиденциональные линии с шагом 0.02 мВ (тонкие линии). Линии тока δj , дополнительного по отношению к току хорошей погоды, показаны штриховыми линиями с интервалом 5 км \times 2 пА/м² на высоте 10 км.

Жирные линии на рис. 4 – эквипотенциали с одинаковым шагом в логарифмической шкале с указанными значениями потенциала. Выше 85 км построены дополнительные эквипотенциали с шагом 0.02 мВ – тонкие линии. Сечения трубок тока δj плоскостью $y = 0$ показаны штриховыми линиями с интервалом $5 \text{ км} \times 2 \text{ пА/м}^2$ на высоте 10 км. Этот ток ниже высоты 110 км направлен вниз. Выше примерно 110 км он приносит заряды по ионосфере к рассматриваемой области над радионовым пятном из грозовых областей, являющихся генератором ГЭЦ, или из сопряженной ионосферы. Глобальные распределения ионосферного электрического поля, обеспечивающего такую доставку зарядов в различных условиях, построены в работах [Denisenko et al., 2019; Denisenko and Rycroft, 2022, 2023; Денисенко и др., 2023]. В настоящей модели глобальное растекание тока заменено локальным с помощью описанного в разделе 4 кольца с пониженной проводимостью. В ионосферном замыкании токов примерно в равной мере задействованы сопряженные области ионосферы в Северном и Южном полушариях.

Линии тока для одной из трубок тока δj показаны на рис. 5 в виде их проекций на горизонтальную плоскость. Эти линии тока начинаются из точек, расположенных равномерно по окружности на высоте 50 км. Сечения трубы тока на высотах от 70 км до 150 км показаны тонкими линиями. На рис. 4 видно, что при увеличении высоты трубы тока расширяется и наклоняется ближе к направлению магнитного поля, а рис. 5 показывает еще и ее вращение вокруг собственной оси. Наибольший поворот происходит на высотах 90–120 км, где проводимость Холла существенно превосходит проводимость Педерсена, как это видно на рис. 1. Рисунки 4 и 5 демонстрируют почти вертикальное направление тока на высотах 50–70 км.

На рис. 6 показан высотный ход компонент напряженности электрического поля. Приведены графики максимальных по модулю значений на данной высоте. Естественно, разные компоненты достигают максимумов при разных x, y . Как видно на рис. 4, возмущения продольной и вертикальной компонент велики над центральной частью области эманации, а δE_x – над ее периферией. Компонента δE_y в плоскости $y = 0$, показанной на рис. 4, близка к нулю и велика на периферии области эманации вблизи плоскости $x = 0$. Рисунок 5 демонстрирует близость решения к осесимметричному со смещением оси вправо с увеличением высоты, соответственно наклону магнитного поля. Ниже 85 км над центральной частью

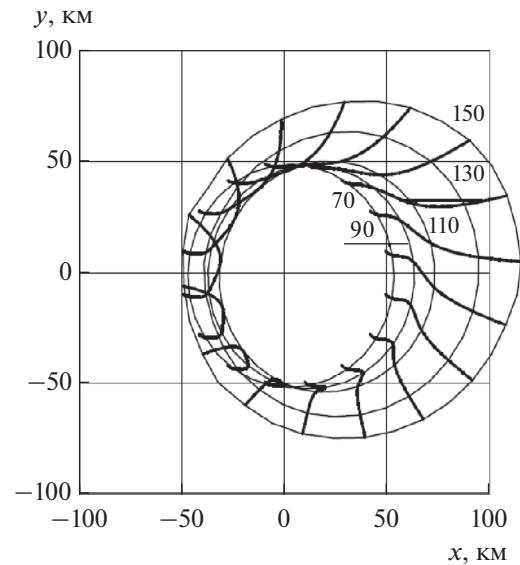


Рис. 5. Линии тока для δj . Жирные линии – проекции на горизонтальную плоскость линий тока, начинающихся на высоте 50 км. Тонкие линии – сечения трубы тока горизонтальными плоскостями, находящимися на высотах от 70 до 150 км.

области эманации возмущения горизонтальных компонент намного меньше продольной. В таком случае при заданном магнитном наклонении $\alpha = 70^\circ$ продольная компонента поля отличается от вертикальной компоненты множителем $\sin(70^\circ) \approx 0.94$, что, к сожалению, незаметно в масштабе рис. 6. Продольная компонента поля хорошей погоды E_{\parallel}^0 ниже 90 км показана точками (она не зависит от x, y); максимальное по x, y возмущение этой компоненты δE_{\parallel} за счет эманации радона (отличие от E_{\parallel}^0) – штриховой линией. Изменения с высотой максимальной по x, y величины δE_y и совпадающей с ней в масштабе рисунка величины δE_x показаны сплошной кривой. Поскольку невозмущенное поле хорошей погоды направлено строго вниз, и, значит, имеет нулевые горизонтальные компоненты, $\delta E_x, \delta E_y$ равны самим E_x, E_y .

Рисунок 6, прежде всего, показывает малое возмущение электрического поля в E- и F-областях ионосферы, составившее около 1 нВ/м. Это поле на три порядка меньше ионосферного поля хорошей погоды, которое в дневной ионосфере превосходит 1 мкВ/м [Denisenko and Rycroft, 2023; Денисенко и др., 2023]. Аналогичный результат для ночных условий был получен в работах [Denisenko et al., 2023; Сурков и др., 2022]. Ночью возмущение поля на порядок больше, но на порядок больше и фоновое поле. В ионосфере всег-

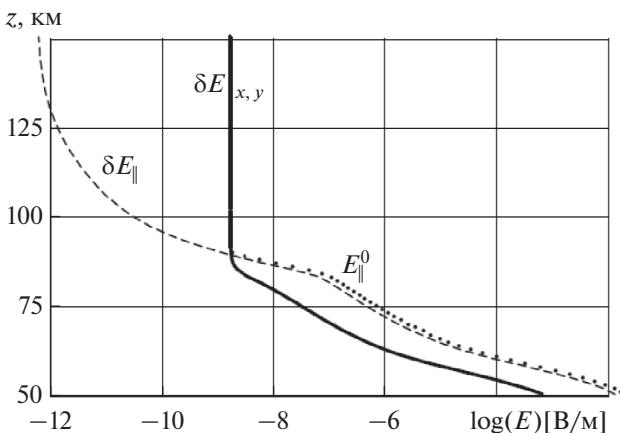


Рис. 6. Высотный ход компонент напряженности электрического поля. Сплошная кривая – возмущение за счет эманации радона $\delta E_y \approx \delta E_x$, штриховая линия – возмущение δE_{\parallel} , точки – продольная компонента поля хорошей погоды E_{\parallel}^0 .

да присутствуют еще и поля, создаваемые другими, магнитосферными и ионосферными генераторами, с напряженностью порядка 1 мВ/м в средних широтах. На их фоне обнаружить возмущения поля, вызванные эманацией радона, в Е- и F-областиах ионосферы нереально. Полученный порядок величин не позволяет объяснить изменения ионосферного электрического поля на несколько мВ/м, трактуемых как один из основных механизмов формирования ионосферных предвестников землетрясений, изменением атмосферной проводимости за счет выбросов радона.

Как показано в работе [Денисенко и Помозов, 2010] при анализе проникновения крупномасштабного электрического поля из ионосферы в атмосферу, горизонтальные компоненты поля уменьшаются лишь на несколько процентов до высоты 30 км. Поэтому в D-области они практически такие же, как и в Е- и F-областиах. Как показывает рис. 6, возмущение горизонтальных компонент поля в D-области на два порядка больше, чем в Е- и F-областиах. Оно достигает 1 мкВ/м, но остается на три порядка меньше, чем горизонтальные компоненты полей, создаваемых магнитосферными и ионосферными генераторами в среднеширотной ионосфере.

Для вертикальной компоненты напряженности электрического поля основным в D-области является вклад поля хорошей погоды, если, конечно, исключить области над грозовыми областями. Обоснование этого свойства следует из того, что при горизонтальных масштабах более 100 км адекватной является одномерная модель

с решением вида (4). Это означает, что высотное распределение потенциала при отличном от нуля значении V_I в ионосфере, то есть в правой части (3), отличается от поля хорошей погоды только сдвигом и множителем:

$$V(z) = V_I + V_{fw}(z)(V_0 - V_I) / V_0.$$

Поэтому изменение вертикальной компоненты напряженности электрического поля за счет изменяющего в ионосфере потенциала отличается от поля хорошей погоды только множителем V_I / V_0 . В среднеширотной ионосфере разности потенциалов (при среднем значении по всей ионосфере равном нулю) даже при высокой геомагнитной активности не превышают ± 20 кВ и значительно уменьшаются с удалением от авроральных зон [Denisenko and Zamay, 1992]. Поскольку $V_0 > 200$ кВ, получаем не более чем 10%-е изменение поля хорошей погоды в атмосфере за счет ионосферных полей.

Важным свойством полученного возмущения поля является то, что возмущение продольной компоненты напряженности электрического поля δE_{\parallel} на высотах 60–90 км лишь незначительно меньше, чем у поля хорошей погоды, то есть напряженность электрического поля в D-области над достаточно большой областью интенсивной эманации радона может возрасти почти вдвое.

Если допустить, что продольная компонента напряженности электрического поля существенно влияет на состояние D-области ионосферы, то следует ожидать существенных изменений в D-области над районами эманации радона, как это на основании упрощенного подхода предсказано в работе [Harrison et al., 2010]. Полученные нами модельные поля было бы целесообразно использовать в общих атмосферно-ионосферных моделях, таких как CHARM (Chemical Atmospheric Research Model) [Криволуцкий и др., 2015], в которых изучается формирование D-области под действием ионизирующего излучения Солнца в УФ и рентгеновском диапазонах, космических лучей и потоков энергичных частиц из магнитосферы с учетом ионизации и рекомбинации, химических реакций, диффузии, теплопроводности, и т.д.

6. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты показали, что даже при экстремальной эманации радона возмущения напряженности электрического поля в Е- и F-областиах ионосферы малы в сравнении с всегда присутствующими полями, создаваемыми другими,

магнитосферными и ионосферными генераторами, как в дневной, так и в ночной ионосфере.

D-область принципиально отличается тем, что поле хорошей погоды является в ней основным для продольной компоненты, если, конечно, исключить области над грозовыми облаками. Как показала построенная модель, продольная компонента электрического поля в D-области над достаточно большим районом интенсивной эманации радона может возрасти вдвое.

Полученные модельные поля целесообразно использовать в общих атмосферно-ионосферных моделях, чтобы получить возмущения всех параметров среды. Тогда можно будет проанализировать способы обнаружения ионосферных проявлений эманации радона. Возможно, это позволит находить ионосферные предвестники землетрясений в D-области ионосферы, например, по подъему нижней границы D-области в соответствии с гипотезой [Harrison et al., 2010]. Такого рода изменения ионосферы особенно важны, поскольку они изменяют свойства волновода, стенками которого являются D-область и поверхность Земли, и поэтому могут быть обнаружены методом дистанционного зондирования.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Математическое моделирование выполнено В.В. Денисенко при поддержке Красноярского математического центра, финансируемого Минобрнауки РФ в рамках мероприятий по созданию и развитию региональных НОМЦ (Соглашение 075-02-2024-1378). Геофизическая часть работы выполнена Н.В. Бахметьевой в рамках в рамках проекта № FSWR-2023-0038 по базовой части государственного задания Минобрнауки РФ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Бахметьева Н.В., Бубукина В.Н., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Комраков Г.П.* Реакция нижней ионосферы на частные солнечные затмения 1 августа 2008 г. и 20 марта 2015 г. по наблюдениям рассеяния радиоволн естественными и искусственными неоднородностями ионосферной плазмы // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 59. № 10. С. 873–886. 2016.
- *Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Комраков Г.П.* Нижняя ионосфера Земли во время частных солнечных затмений по наблюдениям вблизи Нижнего Новгорода // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 1. С. 64–78. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017010023>
- *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А.* Исследование сумеречной D-области ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 45. № 6. С. 502–508. 2002.
- *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачёва А.В., Бахметьева Н.В.* Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Н. Новгород: Изд-во ИПФ РАН, 156 с. 1999.
- *Беликович В.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е.* Исследование ионосферы методом частичных отражений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 2. С. 189–194. 2004.
- *Денисенко В.В., Помозов Е.В.* Расчет глобальных электрических полей в земной атмосфере // Вычислительные технологии. Т. 15. № 5. С. 34–50. 2010.
- *Денисенко В.В., Райкрофт М.Дж., Харрисон Р.Дж.* Математическая модель глобального ионосферного электрического поля, созданного грозами // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 87. № 1. С. 141–147. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0367676522700260>
- *Криволуккий А.А., Вьюшкова Т.Ю., Черепанова Л.А., Куколова А.А., Репнин А.И., Банин М.В.* Трехмерная глобальная фотохимическая модель CHARM. Учет вклада солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 1. С. 64–93. 2015. <https://doi.org/10.7868/S0016794015010071>
- *Мареев Е.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. Т. 180. № 5. С. 527–534. 2010. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0180.201005h.0527>
- *Сурков В.В., Пилищенко В.А., Силина А.С.* Могут ли радиоактивные эманации в сейсмоактивном регионе воздействовать на атмосферное электричество и ионосферу? // Физика Земли. № 3. С. 3–11. 2022. <https://doi.org/10.31857/5000233372?930097>
- *Фаткулин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К., Легенка А.Д., Соболева Т.Н.* Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 256 с. 1981.
- *Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X.* International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V. 15. N 2. P. 418–429. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016SW001593>
- *Denisenko V.V., Biernat H.K., Mezentsev A.V., Shaidurov V.A., Zamay S.S.* Modification of conductivity due to acceleration of the ionospheric medium // Ann. Geophys. V. 26. N 8. P. 2111–2130. 2008. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-2111-2008>
- *Denisenko V.V., Rozanov E.V., Belyuchenko K.V., Bessarab F.S., Golubenko K.S., Klimenko M.V.* Simulation of the ionospheric electric field perturbation associated with an increase in radon emanation / Atmosphere, Ionosphere, Safety. Proceedings of VIII International Conference / Eds. O.P.Borchevskina, M.G.Golubkov, I.V.Karpov. Kaliningrad: Algomat, P. 117–121. 2023.
- *Denisenko V.V., Rycroft M.J.* WWLLN data used to model the global ionospheric electric field generated by

- thunderstorms // Ann. Geophys. — Italy. V. 65. N 5. ID PA536. 2022. <https://doi.org/10.4401/ag-8821>
- Denisenko V.V., Rycroft M.J. Seasonal dependence of the equatorial electrojets generated by thunderstorms // Adv. Space Res. V. 73. N 7. P. 3464–3471. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.08.017>
- Denisenko V.V., Rycroft M.J., Harrison R.G. Mathematical simulation of the ionospheric electric field as a part of the global electric circuit // Surv. Geophys. V. 40. N 1. P. 1–35. 2019. <https://doi.org/10.1007/s10712-018-9499-6>
- Denisenko V.V., Zamay S.S. Electric field in the equatorial ionosphere // Planet. Space Sci. V. 40. N 7. P. 941–952. 1992. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(92\)90134-A](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90134-A)
- Golubenko K., Rozanov E., Mironova I., Karagodin A., Usoskin I. Natural sources of ionization and their impact on atmospheric electricity // Geophys. Res. Lett. V. 47. N 12. ID e2020GL088619. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020GL088619>
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 72. N 5–6. P. 376–381. 2010. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.12.004>
- Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. — Space. V. 96. N 2. P. 1159–1165. 1991. <https://doi.org/10.1029/90JA02125>
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharenkova I.E., Pulinets S.A., Zhao B., Tsidilina M.N. Formation mechanism of great positive TEC disturbances prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008 // Adv. Space Res. V. 47. N 6. P. 1001–1005. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.006>
- Space Res. V. 48. N 3. P. 488–499. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.03.040>
- Krider E.P., Roble R.G., et al. The Earth's electrical environment. Washington, DC: The National Academies Press. 279 p. 1986. <https://doi.org/10.17226/898>
- Molchanov O., Hayakawa M. Seismo-electromagnetics and related phenomena: history and latest results. Tokyo: TERRAPUB. 189 p. 2008.
- Nesterov S.A., Denisenko V.V. The influence of the magnetic field on the quasistationary electric field penetration from the ground to the ionosphere // J. Phys. Conf. Ser. V. 1715. ID 012020. 2021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1715/1/012020>
- Pulinets S., Ouzounov D., Karelina A., Boyarchuk K. Earthquake precursors in the atmosphere and ionosphere. New Concepts. Dordrecht: Springer Nature. 294 p. 2022. <https://doi.org/10.1007/978-94-024-2172-9>
- Siingh D., Singh R.P., Kamra A.K., Gupta P.N., Singh R., Gopalakrishnan V., Singh A.K. Review of electromagnetic coupling between the Earth's atmosphere and the space environment // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 67. N 6. P. 637–658. 2005. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.09.006>
- Thebault E., Finlay C.C., Beggan C.D., et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // Earth Planets Space. V. 67. N 1. ID 79. 2015. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9>
- Xu T., Hu Y., Wu J., Wu Z., Li C., Xu Z., Suo Y. Anomalous enhancement of electric field derived from ionosonde data before the great Wenchuan earthquake // Adv. Space Res. V. 47. N 6. P. 1001–1005. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.006>

Disturbance of the Electric Field in the D-Region of the Ionosphere with an Increase in Radon Emanation

V. V. Denisenko^{1, *}, N. V. Bakhmetyeva^{2, **}

¹Institute of Computational Modelling of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (ICM SB RAS), Krasnoyarsk, Russia

²Scientific Research Radiophysical Institute of N.I. Lobachevsky National Research University, Nizhny Novgorod, Russia

*e-mail: denisen@icm.krasn.ru

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

When radon emanates, the conductivity in the surface layer of air increases, which causes a variation in the electric field not only in the lower part of the atmosphere, but also in the ionosphere. There are known proposals to use such ionospheric disturbances as precursors of earthquakes. The ionospheric electric fields are calculated in the framework of a quasi-stationary model of an atmospheric conductor including the ionosphere. Earlier, we showed that even with extreme radon emanation, electric field disturbances in the E- and F-regions of the ionosphere are several orders of magnitude smaller than the supposed precursors of earthquakes and than the fields usually existing there which are created by other generators. In this paper, we focus on the D-region. In the vertical component of the electric field strength, the main contribution in the D-region is the contribution of the fair-weather field. It is shown that in the D-region the vertical component of the electric field over the area of intense radon emanation can double in comparison with the fair-weather field. A detailed spatial picture of disturbances of electric fields and currents in the atmosphere and in the ionosphere over the radon emanation region is constructed.

УДК 551.513.11

ТРЕНДЫ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПОТОКА ВОЛНОВОЙ АКТИВНОСТИ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ

© 2024 г. К. А. Диденко^{1,2,*}, Т. С. Ермакова^{2,3,**}, А. В. Коваль^{2,***}, Е. Н. Савенкова^{3,****}

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

²Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ), Санкт-Петербург, Россия

³Российский государственный гидрометеорологический университет (РГГМУ), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: didenko@izmiran.ru

**e-mail: taalika@mail.ru

***e-mail: a.v.koval@spbu.ru

****e-mail: savenkova.en@mail.ru

Поступила в редакцию 30.12.2023 г.

После доработки 04.04.2024 г.

Принята к публикации 23.04.2024 г.

По данным глобального реанализа атмосферы JRA-55 изучаются долговременные тренды трехмерного потока волновой активности Пламба. Вертикальная компонента потока Пламба характеризует распространение атмосферных планетарных волн, генерируемых в тропосфере, в верхние слои атмосферы и используется для анализа стратосферно-тропосферного динамического взаимодействия. Исследование потока волновой активности проводилось для трех широтных секторов Северного полушария для месяцев с декабря по март, за 64-летний период с 1958 г. Показано, что в январе и марте над Дальним Востоком России наблюдается статистически значимый тренд на увеличение потока волновой активности из тропосферы в стратосферу, что может способствовать возрастанию частоты формирования волн холода в тропосфере средних широт. Исследование стратосферно-тропосферного динамического взаимодействия в целом и потоков волновой активности в частности необходимо для решения задач, связанных как с глобальными и региональными климатическими изменениями, так и с перемешиванием долгоживущих атмосферных компонент.

DOI: 10.31857/S0016794024060099, EDN: QOGNOR

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика тропосферы и стратосферы принципиально неразделима, а их динамическое взаимодействие наблюдается в зимний сезон. При этом механизмы, определяющие генерацию и поддержание циркуляции, в этих атмосферных слоях различаются так же, как и протяженность и сила влияния одного атмосферного слоя на другой [Baldwin and Dunkerton, 2001; Chan and Plumb, 2009; Baldwin et al., 2019]. В отличие от тропосферной циркуляции, сложность которой обусловлена большим количеством процессов разных масштабов, связанных с взаимодействием атмосферы с поверхностью Земли, стратосфера в известной степени геострофична, а ее динамика определяется главным образом взаимодействием среднего потока с волновыми и вихревыми структурами [Haynes et al., 1991; Haigh et al.,

2005; Haigh and Blackburn, 2006]. Генерируемые орографией и разницей нагрева океанов и материков, планетарные волны распространяются от своих источников в тропосфере, переносят энергию и импульс, вызывая вариации стратосферной циркуляции. Эти вариации, особенно вариации интенсивности стратосферного полярного вихря, вызывают отклик в тропосфере и включают механизм обратной связи, посредством которого стратосфера оказывает влияние на тропосферу [Charney and Drazin, 1961; Chen and Robinson, 1992; Reichler et al., 2005].

Исследования тропосферно-стратосферных связей уже давно занимают центральное место в работах по атмосферной динамике и посвящены анализу как динамического, так и радиационного взаимодействия [Baldwin et al., 2019; Solomon et al., 2010]. Это обусловлено тем, что межгодовые

изменения этих связей являются не только индикаторами изменений озонаового слоя и климата, но и могут быть использованы в качестве предикторов экстремальных погодных явлений в зимнее время [Robock, 2001; Jadin et al., 2010; Смышляев и др., 2016]. Например, усиленный вертикальный поток волновой активности, приводящий к блокирующему режиму взаимодействия стратосфера–тропосфера, благоприятен для возникновения внезапных стратосферных потеплений (ВСП). Их развитие определяет вариации температурного режима обычно слабоизменчивой стратосферы, а также влияют на температурный режим тропосферы и циклогенез [Polvani and Waugh, 2004; Scott and Polvani, 2006; Погорельцев и др., 2014; Варгин и др., 2015; Гечайт и др., 2016]. В настоящее время прогнозирование ВСП, как явления, наиболее ярко влияющего на динамику стратосферы, лучшими прогностическими численными моделями в среднем ограничено ~10 сут [Kharpenko et al., 2018]. Поэтому исследования динамики стратосферы в целом и влияния на нее динамики тропосферы в частности в последние годы остаются актуальными и связаны с возможностью совершенствования сезонных прогнозов, путем улучшения воспроизведения динамики стратосферы в моделях.

В работе [Rakushina et al., 2018] с использованием данных реанализов был проведен анализ климатической изменчивости амплитуд стационарных планетарных волн с разными зональными волновыми числами от уровня тропосферы до нижней мезосферы. Различные наборы данных показали статистически значимую внутрисезонную изменчивость амплитуд стационарных планетарных волн с зональным волновым числом $m=2$ (СПВ2), которая увеличивается в последние десятилетия в стратосфере средних широт. Анализ изменений стационарных планетарных волн с зональным волновым числом $m=1$ (СПВ1) продемонстрировал существенный рост амплитуд в декабре и их ослабление в январе–феврале в стратосфере высоких и средних широт. Роль взаимодействия атмосферных волн с зональными волновыми числами 1 и 2 в динамическом взаимодействии стратосферы и тропосферы, а также его внутрисезонные особенности были исследованы в работе [Wei et al., 2021]. В частности показано, что наблюдаются различия в распространении волновой активности и в межволновом взаимодействии в первой и второй половине зимнего сезона.

Анализ изменчивости амплитуд планетарных волн и их влияния на динамический и температурный режимы также проводился по результатам

численного моделирования глобальной атмосферной циркуляции [Liu et al., 2004; Koval et al., 2022a; 2023]. Результаты показали, что учет планетарных волн с различными периодами при проведении численных экспериментов приводит к существенным изменениям скорости среднезонального ветра, компонент меридиональной циркуляции и, как следствие, фоновой температуры. Вариации стратосферно-тропосферного взаимодействия являются следствием наблюдавшихся и моделируемых изменчивостей амплитуд планетарных волн [Thompson et al., 2006; Pogoreltsev et al., 2009; Koval et al., 2022b].

Целью данной работы является исследование межгодовой изменчивости стратосферно-тропосферного динамического взаимодействия. Для этого было проанализировано распространение планетарных волн в атмосфере с использованием трехмерных потоков волновой активности, рассчитанных с применением подхода Пламба, которые являются индикатором и важным фактором вышеупомянутого взаимодействия, на основе данных реанализа JRA-55 [Kobayashi et al., 2015]. Вертикальная составляющая потока волновой активности была усреднена по трем широтно-долготным секторам Северного полушария для месяцев с декабря по март, построены временные ряды и оценена значимость обнаруженных трендов.

2. МЕТОДОЛОГИЯ

Потоки волновой активности с применением подхода, предложенного Р.А. Пламбом, обычно рассматриваются при анализе дивергенции потока в горизонтальной плоскости-распространения планетарных волн в атмосфере и их воздействия на зональную циркуляцию [Andrews and McIntyre, 1976; Plumb, 1985]. Этот подход подразумевает расчет направления распространения волнового пакета в трехмерной системе координат, что успешно применяется в изучении вертикального распространения волн из стратосферы и тропосферы [Zyulyaeva and Zhadin, 2009; Гечайт и др., 2016] и их отражения в обратном направлении [см., например, Vargin et al., 2022]. Трехмерный поток волновой активности Пламба по сравнению с двумерным потоком Элиассена–Пальма позволяет анализировать региональное динамическое взаимодействие стратосферы и тропосферы, а также региональные особенности распространение волновой активности [Wei et al., 2021; Gečaičė, 2021]. Трехмерный вектор потока волновой активности описывает распространение планетарных волн вдоль долготы (F_x), широты (F_y), высоты (F_z):

$$\mathbf{F}_s = \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \frac{P}{P_0 \cos \varphi} \begin{pmatrix} v'^2 - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\varphi} \frac{\partial(v'\phi')}{\partial \lambda} \\ -u'v' + \frac{1}{2\Omega a \sin 2\varphi} \frac{\partial(u'\phi')}{\partial \lambda} \\ \frac{2\Omega \sin \varphi}{S} \left[v'T' - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\varphi} \frac{\partial(T'\phi')}{\partial \lambda} \right] \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где P – давление; P_0 – давление, равное 1000 гПа; Ω – угловая скорость вращения Земли; λ – долгота; φ – широта; a – радиус Земли; S – параметр статической устойчивости; u' – возмущение зональной скорости (отклонение от усредненного по долготе значения); v' – возмущение меридиональной скорости; T' – возмущение температуры; ϕ' – возмущение геопотенциала. Параметр статической устойчивости определяется следующим образом:

$$S = \frac{\partial \hat{T}}{\partial z} + \frac{k \hat{T}}{H}, \quad (2)$$

где \hat{T} – температура, усредненная по территории к северу от 20° N; k – коэффициент теплопроводности; H – масштаб высоты.

3. ДАННЫЕ И ПОТОКИ ВОЛНОВОЙ АКТИВНОСТИ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ

Данные температуры воздуха, скорости зонального и меридионального ветра, давления и геопотенциальной высоты взяты из базы данных JRA-55 и усреднены за каждый месяц с 1958 по 2021 гг. Эти данные использовались для расчета потоков волновой активности Пламба, характеризующих распространение планетарных волн и стрatosферно-тропосферное динамическое взаимодействие. Усредненные значения вертикальной составляющей потока за все годы наблюдений для декабря, января, февраля и марта в Северном полушарии на 20 км представлены на рис. 1.

Результаты показывают зону распространения восходящего потока волновой активности над Дальним Востоком России и отсутствие заметной зоны распространения нисходящего потока. В первые зимние месяцы наблюдаются наибольшие значения вертикальной составляющей пото-

ков волновой активности Пламба из тропосферы в стратосферу – рис. 1a и 1b.

Для примера, на рис. 2 показаны усредненные за 10 лет (2008–2017 гг.) значения вертикальной компоненты потока волновой активности для месяцев с декабря по март. Нисходящие потоки волновой активности из стратосферы в тропосферу наблюдаются над Гренландией и севером Канады, но значения практически на порядок меньше в сравнении со значениями восходящих потоков.

Полученное усреднение позволило определить области разделения территории Северного полушария на широтно-долготные сектора для дальнейшего исследования межгодовой изменчивости вертикальной составляющей потока, построения и оценки линейного тренда. Выбранные сектора представлены на рис. 1a. К первому сектору (I) относится большая часть Европы, север Африки, европейская часть России и Ближний Восток, ко второму (II) – азиатская часть России и страны Азии (где наблюдается максимум восходящего потока волновой активности), к третьему (III) – Канада, Гренландия, США и Северная Атлантика (где наблюдается максимум нисходящего потока волновой активности).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

С целью исследования межгодовой изменчивости стратосферно-тропосферного взаимодействия, среднемесячные значения вертикальной составляющей потока волновой активности были усреднены в каждом секторе в областях ее наблюдаемых вариаций, т.е. в полосе 37.5 – 77.5° N. Усреднения проводились для уровня 20 км (50 гПа), и результаты получены отдельно для каждого месяца с декабря по март за период с 1958 по 2021 гг. Расчеты были также выполнены для более высоких уровней, и полученные тенденции при этом сохраняются. Для временных зависимостей построены линейные тренды и определялась их статистическая значимость. Значения уровней значимости для всех секторов и месяцев за период с 1958 по 2021 гг. представлены в табл. 1.

На рис. 3 представлены временные изменения вертикальной составляющей потока волновой активности в каждом секторе для декабря. Оказалось, что наиболее интересные результаты будут во II секторе, где наблюдаются максимальные значения восходящего потока волновой активности, и особое внимание нужно уделить III сектору, где в некоторые годы наблюдаются отрицательные значения вертикальной компоненты потока Пламба. Значения потока волновой активности во II секторе в 2 раза больше значений

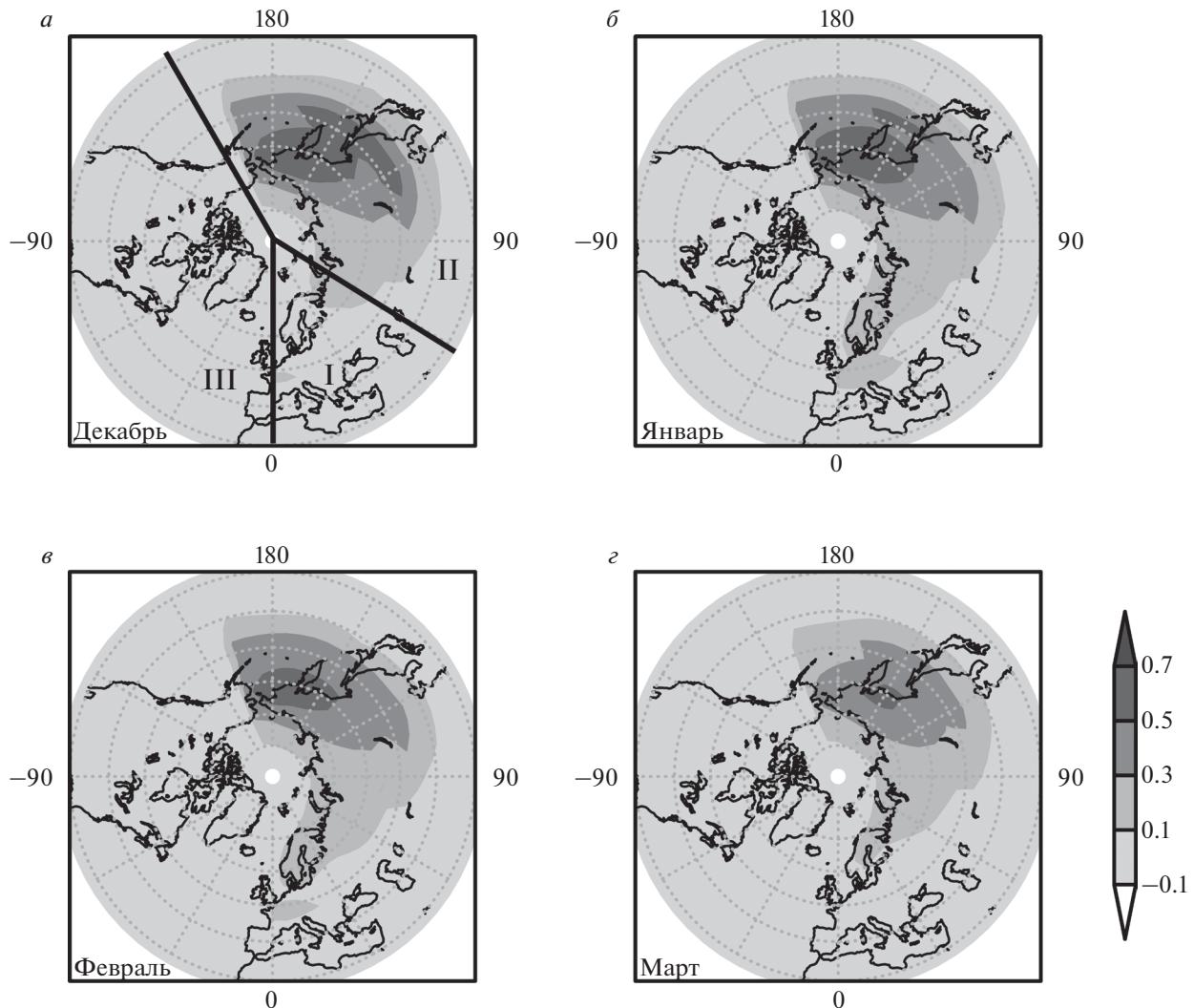


Рис. 1. Вертикальная составляющая трехмерного потока волновой активности ($\text{м}^2/\text{с}^2$), усредненная за 64 года (1958–2021 гг.): (а) – декабрь, (б) – январь, (в) – февраль, (г) – март, высота 20 км. Данные JRA-55.

в III секторе и в 3–4 раза больше значений в I секторе, что характерно для всех рассматриваемых месяцев.

Из рис. 3в видно, что в III секторе в декабре наблюдается незначительное увеличение волновой активности за период с 1958 по 2021 гг., но статистическая значимость полученных результатов низкая. Статистически значимых трендов в остальных секторах не наблюдается. Однако было решено отдельно рассмотреть межгодовую изменчивость вертикальной составляющей потока, усредненную по тем же параметрам за период с 1980 по 2021 гг. (рис. 4), так как с 1980 г. данные реанализов, в том числе используемого в этой работе, были значительно улучшены посредством использования при ассимиляции спутниковых данных [Gelaro et al., 2017]. Значения уровней

значимости для всех секторов и месяцев за этот период представлены в табл. 2.

Результаты расчета и усреднения по секторам вертикальной составляющей потока волновой активности с 1980 г. для декабря на рис. 4 показывают, что во II секторе также не наблюдается статистически значимого тренда, но и в III секторе линейный тренд не значим. Значимым становится тренд в I секторе (уровень значимости 10%), в котором наблюдается уменьшение потока волновой активности из тропосферы в стратосферу. Стоит отметить, что в декабре в III секторе наблюдается один из максимумов (для этого сектора) усредненного восходящего потока волновой активности в 2017 г., хотя в этой области нисходящие потоки наблюдаются чаще.

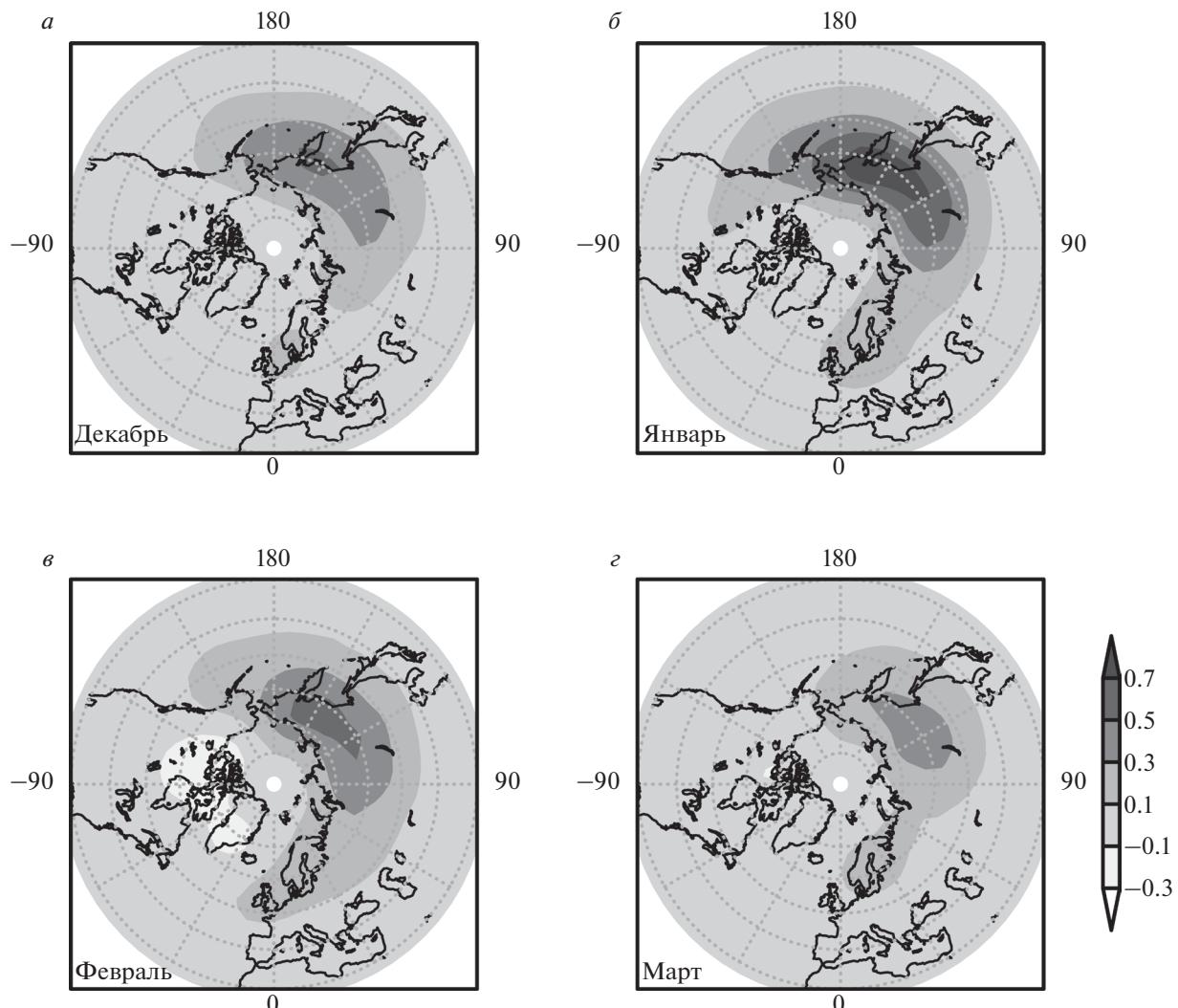


Рис. 2. Вертикальная составляющая трехмерного потока волновой активности ($\text{м}^2/\text{s}^2$), усредненная за 10 лет (2008–2017 гг.): (а) – декабрь, (б) – январь, (в) – февраль, (г) – март, высота 20 км. Данные JRA-55.

Таблица 1. Уровни значимости трендов в каждом секторе для исследуемых месяцев за период с 1958 по 2021 гг.

Сектор	Декабрь	Январь	Февраль	Март
I	не значим	5%	не значим	не значим
II	не значим	5%	не значим	10%
III	не значим	5%	не значим	не значим

На рис. 5 показаны результаты для января. Как и ожидалось, максимальные значения восходящей составляющей потока волновой активности наблюдаются во II секторе, но межгодовое усиление характерно не для каждого месяца. В январе, в свою очередь, увеличение потока волновой

активности из тропосферы в стратосферу характерно для всех секторов и тренд статистически значим при уровне значимости 5%.

При анализе усредненных значений с 1980 г. увеличивается значимость линейного тренда во II секторе, т.е. наблюдается усиление восходящей

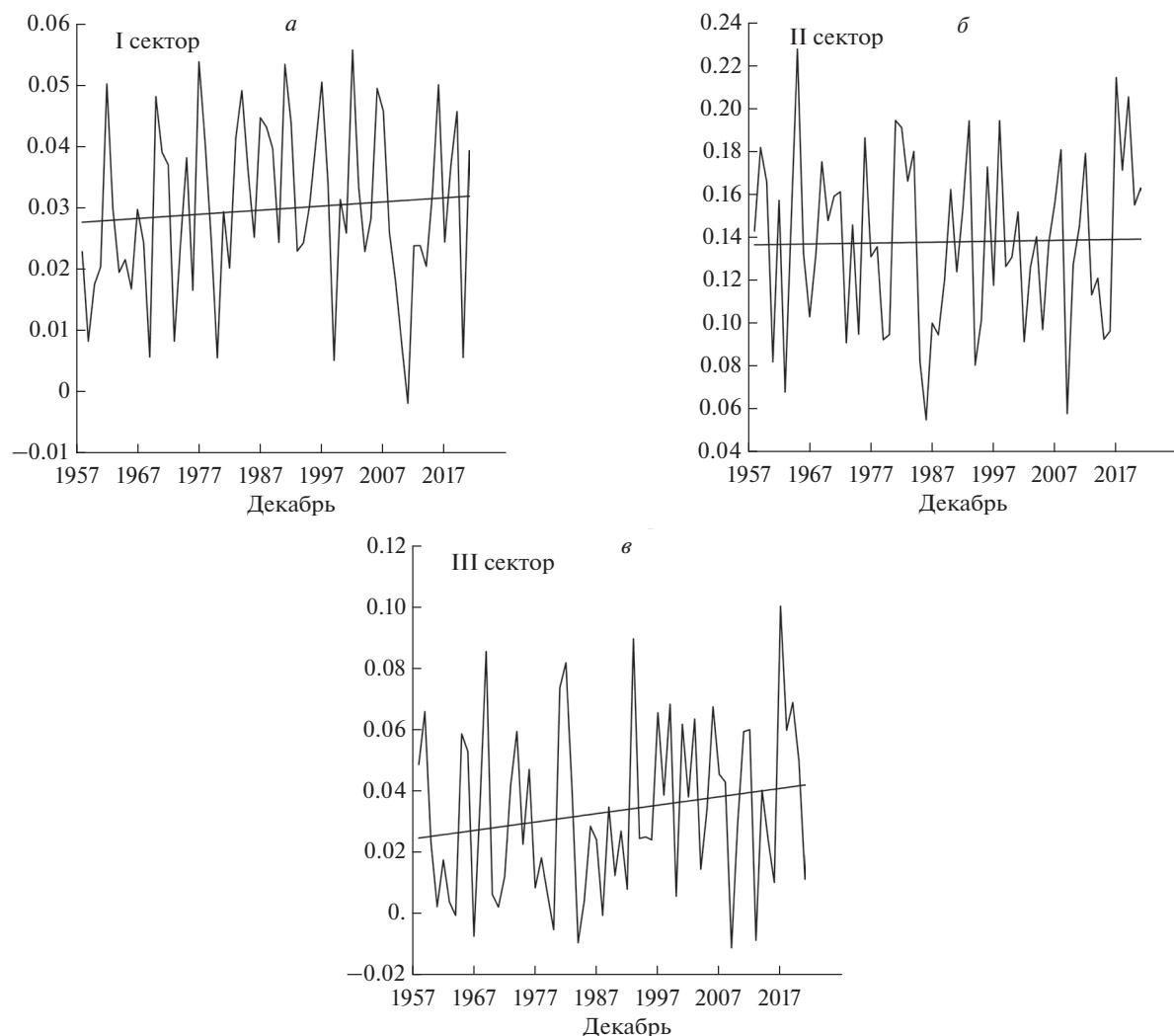


Рис. 3. Временна изменчивость вертикальной составляющей потока волновой активности за 64 года (1958–2021 гг.) для декабря на уровне 20 км, усредненной для: (а) – I сектора, (б) – II сектора, (в) – III сектора в полосе 37.5–77.5° N. Данные JRA-55.

Таблица 2. Уровни значимости трендов в каждом секторе для исследуемых месяцев за период с 1980 по 2021 гг.

Сектор	Декабрь	Январь	Февраль	Март
I	10%	20%	не значим	25%
II	не значим	1%	не значим	5%
III	не значим	не значим	не значим	не значим

ветви вертикальной составляющей потока Пламба. В I секторе статистическая значимость становится низкой (уровень значимости 20 %), а в III – тренд не значим. Кроме этого, в январе, наряду с декабрем, наблюдаются максимальные (для этого сектора) значения восходящего потока волновой активности в III секторе в 1980 и 1994 г.

Отсутствие статистически значимых трендов в феврале за период с 1958 по 2021 гг. показано на рис. 6. Выводы не меняются при анализе результатов расчета с 1980 г. Здесь стоит отметить, что за все исследуемые годы и месяцы, в феврале в I и III секторе наблюдаются максимальные значения нисходящего потока волновой активности

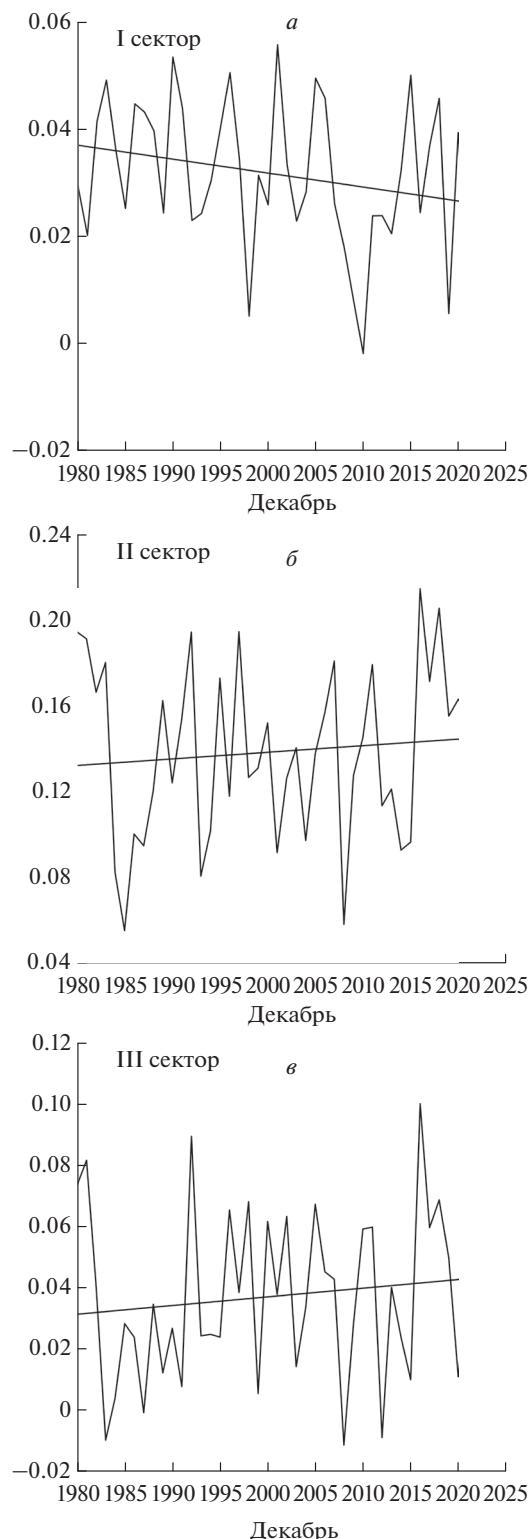


Рис. 4. Временная изменчивость вертикальной составляющей потока волновой активности за 1980–2021 гг. для декабря на уровне 20 км, усредненной для: (а) – I сектора, (б) – II сектора, (в) – III сектора в полосе 37.5–77.5° N. Данные JRA-55.

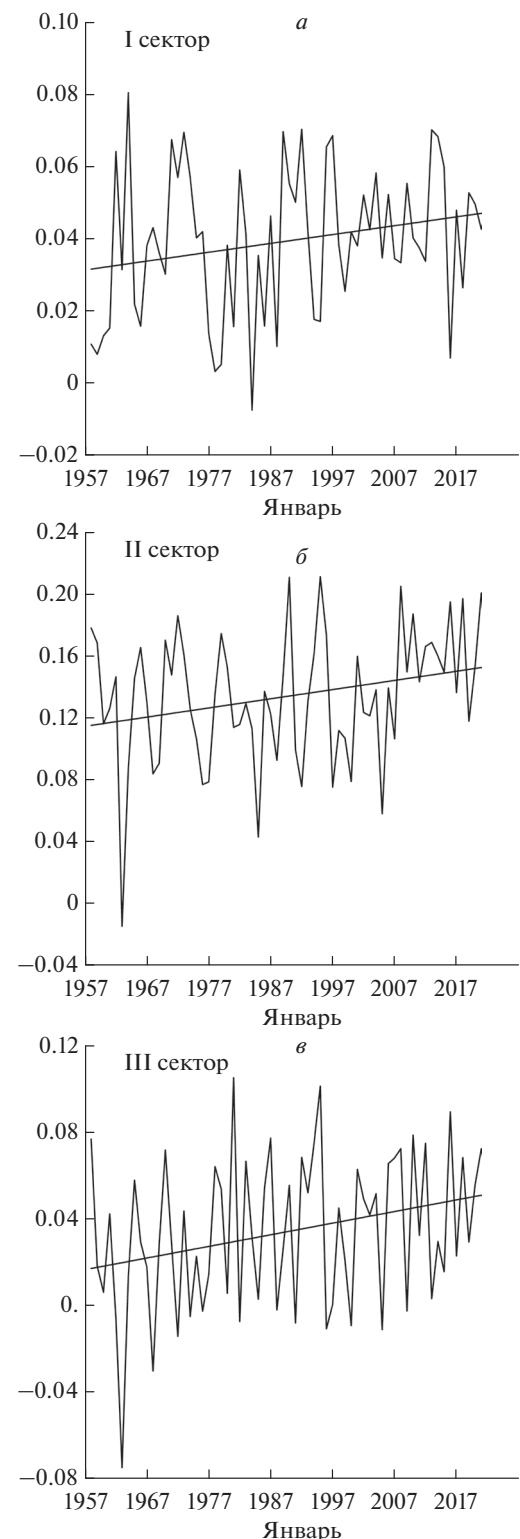


Рис. 5. Временная изменчивость вертикальной составляющей потока волновой активности за 64 года (1958–2021 гг.) для января на уровне 20 км, усредненной для: (а) – I сектора, (б) – II сектора, (в) – III сектора в полосе 37.5–77.5° N. Данные JRA-55.

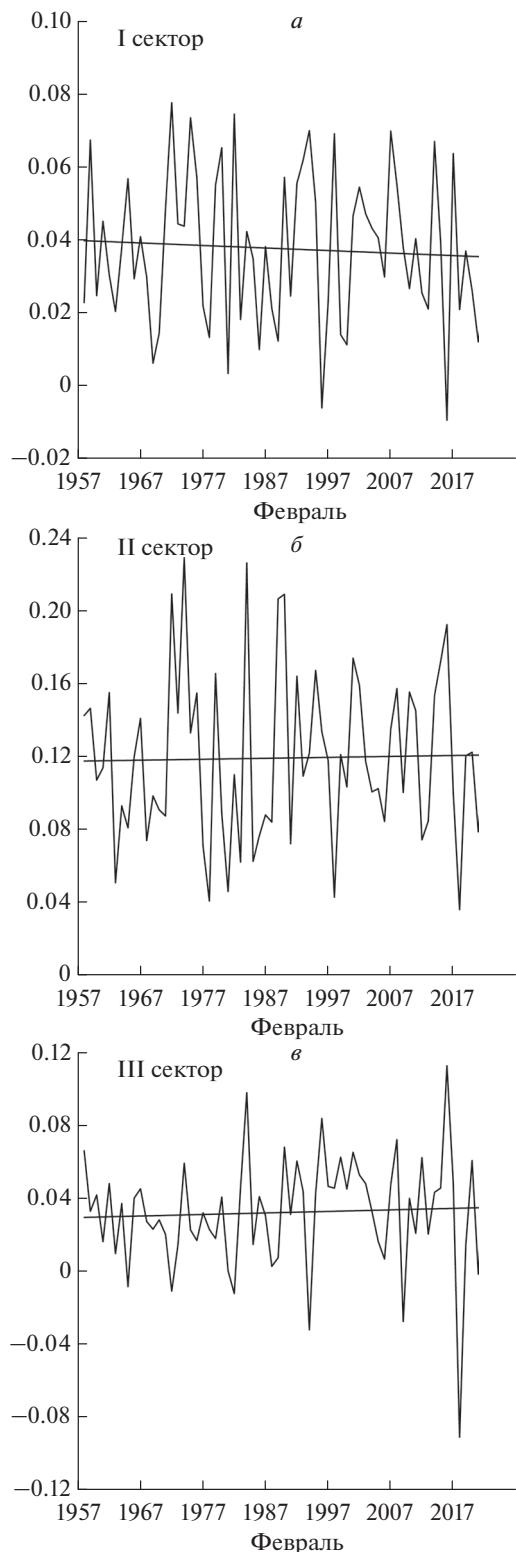


Рис. 6. Временная изменчивость вертикальной составляющей потока волновой активности за 64 года (1958–2021 гг.) для февраля на уровне 20 км, усредненной для: (а) – I сектора, (б) – II сектора, (в) – III сектора в полосе 37.5–77.5° N. Данные JRA-55.

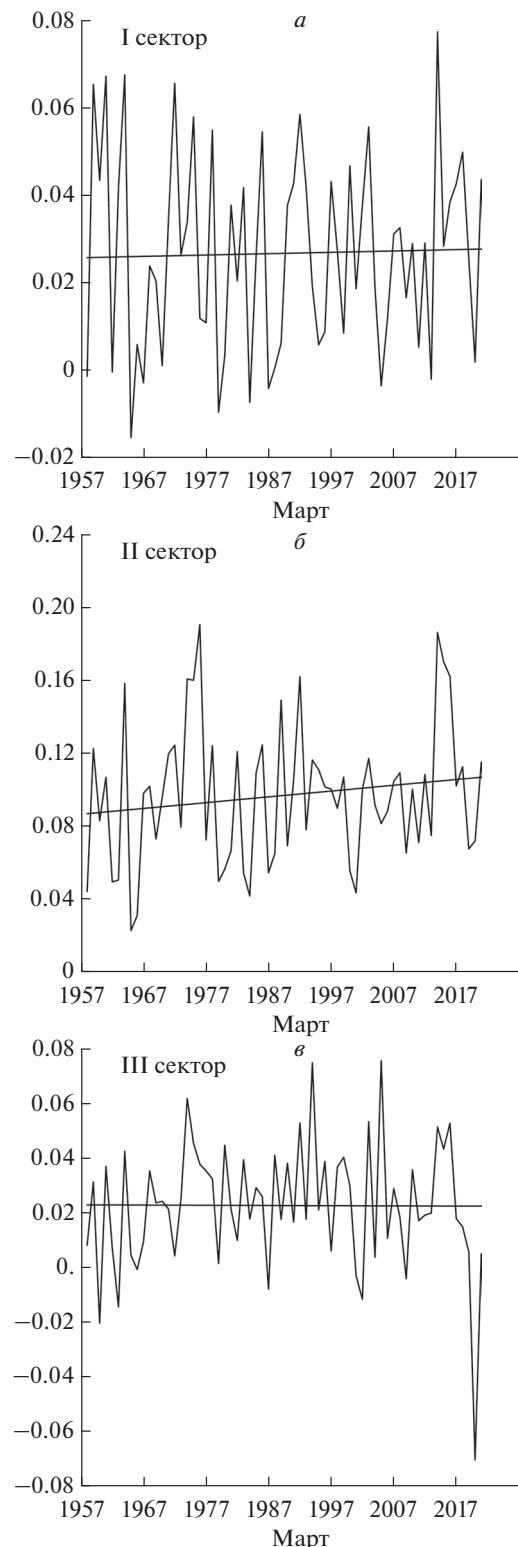


Рис. 7. Временная изменчивость вертикальной составляющей потока волновой активности за 64 года (1958–2021 гг.) для марта на уровне 20 км, усредненной для: (а) – I сектора, (б) – II сектора, (в) – III сектора в полосе 37.5–77.5° N. Данные JRA-55.

в 2015 г. и 2017 г. соответственно; максимальные значения потока волновой активности из тропосферы в стратосферу во II (1973 г. и 1989 г.) и в III секторах (2015 г.).

Результаты для марта на рис. 7 показывают увеличение восходящего потока волновой активности во II секторе за период с 1958 по 2021 гг. В I и III секторах линейный тренд статистически не значим. Значимость во II секторе увеличивается при анализе результатов с 1980 г., т.е. уровень значимости с 10% изменяется до 5%. Кроме этого, увеличивается статистическая значимость тренда в I секторе, но этого недостаточно для выводов о каких-либо климатических изменениях. В марте наблюдается пик восходящего потока волновой активности Пламба в I секторе в 2013 г.

5. ВЫВОДЫ

С целью исследования межгодовой изменчивости стратосферно-тропосферного взаимодействия, на основе данных реанализа была проанализирована вертикальная составляющая трехмерного потока волновой активности, рассчитанная с использованием подхода Пламба. Эта составляющая характеризует вертикальное распространение планетарных волн в атмосфере и является индикатором стратосферно-тропосферного обмена энергией и импульсом. Вертикальная компонента потока была усреднена по трем регионам Северного полушария для месяцев с декабря по март, и была проанализирована за 64-летний период с 1958 г. по 2021 г.

Статистические оценки рассчитанных трендов потоков волновой активности показали увеличение восходящей из тропосферы в стратосферу волновой активности в январе и марте над Дальним Востоком России. Здесь стоит отметить, что второй регион (из рассмотренных трех) характеризуется самыми высокими значениями вертикальной компоненты потока волновой активности. В связи с этим, полученное увеличение этой компоненты в данном регионе может приводить к возрастанию частоты формирования волн холода в тропосфере средних широт в январе и в феврале (в случае долгих ВСП) над умеренными широтами Восточной Азии [Huang et al., 2021]. Увеличение волновой активности в марте также подтверждается развитием минорных и главных, т.е. сопровождающихся изменением направления среднезонального ветра, ВСП в этом месяце, которые стали чаще наблюдаться в этом столетии. Чаще эти ВСП являются финальными, т.е. наблюдается динамический переход стратосферы в летний режим. В таких ситуациях наблюдается ранее разрушение стратосферного полярного

вихря и как следствие восполнение озонового слоя над полюсом. Межгодовое уменьшение восходящей компоненты потока с 1980 г. наблюдается только в декабре над европейской частью России, Европой и Ближним Востоком. Это, в свою очередь, может приводить к тому, что волны холода, как реакция на ослабление полярного вихря в момент ВСП в декабре, наблюдаются реже над Северной Европой [Kolstad et al., 2010; Tomassini et al., 2012]. Нисходящие потоки волновой активности наблюдаются над севером Северной Америки, но в некоторые годы регистрируются и в первом секторе, над Европой, с января по март.

Для анализа регионального влияния изменчивости потока волновой активности на температурный и ветровой режим необходимо учитывать различные фазы естественных долгопериодных осцилляций, например квазидвухлетнее колебание (КДК) зонального ветра в экваториальной стратосфере и/или Эль-Ниньо Южное колебание (ЭНЮК). Кроме этого, следствием анализа в работе среднемесячных данных является сглаживание возможных кратковременных периодов резкого изменения волновой активности на разных стадиях ВСП, а также исключение влияния гравитационных волн. Последние, в свою очередь, вносят вклад в “подготовку” стратосферного полярного вихря при формировании ВСП [Cullens and Thuraiyah, 2021]. Поэтому для того, чтобы расширить исследование, для более детального изучения трендов волновой активности в дальнейшем планируется использовать результаты численного моделирования общей циркуляции атмосферы, в том числе с учетом различных комбинаций КДК и ЭНЮК.

6. ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда РНФ, грант № 20-77-10006-П, <https://rscf.ru/project/20-77-10006/>.

7. КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Варгин П.Н., Володин Е.М., Карпеко А.Ю., Погорельцев А.И. О стратосферно-тропосферных взаимодействиях // Вестник РАН. Т. 85. № 1. С. 39–46. 2015. <https://doi.org/10.7868/S0869587315010181>
- Гечайт И., Погорельцев А.И., Угрюмов А.И. Волновое взаимодействие стратосфера-тропосфера как предвестник аномальных похолоданий восточной ча-

- сти Балтийского региона // Ученые записки РГММУ. № 43. С. 129–139. 2016.
- Погорельцев А.И., Савенкова Е.Н., Перцев Н.Н. Внезапные стратосферные потепления: роль нормальных атмосферных мод // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 387–403. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014020163>
- Смыслиев С.П., Погорельцев А.И., Галин В.Я., Дробашевская Е.А. Влияние волновой активности на газовый состав стратосферы полярных районов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 1. С. 102–116. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794015060152>
- Andrews D.G., McIntyre M.E. Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration // J. Atmos. Sci. V. 33. N 11. P. 2031–2048. 1976. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1976\)033<2031:PWIHAV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<2031:PWIHAV>2.0.CO;2)
- Baldwin M., Birner T., Brasseur G., et al. 100 years of progress in understanding the stratosphere and mesosphere // Meteor. Mon. V. 59. N 27. P. 27.1–27.62. 2019. <https://doi.org/10.1175/AMSMONOGRAPH-D-19-0003.1>
- Baldwin M., Dunkerton T. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes // Science. V. 294. N 5542. P. 581–584. 2001. <https://doi.org/10.1126/science.10633>
- Chan C.J., Plumb R.A. The response to stratospheric forcing and its dependence on the state of the troposphere // J. Atmos. Sci. V. 66. N 7. P. 2107–2115. 2009. <https://doi.org/10.1175/2009JAS2937.1>
- Charney J., Drazin P. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere // J. Geophys. Res. V. 66. N 1. P. 83–109. 1961. <https://doi.org/10.1029/JZ066i001p00083>
- Chen P., Robinson W. Propagation of planetary waves between the troposphere and stratosphere // J. Atmos. Sci. V. 49. N 24. P. 2533–2545. 1992. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1992\)049<2533:POPWBT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1992)049<2533:POPWBT>2.0.CO;2)
- Cullens C.Y., Thurairajah B. Gravity wave variations and contributions to stratospheric sudden warming using long-term ERA5 model output // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 219. ID 105632. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105632>
- Gečaičė I. Climatology of three-dimensional Eliassen-Palm wave activity fluxes in the Northern Hemisphere stratosphere from 1981 to 2020 // Climate. V. 9. N 8. ID 124. 2021. <https://doi.org/10.3390/cli9080124>
- Gelaro R., McCarty W., Suarez M. J. et al. The modern-era retrospective analysis for research and applications, version 2 (MERRA-2) // J. Climate. V. 30. N 14. P. 5419–5454. 2017. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0758.1>
- Haynes P.H., McIntyre M.E., Shepherd T.G., Marks C.J., Shine K.P. On the “downward control” of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces // J. Atmos. Sci. V. 48. N 4. P. 651–678. 1991. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1991\)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2)
- Haigh J.D., Blackburn M. Solar influences on dynamical coupling between the stratosphere and troposphere // Space Sci. Rev. V. 125. N 1–4. P. 331–344. 2006. https://doi.org/10.1007/978-0-387-48341-2_26
- Haigh J.D., Blackburn M., Day R. The response of tropospheric circulation to perturbations in lower stratospheric temperature // J. Climate. V. 18. N 17. P. 3672–3691. 2005. <https://doi.org/10.1175/JCLI3472.1>
- Huang J., Hitchcock P., Maycock A.C. et al. Northern hemisphere cold air outbreaks are more likely to be severe during weak polar vortex conditions // Communications Earth & Environment. V. 2. ID 147. 2021. <https://doi.org/10.1038/s43247-021-00215-6>
- Jadin E.A., Wei K., Zyulyaeva Y.A., Chen W., Wang L. Stratospheric wave activity and the Pacific Decadal Oscillation // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 72. N 16. P. 1163–1170. 2010. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.07.009>
- Karpechko A., Charlton-Perez A., Balmaseda M., Tyrell N., Vitar F. Predicting sudden stratospheric warming 2018 and its climate impacts with a multimodel ensemble // Geophys. Res. Lett. V. 45. N 24. P. 13538–13546. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018GL081091>
- Kobayashi Sh., Ota Y., Harada Y. et al. The JRA-55 reanalysis: general specifications and basic characteristics // J. Meteorol. Soc. Jpn. V. 93. N 1. P. 5–48. 2015. <https://doi.org/10.2151/jmsj.2015-001>
- Kolstad E., Breiteig T., Scaife A. The association between stratospheric weak polar vortex events and cold air outbreaks in the Northern Hemisphere // Q. J. R. Meteor. Soc. V. 136. N 649. P. 886–893. 2010. <https://doi.org/10.1002/qj.620>
- Koval A.V., Didenko K.A., Ermakova T.S., Gavrilov N.M., Kandieva K.K. Simulation of changes in the meridional circulation of the middle and upper atmosphere during transitional QBO phases / 28th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. Tomsk, July 4–8, 2022. Proc. SPIE. V. 12341. ID 1234170. 2022a. <https://doi.org/10.1117/12.2643046>
- Koval A.V., Gavrilov N.M., Kandieva K.K. Ermakova T.S., Didenko K.A. Numerical simulation of stratospheric QBO impact on the planetary waves up to the thermosphere // Scientific Reports. V. 12. ID 21701. 2022b. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-26311-x>
- Koval A.V., Toptunova O.N., Motsakov M.A., Didenko K.A., Ermakova T.S., Gavrilov N.M., Rozanov E.V. Numerical modeling of relative contribution of planetary waves to the atmospheric circulation // Atmos. Chem. Phys. V. 23. N 7. P. 4105–4114. 2023. <https://doi.org/10.5194/acp-23-4105-2023>
- Liu H.L., Talaat E.R., Roble R.G., Lieberman R.S., Riggin D.M., Yee J.H. The 6.5-day wave and its seasonal variability in the middle and upper atmosphere // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 109. N 21. ID D21112. 2004. <https://doi.org/10.1029/2004jd004795>
- Plumb R.A. On the Three-Dimensional Propagation of stationary waves // J. Atmos. Sci. V. 42. N 3. P. 217–229. 1985. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1985\)042<0217:OTT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1985)042<0217:OTT>2.0.CO;2)

- Pogoreltsev A.I., Kanukhina A.Yu., Suvorova E.V., Savenkova E.N. Variability of planetary waves as a signature of possible climatic changes // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 71. N 14–15. P. 1529–1539. 2009. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.05.011>
- Polvani L.M., Waugh D.W. Upward wave activity flux as a precursor to extreme stratospheric events and subsequent anomalous surface weather regimes // *J. Climate*. V. 17. N 18. P. 3548–3554. 2004. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2004\)017<3548:UWFAA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2004)017<3548:UWFAA>2.0.CO;2)
- Rakushina E.V., Ermakova T.S., Pogoreltsev A.I. Changes in the zonal mean flow, temperature, and planetary waves observed in the Northern Hemisphere mid-winter months during the last decades // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 171. P. 234–240. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.08.005>
- Reichler T., Kushner P.J., Polvani L.M. The coupled stratosphere–troposphere response to impulsive forcing from the troposphere // *J. Atmos. Sci.* V. 62. N 9. P. 3337–3352. 2005. <https://doi.org/10.1175/JAS3527.1>
- Robock A. Stratospheric forcing needed for dynamical seasonal prediction // *B. Am. Meteorol. Soc.* V. 82. N 10. P. 2189–2192. 2001. [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(2001\)082<2189:SFNFDS>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(2001)082<2189:SFNFDS>2.3.CO;2)
- Scott R., Polvani L. Internal variability of the winter stratosphere // *J. Atmos. Sci.* V. 63. N 11. P. 2758–2776. 2006. <https://doi.org/10.1175/JAS3797.1>
- Solomon S., Rosenlof K.H., Portmann R.W., Daniel J.S., Davis S.M., Sanford T.J., Plattner G.K. Contributions of stratospheric water vapor to decadal changes in the rate of global warming // *Science*. V. 327. N 5970. P. 1219–1223. 2010. <https://doi.org/10.1126/science.1182488>
- Thompson D.W.J., Furtado J.C., Shepherd T.G. On the tropospheric response to anomalous stratospheric wave drag and radiative heating // *J. Atmos. Sci.* V. 63. N 10. P. 2616–2629. 2006. <https://doi.org/10.1175/JAS3771.1>
- Tomassini L., Gerber E.P., Baldwin M.P., Bunzel F., Giorgetta M. The role of stratosphere-troposphere coupling in the occurrence of extreme winter cold spells over northern Europe // *J. Adv. Model. Earth Sy.* V. 4. N 4. ID M00A03. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012MS000177>
- Vargin P.N., Koval A.V., Guryanov V.V. Arctic stratosphere dynamical processes in the winter 2021–2022 // *Atmosphere*. V. 13. N 10. ID 1550. 2022. <https://doi.org/10.3390/atmos13101550>
- Wei K., Ma J., Chen W., Vargin P.N. Longitudinal peculiarities of planetary waves-zonal flow interactions and their role in stratosphere-troposphere dynamical coupling // *Clim. Dynam.* V. 57. N 9–10. P. 2843–2862. 2021. <https://doi.org/10.1007/s00382-021-05842-5>
- Zyulyaeva Yu.A., Zhadin E.A. Analysis of three-dimensional Eliassen-Palm fluxes in the lower stratosphere // *Russ. Meteorol. Hydrol.* V. 34. N 8. P. 483–490. 2009. <https://doi.org/10.3103/S1068373909080019>

Trends of the Wave Activity Flux Vertical Component in the Northern Hemisphere

K. A. Didenko^{1, 2, *, T. S. Ermakova^{2, 3, **, A. V. Koval^{2, ***}, E. N. Savenkova^{3, ****}}}

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

²*St. Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

³*Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia*

*e-mail: didenko@izmiran.ru

**e-mail: taalika@mail.ru

***e-mail: a.v.koval@spbu.ru

****e-mail: savenkova.en@mail.ru

Long-term trends of three-dimensional wave activity Plumb's fluxes are studied using the JRA-55 global reanalysis of the atmosphere. The vertical component of wave activity Plumb's flux characterizes the propagation of atmospheric planetary waves generated in the troposphere into the upper atmosphere, and is used to analyze the stratosphere-troposphere dynamic interaction. The study of the wave activity flux was conducted for three latitudinal sectors of the Northern Hemisphere for months from December to March, over a 64-year period since 1958. It is shown that a statistically significant trend of wave activity flux from the troposphere to the stratosphere increase is observed over the Russian Far East in January and March. This can contribute to an increase in the frequency of cold waves formation in the middle latitudes troposphere. The study of stratosphere-troposphere dynamic interaction in general and wave activity fluxes in particular is necessary to task solution related to both global and regional climate changes and mixing of long-lived atmospheric components.

УДК 551.510.5373

МЕТОД ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ НА ОСНОВЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ МАТРИЧНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН

© 2024 г. В. Г. Гетманов^{1,2, *}, А. Д. Гвишиани^{1,2, **}, А. А. Соловьёв^{1,2, ***}, К. С. Зайцев^{3, ****}, М. Е. Дунаев^{3, *****}, Э. В. Ехлаков^{3, *****}

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

²Институт физики Земли РАН (ИФЗ РАН), Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (НИЯУ МИФИ), Москва, Россия

*e-mail: vgetm2015@yandex.ru

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

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

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

*****e-mail: max.dunaev@mail.ru

*****e-mail: fruha1980@gmail.com

Поступила в редакцию 18.10.2023 г.

После доработки 14.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

В статье разработан метод прогнозирования геомагнитных бурь на основе нейронных сетей глубокого обучения с применением цифровой обработки временных рядов матричных наблюдений мюонного годоскопа УРАГАН и значений скалярного *Dst*-индекса. Сформированы схема вычислительных операций и алгоритм аппроксимационной экстраполяции для матричных наблюдений. Произведён выбор варианта программного модуля нейронной сети и его параметров. Реализованы правило принятия решений для прогнозирования и оценки вероятностей правильных и ложных прогнозирований геомагнитных бурь. Экспериментальное исследование оценок вероятностных характеристик и интервалов прогнозирования геомагнитных бурь подтвердило эффективность предложенного метода. Полученные результаты прогнозирования ориентированы на решения целого ряда проблем солнечно-земной физики и задач народного хозяйства.

Ключевые слова: прогнозирование геомагнитных бурь, нейронные сети, мюонный годоскоп, матричные наблюдения, аппроксимационная экстраполяция.

DOI: 10.31857/S0016794024060104, **EDN:** QODUPX

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Общие положения, наблюдения мюонного годоскопа и геомагнитные бури

Прогнозирование геомагнитных бурь (ГМБ) является актуальной задачей геофизики, солнечно-земной физики и народного хозяйства. Проблема прогнозирования ГМБ к настоящему времени не решена исчерпывающим образом. Качество прогнозирования ГМБ зависит от вида исходных данных и применяемых математических технологий.

Используемая в рамках данной статьи экспериментальная информация, основывается на измерениях величин потоков мюонов (ПМ). Мюоны – это элементарные частицы, образующиеся в результате ядерных реакций между релятивистскими космическими протонами и отдельными атомами, которые входят в состав верхних слоев земной атмосферы [Мурзин, 2007; Астапов, 2014]. В меняющихся во времени величинах ПМ содержится информация о возможных экстремальных событиях в гелиосфере и потенциально возникающих ГМБ.

Измеренные ПМ формируются в матричные временные ряды наблюдений от мюонного годографа (МГ) УРАГАН, сконструированного в НИЯУ МИФИ [Yashin et al., 2015; Barbashina et al., 2008]. МГ-наблюдения берутся с сайта Experimental Complex NEVOD.

МГ является компьютеризированным прибором, измеряющим величины ПМ путем подсчета числа мюонов, попадающих на апертуру МГ для данной системы телесных углов и установленного интервала дискретности по времени. В результате подсчета числа мюонов формируется временной ряд исходных минутных матриц МГ-наблюдений $Y(i, j, T_{0k}, Tk)$, T – интервал дискретности по времени, k – временной индекс, обычно, $T = 1 / 60$ час(1 мин), T_{0k} – длительность интервалов регистрации, $T_{0k} \leq T$. Интервалы T_{0k} не являются фиксированными и меняются в диапазоне \approx секунд; исходные МГ-наблюдения состоят из случайных положительных целых чисел. Азимутальные и зенитные дискретные переменные (i, j) , $i = 1, \dots, N_1$, $j = 1, \dots, N_2$, $N_1 = 90$, $N_2 = 76$, определяют телесные углы (φ_i, ϑ_j) , $\varphi_i = \Delta\varphi(i - 1)$, $\vartheta_j = \Delta\vartheta(j - 1)$, $\Delta\varphi = 1^\circ$, $\Delta\vartheta = 4^\circ$, в которых производятся оценки величин ПМ. В ячейки с номерами (i, j) для МГ-матриц помещаются дискретно по времени количества собранных мюонов в виде целых чисел, соответствующих телесным углам (φ_i, ϑ_j) .

Первичные минутные нормированные матричные МГ-наблюдения $Y(i, j, Tk)$ формируются в виде временных рядов, определяющих количества зарегистрированных частиц, приведенных к одной секунде

$$Y(i, j, Tk) = Y(i, j, T_{0k}, Tk) / T_{0k}, k = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Вторичные часовые нормированные матричные МГ-наблюдения формируются из минутных наблюдений (1) путем их усреднения на 60-ти минутных интервалах времени

$$Y(i, j, T_0n) = \sum_{k=k_1(n)}^{k_2(n)} Y(i, j, Tk) / 60, \\ k_1(n) = 1 + 60(n - 1), \quad (2)$$

$$k_2(n) = 60n, n = 1, 2, \dots, T_0 = 60T.$$

Экстремальные события в гелиосфере могут приводить к возникновению возмущений магнитного поля Земли. Геомагнитными бурями (ГМБ) считаются геомагнитные возмущения, имеющие относительную амплитуду колебаний больше некоторой заданной.

Геомагнитные индексы [Menville, 2011] служат своего рода индикаторами активности магнитного поля Земли.

Данная статья базируется на применении скалярных значений временных рядов Dst -индекса, которые берутся из сайта World Data Center of Geomagnetism. Dst -индекс измеряется в нанотеслах и формируется почасовым усреднением значений меридианальных составляющих векторов напряженности геомагнитного поля для магнитных обсерваторий, расположенных по экватору Земли [Sugiura, 1991]. Спокойным состояниям магнитосферы соответствует Dst -индекс со значениями в пределах $(+20 \div -50)$ нТл. Для ГМБ принято считать, что Dst -индекс принимает значения в диапазоне $(-50 \div -150)$ нТл. Значения Dst -индекса меньше, чем -150 нТ относятся к исключительным случаям.

Достаточно распространеными для задач геофизики являются k -, kp - и ap -индексы с трехчасовым и суточным шагом дискретности. Однако, в нашем случае значения Dst -индекса в большей степени, чем перечисленные выше индексы, подходят для задачи прогнозирования ГМБ, вследствие их часовой дискретизации.

1.2. Обзор публикаций по прогнозированию геомагнитных бурь

Различаются долгосрочные, среднесрочные и краткосрочные прогнозирования ГМБ. В основном, прогнозирование производится в рамках различных технологий анализа космической погоды. Существует целый ряд служб различной ведомственной и государственной принадлежности, которые публикуют информацию по космической погоде, включая прогнозирование ГМБ.

В РФ в ИЗМИРАН активно работает Центр прогнозирования космической погоды [Гайдаш и др., 2016; Gaidash et al., 2017], поставляющий потребителям более 20 видов продуктов, связанных с краткосрочным-долгосрочным прогнозированием космической погоды и ГМБ. На сайте Института Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкина РАН предлагаются 3-х суточные прогнозы трехчасовых k - и kp -индексов, 8-ми суточные геомагнитные прогнозы на основе среднесуточных ap -индексов и вероятностей наибольших величин индексов в сутках, прогнозы геомагнитной активности на основе ар-индекса на 55 суток вперед, двухнедельные графики солнечных $F10.7$ и значений ap -среднесуточного индекса вместе с результатами их 24-часового прогнозирования, которые вычисляются на основе специально разработанных регрессионных моделей.

В институте космических исследований РАН в отделе физики космической плазмы реализуется проект по исследованию космической погоды [Плазменная гелиофизика, 2008], в котором разрабатываются, в том числе, методы и алгоритмы для осуществления краткосрочного прогнозирования ГМБ [Петрукович и др., 2016].

Целесообразно отметить работу Центра анализа космической погоды НИИЯФ им. акад. Д.В. Скobelьцына МГУ и Службы анализа космической погоды ИПГ им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета, занимающихся разработками в рассматриваемой предметной области

Заметной является деятельность Лаборатории рентгеновской астрономии ФИАН в решении проблемы прогнозирования ГМБ с привлечением технологий солнечной радиографии. На сайте *Laboratory of X-ray* приводятся вычисления *k_r*-индекса на 3-х дневный и 27-дневный интервалы прогнозирования, которые осуществляются с учетом оценок параметров солнечного ветра.

Необходимо упомянуть подразделение Space Weather Prediction Center NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), США, занимающееся вариантами прогнозирований ГМБ. На сайте NOAA помещаются данные по *k_r* и *a_p*-индексам для 1÷4-х недельных интервалов прогнозирований. Для решений задач прогнозирований ГМБ используются снимки от размещенных в космосе ультрафиолетового телескопа EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) и солнечного коронографа LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph) National Oceanic, с помощью которых оцениваются характеристики нагрева солнечной короны и процессов в СМЕ (Coronal Mass Ejections), а также определяется влияние короны на солнечный ветер. Изображения LASCO используются для прогнозирующей модели WSA-Enlil National Oceanic, которая действует с 2011 года. Это крупномасштабная физическая гелиосферная модель предназначена для обеспечения заблаговременного предупреждения за 1÷4 дня об изменениях в структурах солнечного ветра и направлений движений СМЕ.

Для прямого прогнозирования ГМБ используется космический аппарат ACE (Advanced Composition Explorer), USA, National Oceanic, запущенный в 1997г, постоянно находящийся в точке Лагранжа, расположенной на расстоянии 1.44 млн. км от Земли на прямой, соединяющей Землю и Солнце. ACE непрерывно регистрирует параметры космического излучения и автоматически передает их Землю; параметры излучения размещаются на сайте NOAA для

принятия последующих оперативных решений. На основе ACE осуществляется 1-часовое прогнозирование ГМБ.

Для получения необходимых результатов в рассматриваемой предметной области прогнозирования ГМБ применяется целый ряд математических подходов. Так, в публикациях [Белов, 2018; Григорьев, 2019], посвященных прогнозированию ГМБ и космической погоде, описывается метод глобальной съемки на основе данных сайта NMDB: The Neutron Monitor DataBase (НМ). В тезисах симпозиума ИЗМИРАН [Прогноз, 2023], содержится, фактически, обзор современных методов прогнозирования экстремальных гелиосферных событий.

НС широко используются в задачах распознавания-прогнозирования экстремальных событий в гелиосфере и магнитосфере [Бархатов, 2010; Бархатов и Ревунов, 2017]. Дополнения к указанным монографиям содержатся в материалах по НС на сайте нижегородской научно-исследовательской лаборатории физики Солнечно-Земных связей, где, в частности, описывается 12-часовое прогнозирование значений *Dst*-индекса на основе информации о параметрах околоземной плазмы и межпланетного магнитного поля.

Целый ряд публикаций, связанных с НС, *Dst*-индексом и ГМБ отличаются вариантами применяемых методов, программных продуктов и используемых источников информации. Указанные обстоятельства вносят значительное разнообразие в постановки задач прогнозирования.

В статьях [Pallochia, 2006; Gruet, 2018; Stepanova, 2000; Ефиторов, 2018; Dolenko, 2005; Широкий, 2015; Кристофоретти, 2022] помещены материалы, касающиеся исследований возможностей прогнозирований ГМБ, реализуемых с помощью различных вариантов НС.

Публикация [Белов и др., 2018] послужившая методической основой для данной статьи, посвящена задачам распознавания и прогнозирования ГМБ с применением МГ-наблюдений и наблюдений нейтронного монитора (НМ). Совместные МГ- и НМ-наблюдения формировались из скалярной переменной от МГ, вычисленной в виде усредненной суммы почасовых МГ-наблюдений, и скалярной переменной от НМ, вычисленной с помощью метода глобальной съемки и введенных функций изотропных составляющих НМ-наблюдений.

Приведенные здесь материалы по физике мюонов, конструкции МГ и сведений, касающихся вариантов задач прогнозирования ГМБ, легли в основу реализуемых в статье подходов.

Для решения рассматриваемой задачи предложено использовать наблюдения мюонного годоскопа, ввиду их потенциальной перспективности, и применить НС глубокого обучения, которые являются эффективным инструментом анализа больших данных и в настоящее время широко применяются в научных и технических задачах прогнозирования [Агарвал, 2021; Goodfellow, 2016]. Для реализации прогнозирования здесь предложена математическая технология аппроксимационной экстраполяции для матричных переменных.

Цель предлагаемой статьи состоит в разработке метода прогнозирования геомагнитных бурь на основе использования временных рядов матричных наблюдений МГ УРАГАН, временных рядов скалярных значений *Dst*-индекса, применения нейронных сетей глубокого обучения и реализации математической технологии аппроксимационного экстраполирования.

2. АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ МЮОННОГО ГОДОСКОПА И *Dst*-ИНДЕКС

Все переменные, которые использовались для НС в данной статье, были подвергнуты синхронизации и дискретизации с часовым шагом в единой шкале времени UTC. Временной индекс *n* определял моменты дискретизации T_0n , $T_0 = 1$ час. Образовывались матричный временной ряд из часовых нормированных МГ-наблюдений $Y_M(T_0n)$, состоящий из матриц $Y(i, j, T_0n)$ (2) размерности (N_2, N_1) , и скалярный временной ряд значений *Dst*-индекса $Y_D(T_0n)$; начальный индекс

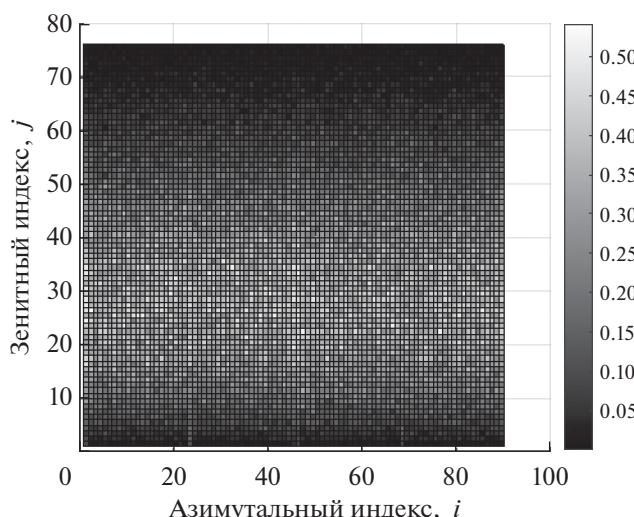


Рис. 1. 2D-изображение матрицы часовых нормированных МГ-наблюдений $Y_M(T_0n_0)$.

$n = 1$, соответствовал моменту времени 01.01.2013, 00.00 часов, $1 \leq n \leq n_f, n_f = 78888$.

Особенности МГ-наблюдений $Y_M(T_0n)$ были проанализированы. На рис. 1 помещен пример 2D-изображения матрицы часовых нормированных МГ-наблюдений $Y_M(T_0n_0)$, где индекс $n_0 = 23424$ относился к моменту времени 16.08.2015, 14 час. Из данного рисунка можно увидеть, что матрицы $Y_M(T_0n_0)$ подвержены значительным модуляциям и шумам.

Конструкционный фактор является доминирующим в модуляциях МГ-наблюдений. Элементы матриц для зенитных углов с индексами $j = 25 \div 30$ принимают максимальные значения, для углов с индексами $j = 1 \div 2, 75 \div 76$ – минимальные значения, которые различаются в несколько десятков раз. Так, математические ожидания (м.о.) $m(j, n_0)$ и среднеквадратичные значения (с.к.з.) $\sigma(j, n_0)$

$$m(j, n_0) = \frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} Y(i, j, T_0n_0),$$

$$\sigma^2(j, n_0) = \frac{1}{N_1 - 1} \sum_{i=1}^{N_1} (Y(i, j, T_0n_0) - m(j, n_0))^2$$

для элементов $Y(i, j, T_0n)$ с индексами $j_1 = 3, j_2 = 27, j_3 = 74$ принимают значения $m(j_1, n_0) = 0.0643, m(j_2, n_0) = 0.3833, m(j_3, n_0) = 0.0082, \sigma(j_1, n_0) = 0.0242, \sigma(j_2, n_0) = 0.0565, \sigma(j_3, n_0) = 0.0073$. Отношения вычисленных максимальных и минимальных м.о. и с.к.з. составляют величины ≈ 46.3 и ≈ 67.7 соответственно. Очевидно, эти величины указанных модуляций служат препятствием для прогнозирования ГМБ с учетом шумов и малых значений модуляций из-за гелиосферных экстремальных событий.

На рис. 2 помещены примеры графиков фрагментов исходных переменных $Y_{M01}(n) = Y_{M01}(i_{01}, j_{01}, T_0n), i_{01} = 12, j_{01} = 27, Y_{M02}(n) = Y_{M02}(i_{02}, j_{02}, T_0n), i_{02} = 22, j_{02} = 15$ и функции *Dst*-индекса $Y_D(n) = Y_D(T_0n)$ для семимесячного временного участка 01.04.2013–31.10.2013. Отчетливо видно, что средние значения переменных Y_{M01}, Y_{M02} для зенитных индексов $j_{01} = 27$ и $j_{02} = 15$ заметно отличаются.

Почти общепринято, что временные моменты времени T_0n , в которых реализуются ГМБ, определяются на основе сравнения текущих значений *Dst*-индекса $Y_D(n)$ с задаваемым порогом Y_{D0} . Для $Y_{D0} = 50$ нТл видно, на данном участке для 2013 г. имели место 13 ГМБ-событий.

Экстремальные события в гелиосфере приводят к дополнительным модуляциям содержимого

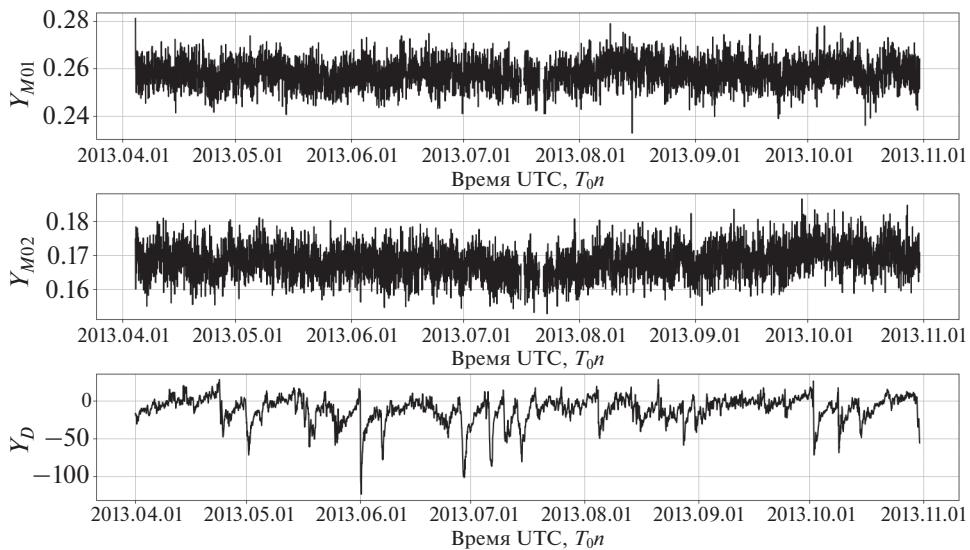


Рис. 2. Графики фрагментов исходных переменных Y_{M01} , Y_{M02} и функции Dst -индекса Y_D для семимесячного временного участка.

матриц МГ-наблюдений. Как правило, величины этих модуляций составляют доли-единицы процентов от средних значений МГ-наблюдений. Распознавание модуляций от экстремальных событий на фоне конструкционных модуляций является сложной проблемой цифровой обработки МГ-наблюдений.

Очевидно, что МГ-наблюдения содержат информацию относительно произошедших экстремальных событий в гелиосфере, вызывающих ГМБ. Можно утверждать, что между МГ-наблюдениями с одной стороны и значениями Dst -индекса с другой стороны, существует вполне определенная функциональная связь. Причем, особенность этой связи, по понятным физическим соображениям, имеет характер опережения: сначала реализуются возмущения в МГ-наблюдениях, спустя некоторое время возмущения в значениях Dst -индекса.

Для пояснения особенностей возможных функциональных связей между МГ-наблюдениями и значениями Dst -индекса на участке с начальной – конечной датой 2013.06.20 – 2013.07.16 с укрупненным времененным масштабом по сравнению с рис.2 для $Y_{M01}(n)$ и $Y_D(n)$ с $n_1 \leq n \leq n_2$ и $n_1 = 4101, n_2 = 4678$, соответствовавших указанным датам, были произведены расчеты, результаты которых приведены на рис. 3: (а) – график функции Dst -индекса $Y_D(n)$; (б) – график переменной $Y_{M01}(n)$; (в) – график функции усреднения $S_M(T_0n)$.

Из рис. 3а для $Y_D(n)$ видно, что на этом участке произошли, по крайней мере 5 ГМБ, для которых

имели место значительные понижения значения Dst -индекса. Однако, рассмотрение функции $Y_{M01}(n)$ из рис. 3б не позволяет сделать заключение о видимой ее связи с функцией $Y_D(n)$ – вполне просматриваемым понижениям значений Dst -индекса не в полной мере соответствовали какие-либо заметные изменения для функции $Y_{M01}(n)$. Заключение о функциональной связи может быть получено на основе анализа функций $Y_D(n)$ и $S_M(T_0n)$, вычисленной на основе для МГ-наблюдений $Y_M(i, j, T_0n)$ – рис. 3в

$$S_M(T_0n) = \frac{1}{N_1 N_2} \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} Y_M(i, j, T_0n), n_{01} \leq n \leq n_{02}.$$

Видно, что понижениям функции $Y_D(n)$ могут быть поставлены соответствующие понижения для функции $S_M(T_0n)$. Так, ГМБ на рис. 3а происходили в моменты времени, которым были со-поставлены индексы $n_{GS1} = 4198$, $n_{GS2} = 4316$, $n_{GS3} = 4464$, $n_{GS4} = 4550$, $n_{GS5} = 4654$. Понижения для $S_M(T_0n)$ на рис.3в происходили в моменты времени с индексами $n_{MG1} = 4178$, $n_{MG2} = 4298$, $n_{MG3} = 4430$, $n_{MG4} = 4534$, $n_{MG5} = 4630$. Нетрудно видеть из визуального рассмотрения рис. 3а и рис. 3в, что индексы n_{MG} реализуются с опережениями по времени по отношению к индексам n_{GS} .

Графики рис. 3 позволили сделать вывод о существовании между значениями Dst -индекса $Y_D(n)$ и МГ-наблюдениями – функциями $Y_M(i, j, T_0n)$ ($S_M(T_0n)$) очевидной связи, однако, с достаточно сложным функциональным характером.

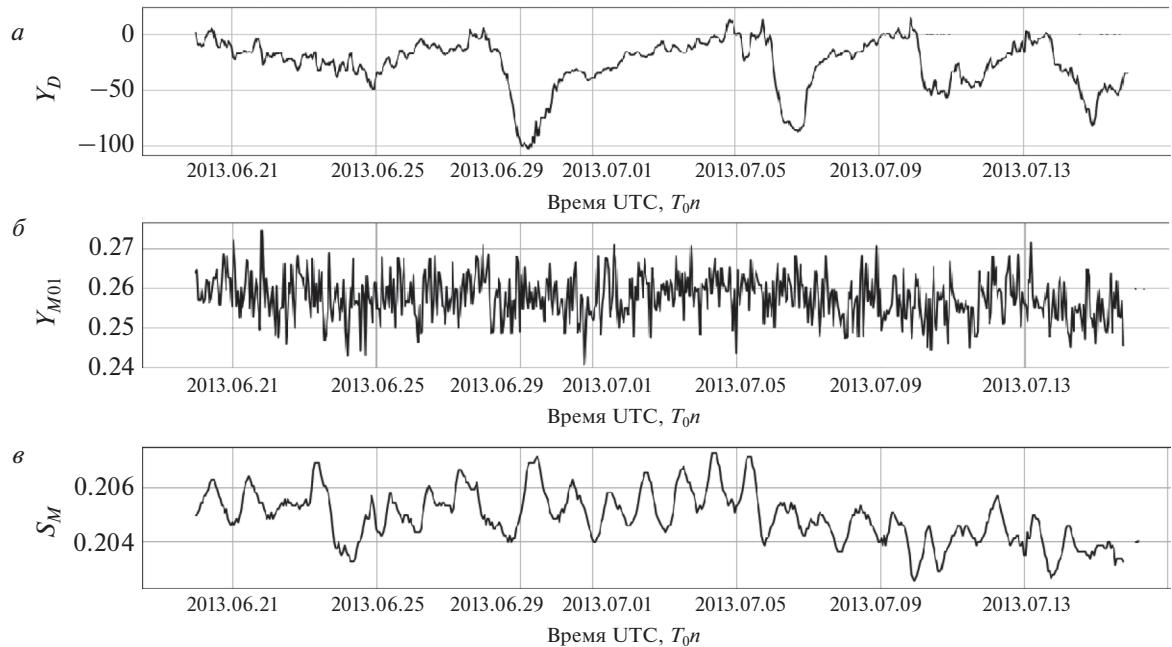


Рис. 3. Результаты расчетов переменных Y_D , Y_{M01} и функции усреднения S_M для анализа функциональных связей между МГ-наблюдениями и функцией Dst -индекса.

3. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ НА ОСНОВЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

3.1. Предварительная подготовка информации для нейронной сети

Предварительная подготовка временных рядов из МГ-наблюдений и Dst -индексов производилась для повышения эффективности работы НС [Кристофоретти, 2022]. Устранение низкочастотных аддитивных трендовых составляющих приближенно решалось путем нахождения м.о. $m(Y_M(i, j))$, $m(Y_D)$ и вычислений центрированных переменных $Y_{MC}(i, j, T_0n)$, $Y_{DC}(n)$ для индексов $1 \leq n \leq n_f$ и смещенного для Dst -порога $Y_{D0,C}$

$$m(Y_M(i, j)) = \frac{1}{n_f} \sum_{n=1}^{n_f} Y_M(i, j, T_0n), i = 1, \dots, N_1,$$

$$j = 1, \dots, N_2, m(Y_D) = \frac{1}{n_f} \sum_{n=1}^{n_f} Y_D(n),$$

$$Y_{MC}(i, j, T_0n) = Y_M(i, j, T_0n) - m(Y_M(i, j)),$$

$$Y_{DC}(n) = Y_D(n) - m(Y_D), Y_{D0,C} = Y_{D0} - m(Y_D).$$

В центрированных переменных $Y_{MC}(i, j, T_0n)$ устранение высокочастотных составляющих производилось с помощью цифрового низкочастотного фильтра [Filter Design, 2024] с нормированной частотой среза w_c ; формировались от-

фильтрованные переменные, обозначаемые, как $Y_{MC,\phi}(i, j, T_0n)$, $1 \leq n \leq n_f$, $i = 1, \dots, N_1$, $j = 1, \dots, N_2$.

На рисунке 4 помещены графики примеров фрагментов отфильтрованных переменных $Y_{M01C,\phi} = Y_{M01C,\phi}(i_1, j_1, T_0n)$, $i_1 = 12$, $j_1 = 5$, $Y_{M02C,\phi} = Y_{M02C,\phi}(i_2, j_2, T_0n)$, $i_2 = 50$, $j_2 = 25$ с выбранной частотой среза $w_c = 0.7$ для четырехдневного временного интервала 01.04.2013–04.04.2013 г. в зависимости от времени T_0n .

Можно заключить, анализируя рис. 4, что переменные $Y_{M01C,\phi}$, $Y_{M02C,\phi}$ хорошо приспособлены для экстраполирования: очевидно, что допустима их успешная аппроксимационная экстраполяция на основе параболических функций, по крайней мере, на 5–7 дискретных временных шагов с $T_0 = 1$ час.

3.2. Схема постановки задачи прогнозирования геомагнитных бурь

С учетом анализа наблюдений мюонного годоскопа, отмеченного в п.2, вполне возможно осуществление прогнозирования ГМБ с помощью построения модели экстраполированных значений Dst -индекса $Y_{DE}(n)$, которые сравниваются с задаваемым порогом $Y_{D0,C}$. На основе анализа неравенств $Y_{DE}(n) \geq Y_{D0,C}$ находятся индексы n , для которых выполняются рассматриваемые неравенства. Тем самым, определяются временные

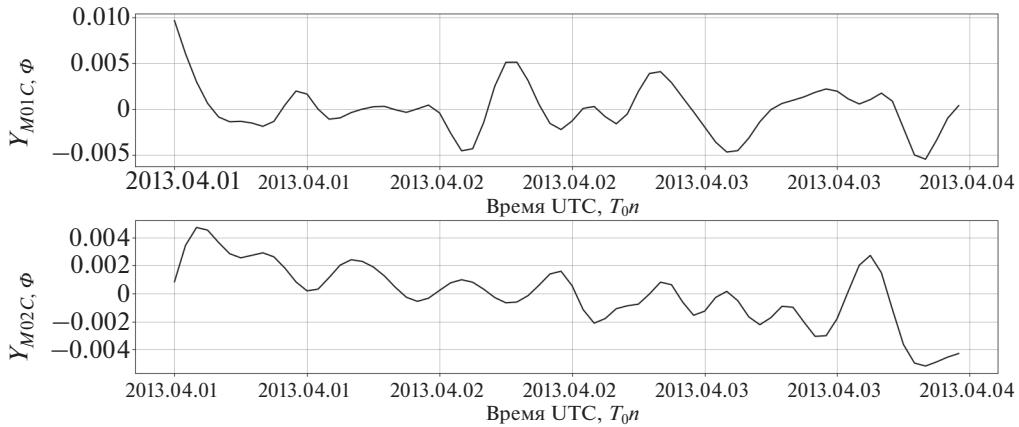


Рис. 4. Графики фрагментов отфильтрованных переменных $Y_{M01C,\phi}$, $Y_{M02C,\phi}$ для четырехдневного интервала.

интервалы прогнозирования и моменты времени прогнозированных начал и окончаний ГМБ.

Матричные МГ-наблюдения $Y_M(n)$ и скалярные значения Dst -индекса $Y_D(n)$ рассматриваются на девятилетнем временном участке 01.01.2013–31.12.2021, на котором реализуются НС-этапы. На этапе обучения 01.01.2013–02.02.2020, 16 час., $1 \leq n \leq n_{f0}$, $n_{f0} = 62128$ используются МГ-наблюдения и значения Dst -индекса; результат этого этапа состоит в построении НС-модели на основе применения НС глубокого обучения. Используются МГ-наблюдения для участка 02.02.2020, 17 час. – 31.12.2020, $n_{f0} + 1 \leq n \leq n_{f1}$, $n_{f1} = 70128$; на этом этапе реализуется контроль этапа обучения – построенной НС-модели. На этапе валидации вычисляются экстраполированные МГ-наблюдения для участка 01.01.2021 – 31.12.2021, $n_{f1} + 1 \leq n \leq n_f$, $n_f = 78888$ и находятся экстраполированные модельные оценки Dst -индекса $Y_{DE}(n)$ с помощью формул экстраполяции и НС-модели на основе только $Y_M(n)$; Dst -индекс применяется только для определения вероятностей правильных и ложных прогнозирований ГМБ.

Подалгоритм №1 этапа предварительной цифровой обработки для исходного матричного временного ряда МГ-наблюдений $Y_M(n)$ и временного ряда Dst – индекса $Y_D(n)$ осуществляет их фильтрацию с целью устранения низкочастотных составляющих и высокочастотных шумов. Результаты предварительной обработки обозначаются, как $Y_{M1C,\phi}$, $Y_{M2C,\phi}$, Y_{D1C} и Y_{D2C} ; индекс 1 относится к этапу обучения, индекс 2 к этапу валидации построения модельных оценок Dst -индекса. Порог после предварительной обработки обозначается, как $Y_{D0,C}$.

Подалгоритм №2 реализует НС-обучение и НС-валидацию. На его вход подаются отфильт-

рованный матричный временной ряд $Y_{M1C,\phi}$, обучающий скалярный временной ряд Y_{D1C} , $1 \leq n \leq n_{f0}$ и формируется НС-модель. Также в этом подалгоритме реализуется валидационный контроль качества НС-модели, $n_{f0} + 1 \leq n \leq n_{f1}$.

Подалгоритмы №3 и №4 производили экстраполяцию МГ-наблюдений и вычисление экстраполированных модельных оценок Dst -индекса $Y_{DC\phi,E}$; для этой цели использовались переменные $Y_{M2C,\phi}$ на интервале $n_{f1} + 1 \leq n \leq n_f$ и НС-модель от этапа обучения.

Подалгоритм №5 реализует процедуру принятия решений для прогнозирования ГМБ путем сравнения вычисленных экстраполированных модельных оценок Dst -индекса $Y_{DC\phi,E}$ с порогом $Y_{D0,C}$. В этом подалгоритме используется Y_{D2C} для оценивания вероятностных характеристик прогнозирования.

3.3. Аппроксимационная экстраполяция матричных переменных мюонного гадоскопа и прогнозирование геомагнитных бурь

Аппроксимационная экстраполяция на n_E шагов реализуется для переменных $Y_{M2C,\phi}(i, j, n)$ относительно индексов n , удовлетворяющих неравенствам $n_{f1} + \Delta n - n_E + 1 \leq n \leq n_f - n_E$ и для всех сочетаний индексов $i = 1, \dots, N_1, j = 1, \dots, N_2$. Производится построение системы аппроксимационных параболических моделей для текущего временного момента с индексом n с шагом экстраполяции на n_E шагов для индексов $n + 1, n + 2, \dots, n + n_E$. Задается параметр n_d – количество индексов на интервале $n, n - 1, \dots, n - n_d + 1$, на котором производятся построения аппроксимационных параболических моделей $c_0 + c_1 s + c_2 s^2$ с коэффициентами $c^T = (c_0, c_1, c_2)$ и аппроксима-

ционными функционалами для n_d точек, $n - n_d + 1 \leq s \leq n$, $i = 1, \dots, N_1$, $j = 1, \dots, N_2$

$$F(c, Y_{M2C,\Phi}(i, j), n, n_d) = \sum_{s=n-n_d+1}^n \left(Y_{M2C,\Phi}(i, j, s) - c_0 - c_1 s - c_2 s^2 \right)^2.$$

Находятся векторы оптимальных коэффициентов аппроксимационных моделей $c^\circ(i, j, n, n_d)$ путем минимизации введенных квадратичных функционалов для всех сочетаний индексов i, j и заданных n, n_d

$$c^\circ(i, j, n, n_d) = \arg \min_c F(c, Y_{M2C,\Phi}(i, j), n, n_d).$$

Образуются векторы с экстраполяцией $Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d)$ размерности Δn , $i = 1, \dots, N_1$, $j = 1, \dots, N_2$, определенные в индексах $n, n - 1, \dots, n - n_E + 1, n - n_E, \dots, n - \Delta n + 1$.

Вектор $Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d)$ состоит из n_E координат, вычисляемых по формулам экстраполяции, и $\Delta n - n_E$ координат, которые формируются основе координат от исходного вектора. Координаты промежуточного вектора $\bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d)$ представляются следующими формулами

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n + 1, n_E, n_d) &= \\ c_0^\circ(i, j, n, n_d) + c_1^\circ(i, j, n, n_d)(1) + c_2^\circ(i, j, n, n_d)(1)^2, \\ \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n + 2, n_E, n_d) &= \\ = c_0^\circ(i, j, n, n_d) + c_1^\circ(i, j, n, n_d)(2) + c_2^\circ(i, j, n, n_d)(2)^2, \\ &\vdots \\ \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n + n_E, n_E, n_d) &= \\ = c_0^\circ(i, j, n, n_d) + c_1^\circ(i, j, n, n_d)(n_E) + c_2^\circ(i, j, n, n_d)(n_E)^2 \\ \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d) &= Y_{M2C,\Phi}(i, j, n, n_E), \\ \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n - 1, n_E, n_d) &= Y_{M2C,\Phi}(i, j, n - 1, n_E), \\ &\vdots \\ \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n - \Delta n + n_E - 1, n_E, n_d) &= \\ = Y_{M2C,\Phi}(i, j, n - \Delta n + n_E - 1, n_E). \end{aligned}$$

От промежуточных векторов $\bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d)$ осуществляется переход к экстраполированным векторам $Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d)$

$$Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d) = \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n + n_E, n_E, n_d),$$

$$\vdots$$

$$\begin{aligned} Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n - n_E + 2, n_E, n_d) &= \\ = \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n + 2, n_E, n_d), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n - n_E + 1, n_E, n_d) &= \\ = \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n + 1, n_E, n_d), \end{aligned}$$

$$Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n - n_E, n_E, n_d) = \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n, n_E, n_d),$$

$$\begin{aligned} Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n - n_E - 1, n_E, n_d) &= \\ = \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n - 1, n_E, n_d), \end{aligned}$$

\vdots

$$\begin{aligned} Y_{M2C,\Phi E}(i, j, n - \Delta n + 1, n_E, n_d) &= \\ = \bar{Y}_{M2C,\Phi E}(i, j, n - \Delta n + n_E - 1, n_E, n_d), \end{aligned}$$

на основе которых собираются пакеты экстраполированных входных матриц $Y_{M2C,\Phi E}$. Далее, пакеты $Y_{M2C,\Phi E}$ в скользящем режиме с единичным шагом поступают на вход системы НС-построения экстраполированных центрированных модельных оценок Dst -индекса $Y_{DC}(n, n_E, n_d)$ со смещением на n_E индексов. Оценки экстраполированных центрированных скалярных модельных оценок Dst -индекса без смещений $Y_{DC,E}(n, n_d)$ представляются следующим соотношением

$$Y_{DC,E}(n, n_d) = Y_{DC}(n - n_E, n_E, n_d). \quad (3)$$

4. ОПЕРАЦИИ НЕЙРОННОЙ СЕТИ RESNET34 ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ

На рис. 5 представляется укрупненная блок-схема вычислительных операций реализации НС-прогнозирования ГМБ.

В блоке 1 производится предварительная обработка информации. На его вход подаются временные ряды пакетов Dst -векторов Y_D и матриц МГ-наблюдений Y_M . На выходе формируются: временные ряды пакетов центрированных Dst -векторов Y_{D1C} , центрированных отфильтрованных пакетов матриц МГ-наблюдений $Y_{M1C,\Phi}$ и временные ряды пакетов центрированных и отфильтрованных пакетов матриц МГ-наблюдений $Y_{M2C,\Phi}$. В блоке 2 на основе $Y_{D1C}, Y_{M1C,\Phi}$ осуществляется процедуры обучения и валидации, в результате которых формируется НС-модель. В блоке 3 для переменных $Y_{M2C,\Phi}$ реализуется их экстраполяция на n_E шагов, выход этого блока обозначается, как $Y_{M2C,\Phi E}$. В блоке 4 на основе использования НС-модели и экстраполированных переменных $Y_{M2C,\Phi E}$ вычисляются скаляр-

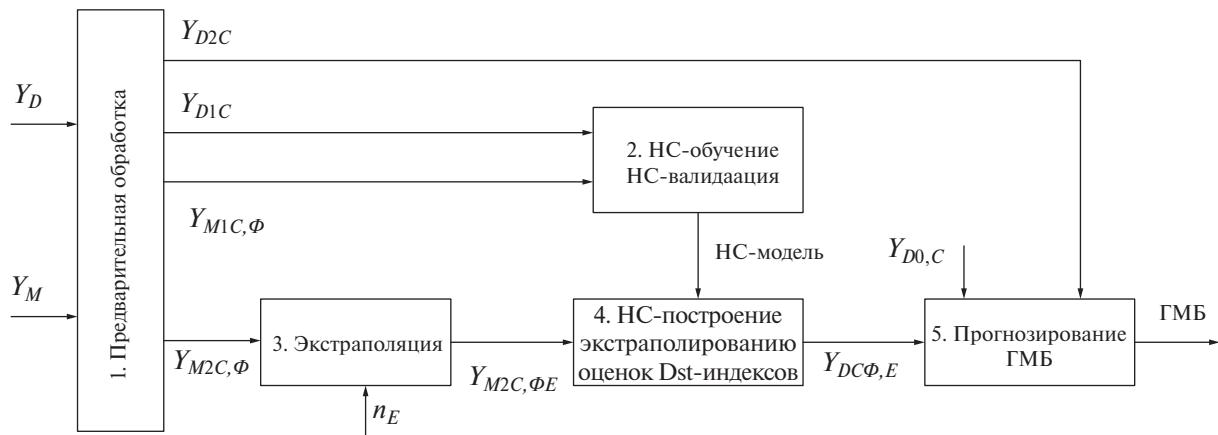


Рис. 5. Блок-схема вычислительных операций нейросетевого прогнозирования ГМБ.

ные оценки экстраполированных *Dst*-индексов $Y_{DC\Phi,E}$. В блоке 5 с применением сравнений экстраполированных переменных $Y_{DC\Phi,E}$ и порога $Y_{D0,C}$ производится принятие решений о прогнозировании ГМБ; также в блок 5 поступает Y_{D2C} для оценивания вероятностей правильного и ложного прогнозирования.

Для решения сформулированной задачи прогнозирования ГМБ, связанной с цифровой обработкой большого объема данных, были использованы облачные технологии. Выполнение ресурсоемких вычислительных работ, которые требовались для данной НС глубокого обучения, осуществлялось с использованием вычислительных ресурсов вычислительного центра НИЯУ МИФИ.

Было произведено формирование варианта структуры НС глубокого обучения с учетом [Wintoft P.&Wik M, 2021]. Использовался язык программирования Python и библиотека модулей PyTorch. Проводились вычислительные эксперименты для рассмотрения работы модулей различных нейросетевых архитектур, таких как EfficientNet, VGG, DenseNet, Inception-v3 и ResNet34 из библиотеки PyTorch. Для решения предложенной в статье задачи была взята модификация ResNet34, которая обеспечивала наилучшую точность и достаточно малое количество тренируемых параметров по сравнению с другими модулями. Дополнительный аргумент в пользу выбора модуля ResNet34 состоял в том, что при исследовании процедур обучения указанных НС, этот модуль занял второе место, работая без аугментации, т.е. без дополнения исходных реальных данных нереальными значениями.

Использованная НС ResNet34 состояла из основного блока, блоков сжатия и базовых бло-

ков. Несколько десятков параметров, которые определяли структуру НС, в указанных блоках устанавливались по умолчанию в библиотеке и на основе вычислительных экспериментов. В процессе глубокого обучения НС реализовалась коррекция параметров, определяющих ее структуру.

Поскольку МГ-наблюдения занимали существенно большой объем памяти и модель *Dst*-индексов зависима от значительного числа параметров, то для решения поставленной задачи прогнозирования потребовались масштабные нейросетевые архитектуры, такие, как ResNet34. По мнению авторов, структуры НС из нескольких сверточных и полно связанных слоев обладали малыми возможностями и не в полной мере подходили для рассматриваемой задачи.

Анализ полученных результатов предварительных вычислительных экспериментов с НС ResNet34 и располагаемыми МГ-наблюдениями позволил назначить Δn размерность пакета входных матриц.

5. ПРИНЯТИЕ РЕШЕНИЯ ПО ПРОГНОЗИРОВАНИЮ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ, ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТНЫХ ОЦЕНОК И ОЦЕНИВАНИЕ ИНТЕРВАЛОВ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ

Правило принятия решений по прогнозированию ГМБ основывалось на процедуре бинарной классификации – сравнении вычисленных прогнозированных оценок *Dst*-индекса $Y_{DC}(n, n_E, n_d)$ по формуле (3) из п.3 с центрированным порогом $Y_{D0,C}$. Реализация сравнения производилась путем рассмотрения неравенств со значениями *Dst*-индекса и порогами для индексов n временного участка валидации

$$Y_{DC}(n, n_E, n_d) \leq Y_{D0,C}, \\ n_{f1} + \Delta n - n_E + 1 \leq n \leq n_f - n_E + 1. \quad (4)$$

С помощью неравенств (4) подсчитывались число правильных $N_{R,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C})$ и ложных прогнозирований ГМБ $N_{F,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C})$, по-

скольку на рассматриваемом участке валидации для каждого значения индекса n заранее известно случилось или не случилось для него событие ГМБ. Для $N_{R,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C}), N_{F,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C})$ записывались формулы, для которых использовалась функция Хевисайда: $H(x) = 1, x \geq 0, H(x) = 0, x < 0$

$$N_{R,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C}) = \sum_{n=n_{f1} + \Delta n - n_E + 1}^{n_f - n_E + 1} H(Y_{D0,C} - Y_{DC}(n))H(Y_{D0,C} - Y_{DC,E}(n, n_d)), \quad (5)$$

$$N_{R,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C}) = \sum_{n=n_{f1} + \Delta n - n_E + 1}^{n_f - n_E + 1} H(Y_{DC}(n) - Y_{D0,C})H(Y_{D0,C} - Y_{DC,E}(n, n_d)).$$

Вычисление оценок вероятностей правильных и ложных прогнозирований ГМБ производилось путем рассмотрения неравенств для центрированных значений Dst -индекса на участке валидации

$$Y_{DC}(n) \leq Y_{D0,C}, n_{f1} + \Delta n - n_e + 1 \leq n \leq n_f - n_e + 1. \quad (6)$$

С помощью неравенств (6) подсчитывалось число индексов с ГМБ $N_{1,\text{ГМБ}}(Y_{D0,C})$ и число индексов без ГМБ $N_{0,\text{ГМБ}}(Y_{D0,C})$,

$$N_{1,\text{ГМБ}}(Y_{D0,C}) = \sum_{n=n_{f1} + \Delta n - n_E + 1}^{n_f - n_E + 1} H(Y_{D0,C} - Y_{DC}(n)), \quad (7)$$

$$N_{0,\text{ГМБ}}(Y_{D0,C}) = n_f - n_{f1} - \Delta n - N_{1,\text{ГМБ}}.$$

Вероятности $\beta(n_E, n_d, Y_{D0,C})$ правильных и $\alpha(n_E, n_d, Y_{D0,C})$ ложных прогнозирований представлялись следующими формулами

$$\beta(n_E, n_d, Y_{D0,C}) = N_{R,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C}) / N_{1,\text{ГМБ}}(Y_{D0,C}),$$

$$\alpha(n_E, n_d, Y_{D0,C}) = N_{F,\text{ГМБ}}(n_E, n_d, Y_{D0,C}) / N_{0,\text{ГМБ}}(Y_{D0,C}). \quad (8)$$

Выражения (8) в статье использовались, как критерии качества прогнозирования ГМБ для бинарной классификации. Разумеется, вполне возможны другие критерии (метрики), такие, как матрица ошибок (Confusion matrix), меткость (Accuracy), точность (Precision), полнота (Recall), специфичность (Specificity), F1-мера (F1-score) и ее развитие метрика P4 [Loginom, 2023]. Критерии (формула 8) соответствовали известным англоязычным аналогам Fall-out и Recall и, в нашем случае, являлись более предпочтительными с физической точки зрения, чем выше перечисленные критерии.

Оценивание интервалов прогнозирования для ГМБ с номером r производилось на основе неравенств (6) и (4). Вычислялись временные границы ГМБ с применением формулы (6)

$$n_1(r, Y_{D0,C}) \leq n \leq n_2(r, Y_{D0,C}), r = 1, 2, \dots, r_0, \quad (9)$$

где r_0 – число реальных ГМБ на участке валидации. Вычисление временных границ интервалов

для прогнозированных ГМБ находилось с использованием выражения (4)

$$n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}) \leq n \leq n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}), \\ s = 1, 2, \dots, s_0, \quad (10)$$

где s_0 – число прогнозированных ГМБ, в общем случае имело место $s_0 \neq r_0$.

Анализ взаимного расположения границ интервалов $(n_1(r, Y_{D0,C}), n_2(r, Y_{D0,C}))$ и $(n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}), n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}))$ для (9–10) позволил решить вопрос о прогнозировании ГМБ. Рассматривались для некоторого значения индекса r разности с индексами $s = 1, 2, \dots, s_0$

$$dn(r, s, n_E, n_d, Y_{D0,C}) = n_1(r, Y_{D0,C}) - n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}).$$

Полагалось, что к множеству S_p принадлежат индексы s , которые обеспечивали неравенство $dn(r, s, n_E, n_d, Y_{D0,C}) \geq 0$. Вычислялось значение ин-

декса s° , при котором достигался максимум положительной разности

$$s^\circ = \arg \max_{s \in S_p} \{dn(r, s, n_E, n_d, Y_{D0,C})\}.$$

Очевидно, что ГМБ с номером r для s° может считаться прогнозированной для индексов n , которые удовлетворяли неравенству

$$n_l(s^\circ, n_E, n_d, Y_{D0,C}) \leq n \leq n_l(r, Y_{D0,C}). \quad (11)$$

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТОДА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ

6.1. Вероятности правильного и ложного прогнозирования геомагнитных бурь

Рассматривались МГ-наблюдения $Y_{M2C,\Phi E}(n)$ и значения Dst -индекса $Y_{D2C}(n)$ на шестимесячном участке 01.07.2021–31.01.2022 ($75200 \leq n \leq 78888$). На этом участке принимались параметры $n_d = 5$, $n_E = 2, 4, 6$ и формировалась последовательность значений порогов $Y_{D0}(l) = Y_{D0N} + \Delta Y_{D0}(l-1)$, $l = 1, \dots, l_f$, $l_f = 9$, $Y_{D0N} = -70$ нТл, $\Delta Y_{D0} = 5$ нТл. В данном случае, Y_{D0} было заменено на $Y_{D0,C}$ с учетом того, что эти параметры отличались на константу, $Y_{D0,C}(l) = Y_{D0}(l) - 5.78$ нТ. Вычислялись экстраполированные модельные оценки Dst -индексов $Y_{DC\Phi,E}(n, n_d, Y_{D0,C}(l))$, которые сравнивались с порогом $Y_{D0,C}$.

Определялись по (4–8) оценки вероятностей $\beta^\circ(n_E, n_d, Y_{D0})$ и $\alpha^\circ(n_E, n_d, Y_{D0})$. Для семейства функций с дискретными n_{Em} , $m = 1, 2, 3$, $n_{E1} = 2$, $n_{E2} = 4$, $n_{E3} = 6$, чтобы обеспечить удобства визуализации, вводились смещения $\Delta Y_{D0}(m-1)$ для оценок вероятностей

$$\alpha 0^\circ(n_{Em}, n_d, Y_{D0}) = \alpha^\circ(n_{Em}, n_d, Y_{D0} - \Delta Y_{D0}(m-1)), -70 \text{nT} \leq Y_{D0} \leq -30 \text{nT} - \Delta Y_{D0}(m-1), \quad (12)$$

$$\beta 0^\circ(n_{Em}, n_d, Y_{D0}) = \beta^\circ(n_{Em}, n_d, Y_{D0} + \Delta Y_{D0}(m-1)), -70 \text{nT} + \Delta Y_{D0}(m-1) \leq Y_{D0} \leq -30 \text{nT}.$$

На рис. 6 представлены семейства графиков, вычисленные на основе (12), вероятностных характеристик прогнозирования ГМБ: (а) – оценки вероятностей ложных прогнозирований $\alpha 0^\circ(n_E, n_d, Y_{D0})$; (б) – оценки вероятностей правильных прогнозирования $\beta 0^\circ(n_E, n_d, Y_{D0})$. Вычисления оценок вероятностей произведены в зависимости от $n_E, n_d = 5$ и Y_{D0} , которые давали возможность оценить качество прогнозирования ГМБ. Так, при $Y_{D0} = -45$ нТл и $n_E = 2, 4, 6$ для диапазона значений вероятностей ложных прогно-

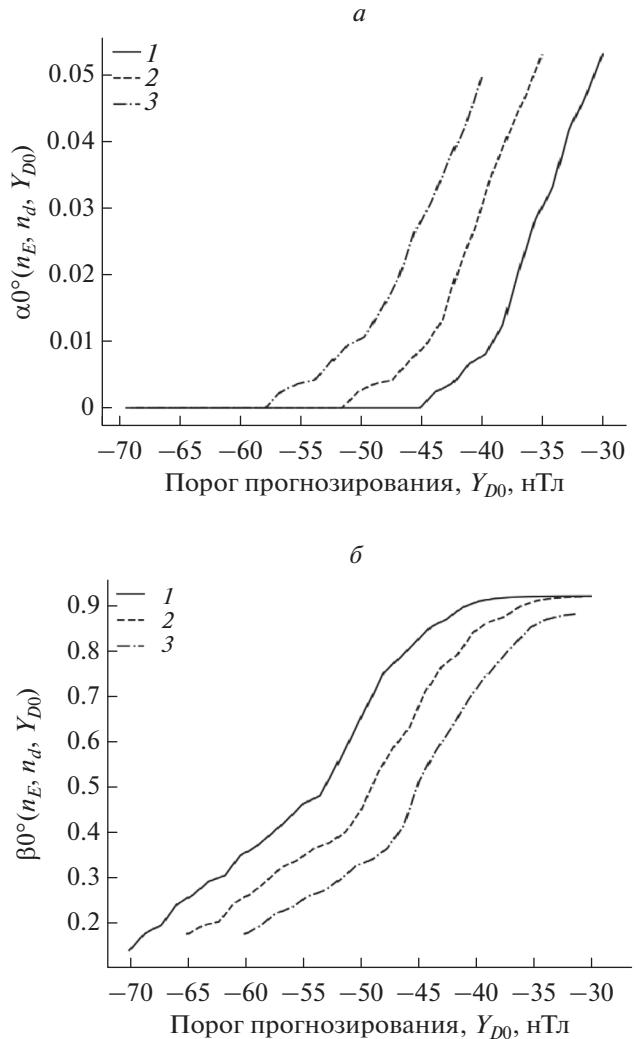


Рис. 6. Графики оценок вероятностей ложного и правильного прогнозирования ГМБ.

зирований $\alpha 0^\circ(n_E, n_d, Y_{D0}) = 0.001 \div 0.004$, имел место диапазон вероятностей правильных прогнозирований $\beta 0^\circ(n_E, n_d, Y_{D0}) = 0.85 \div 0.9$; при $Y_{D0} = -35$ нТл и тех же выбранных n_E для диапазона значений вероятностей ложных прогнозирований $\alpha^\circ(n_E, n_d, Y_{D0}) = 0.027 \div 0.03$ имел место диапазон вероятностей правильных прогнозирований $\beta^\circ(n_E, n_d, Y_{D0}) = 0.98 \div 0.99$.

Рассмотрение рис. 6а и рис. 6б с вычисленными оценками вероятностных характеристик, позволило заключить, что предложенный метод

обеспечивал удовлетворительные для геофизической практики значения вероятностей правильных и ложных прогнозирований ГМБ.

Исходя из анализа вариантов задач прогнозирования, обычно, “удовлетворительными” для геофизической практики для обозначенных выше параметрах, связанных с рис. 6а, рис. 6б, могут быть приняты величины ограничений по вероятности ложного прогнозирования для $\alpha(n_E, n_d, Y_{D0,C})$, в среднем, от ≈ 0.0025 до ≈ 0.028 и диапазону для вероятности правильного прогнозирования $\beta(n_E, n_d, Y_{D0,C})$, в среднем, от ≈ 0.85 до ≈ 0.99 .

Производилось сравнение результатов методов прогнозирования ГМБ на основе матричных и скалярных временных рядов наблюдений от МГ с использованием НС. Очевидно, что матричные МГ-наблюдения явились более информативными по сравнению со скалярными МГ-наблюдениями. Так, из материалов настоящей статьи следовало, что для предлагаемого прогнозирования ГМБ с НС глубокого обучения при наилучших сочетаниях параметров для матричных МГ-наблюдений $Y_{D0} = -45\text{ нТ}$, $n_d = 5$, $n_E = 6$, вероятности ложных прогнозирований не превосходили значений $0.001 \div 0.004$ и вероятности правильных прогнозирований составляли величины $0.85 \div 0.9$. На основе материалов статьи [Гетманов, 2022], где рассмотрено прогнозирование ГМБ для скалярных МГ-наблюдений и сверточных НС, при наилучших сочетаниях параметров $Y_{D0} = -50\text{ нТ}$, $n_d = 5$, $n_E = 5$, вероятности ложных и правильных прогнозирований, соответственно, принимают значения 0.06 и 0.3 .

Такое значительное отличие в вероятностных характеристиках прогнозирования для матричных и скалярных МГ-наблюдений связано с тем, что в [Гетманов, 2022] рассматривается задача прогнозирования ГМБ при совместном использовании скалярных наблюдений от МГ и нейронного монитора. Скалярные МГ-наблюдения, как показано в [Гетманов, 2022], явились малоэффективными для прогнозирования ГМБ. Матричные МГ-наблюдения, как было продемонстрировано в настоящей статье, позволяют обеспечить достаточно хорошие характеристики прогнозирования ГМБ.

6.2. Результаты оценивания интервалов прогнозирования геомагнитных бурь

Были рассмотрены Dst -индексы $Y_{D2C}(n)$ и модельные оценки экстраполированных значений Dst -индекса $Y_{DCP,E}(n)$ на годовом временном участке 01.01.2021–31.12.2021 г.; в данном подпараметре принято начало отсчета – 01.01.2021 г., 00:00 с начальным значением индекса $n = 1$. Вы-

числялись даты и значения индексов временных границ интервалов с точностью до часа для реальных ГМБ $n_1(r, Y_{D0,C}), n_2(r, Y_{D0,C}), r = 1, 2, \dots, r_0$ (9) и временные границы для прогнозированных ГМБ $n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}), n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}), s = 1, 2, \dots, s_0$ (10). В качестве регулирующих параметров принимались величины n_d, n_E . Назначалось исходное значение порога распознавания $Y_{D0} = -50\text{ нТл}$; в результате центрирования было получено значение порога $Y_{D0,C} = -44.22\text{ нТл}$.

На рис. 7 представлен график функции Dst -переменной Y_{D2C} на рассматриваемом участке, пунктирной линией обозначено значение порога $Y_{D0,C}$.

Видно по значениям Dst -индекса, что на указанном временном участке произошли 3 ГМБ. В табл. 1 приведены результаты вычислений дат начал-окончаний ГМБ и временных индексов границ $n_1(r, Y_{D0,C}), n_2(r, Y_{D0,C}), r = 1, 2, \dots, r_0$, соответствующих графику (рис. 7), где $r_0 = 3$.

На рис. 8 для фиксированного значения n_d и параметров экстраполяции n_E помещены примеры графиков функций оценок экстраполированных переменных $Y_{DCP,E}$: (а) – для $n_d = 5, n_E = 2$; (б) – для $n_d = 5, n_E = 6$; (в) – для $n_d = 5, n_E = 10$. На основе оценок переменных $Y_{DCP,E}$ реализовывались нейросетевые прогнозирования; пунктирные линии определяли порог $Y_{D0,C}$.

Приведенные здесь графики иллюстрировали важное обстоятельство, которое явилось отчетливо видимым: реализация правильных прогнозирований (Correct Prediction – CP) сопровождалась погрешностями – пропусками прогнозирований (Missed Prediction – MP) и ложными прогнозированиями (False Prediction – FP). В табл. 2 представлены результаты расчетов прогнозирований в зависимости от значений $n_E = 2, 4, 6, 8, 10$ и $n_d = 5$ для дат начал и окончаний прогнозированных ГМБ и соответствующих временных участков с границами $n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C}), n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C})$ в часах, $s = 1, 2, \dots, s_0$.

Расчеты, помещенные в табл. 2, показали, что для $n_E = 2, 6$ реализовались 2 Correct Prediction – $n_{CP} = 2$ для ГМБ №1, 3 и 1 Missed Prediction – $n_{MP} = 1$ для ГМБ №2. Вероятно, ГМБ с №2 с малой амплитудой и длительностью 2 часа, воспринималась при нейросетевых расчетах, как шумовое возмущение, реализовавшееся, как пропуск прогнозирования. Расчеты для $n_E = 10$ показали реализацию $n_{CP} = 2, n_{MP} = 1$ и 4 False Prediction – $n_{FP} = 4$. Должно быть вполне очевидно, что качество прогнозирования определялось параметром экстраполяции n_E , в особенности для больших значений $n_E = 8, 10$, когда, по вполне естественным причинам, нарушились условия

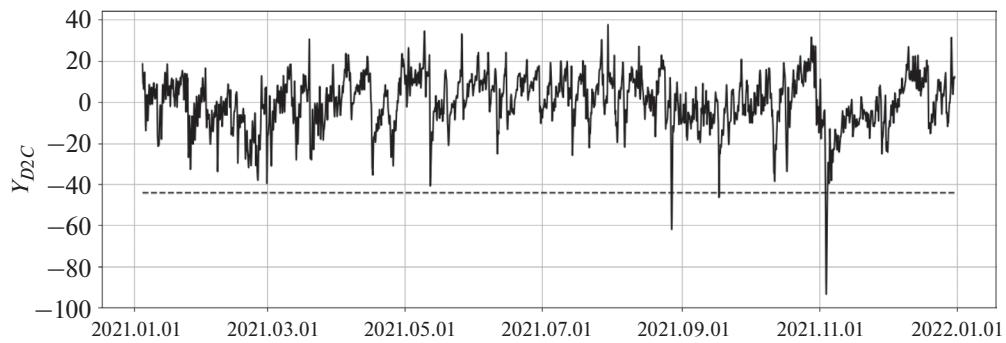


Рис. 7. График Dst -переменной Y_{D2C} .

Таблица 1. Вычисления дат начал и окончаний реальных ГМБ и временных индексов границ $n_1(r, Y_{D0,C})$, $n_2(r, Y_{D0,C})$

r	Даты начал ГМБ	Даты окончаний ГМБ	$n_1(r, Y_{D0,C})$	$n_2(r, Y_{D0,C})$
1	27.08.2021 10:00	27.08.2021, 20:00	5722	5732
2	17.09.2021, 13:00	17.09.2021, 15:00	6229	6231
3	03.11.2021, 19:00	04.11.2021, 17:00	7363	7385

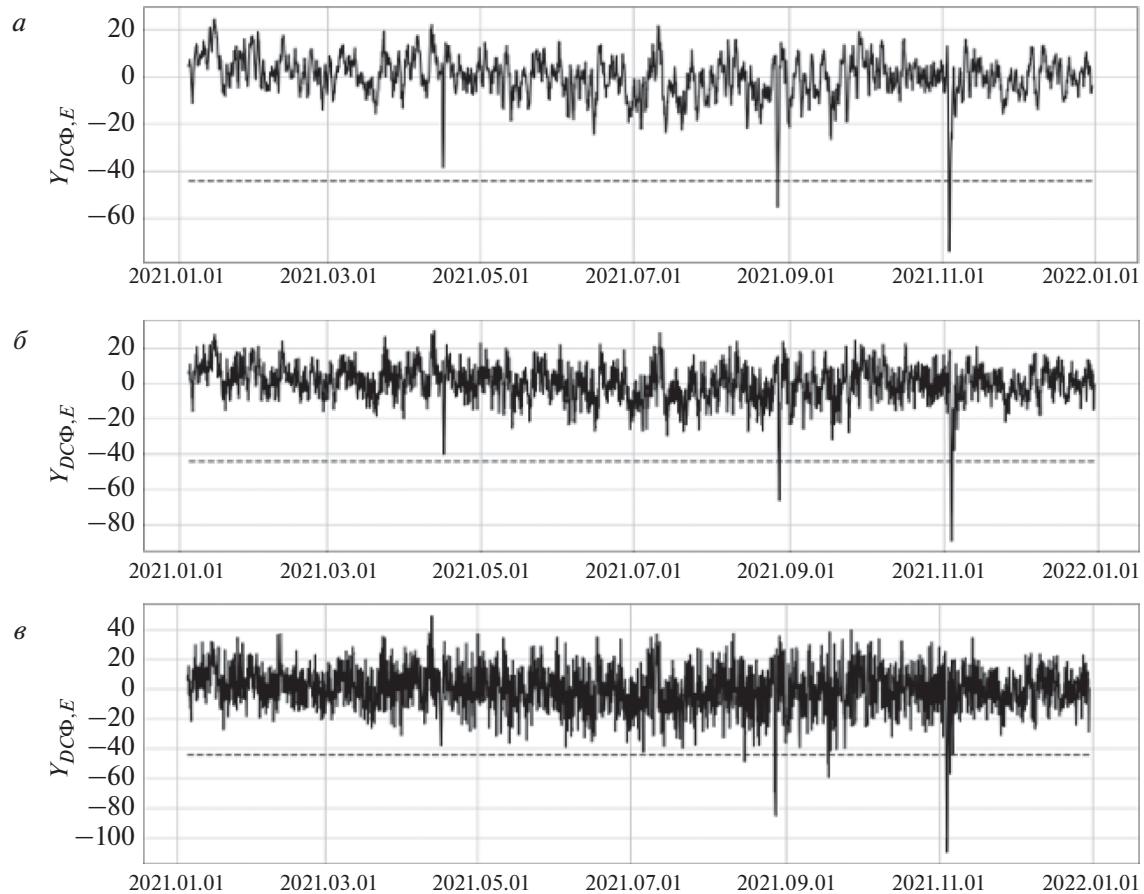


Рис. 8. Графики экстраполированных переменных $Y_{DCF,E}$ для параметров экстраполяции n_E .

успешных экстраполяций, что приводило к увеличению числа ложных прогнозирований.

Графическое сопоставление взаимного расположения временных интервалов с реальными и прогнозированными ГМБ, по данным, взятым из табл. 1, табл. 2 и определенным на основе соответствующих значений *Dst*-индекса может быть произведено с использованием рис. 9: (а) – соответствует ГМБ для даты 27.08.2021; (б) – соответствует ГМБ для даты 17.09.2021 г.

На рис. 9а и 9б помещены диаграммы, позволившие графически определить взаимное расположение временных участков с реальными и прогнозированными ГМБ, по данным, взятым из табл. 1 и табл. 2, и определенных на основе соответствующих значений *Dst*-индекса.

Таблица 2. Вычисления дат начал и окончаний прогнозированных ГМБ и временных участков с границами $n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C})$, $n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C})$ в часах

s	Параметр n_E	Даты начал прогнозированных ГМБ	Даты окончаний прогнозированных ГМБ	$n_1(s, n_E, n_d, Y_{D0,C})$	$n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C})$
1	2	27.08.2021, 02:00	27.08.2021, 11:00	5720	5729
2		03.11.2021, 11:00	04.11.2021, 05:00	7361	7369
1	4	27.08.2021, 05:00	27.08.2021, 16:00	5717	5728
2		03.11.2021, 15:00	04.11.2021, 08:00	7359	7376
1	6	27.08.2021, 03:00	27.08.2021, 15:00	5715	5727
2		03.11.2021, 13:00	04.11.2021, 05:00	7357	7373
1	8	26.08.2021, 22:00	27.08.2021, 14:00	5710	5726
2		03.11.2021, 11:00	04.11.2021, 03:00	7355	7371
3		05.11.2021, 22:00	05.11.2021, 08:00	7390	7392
1	10	14.08.2021, 23:00	15.08.2021, 01:00	5423	5425
2		26.08.2021, 22:00	26.08.2021, 14:00	5709	5726
3		17.09.2021, 05:00	17.09.2021, 07:00	6221	6223
4		17.09.2021, 09:00	17.09.2021, 13:00	6225	6229
5		03.11.2021, 10:00	04.11.2021, 02:00	7354	7370
6		04.11.2021, 21:00	05.11.2021, 01:00	7389	7393

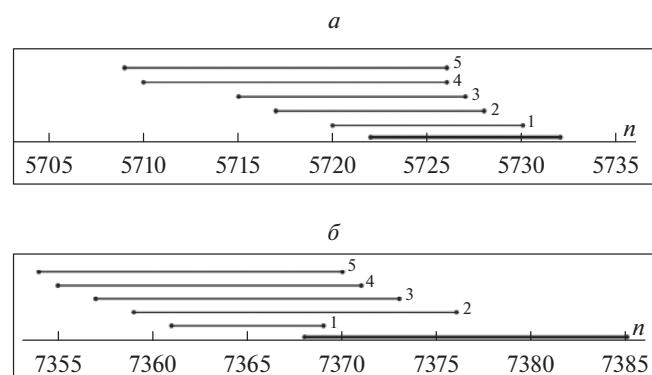


Рис. 9. Диаграммы сопоставления интервалов реальных и прогнозированных ГМБ для дат 27.08.2021, 17.09.2021.

Таблица 3. Оценки $dn_1(n_E, n_d)$, $dn_3(n_E, n_d)$ – интервалов прогнозирований и $n_{FP}(n_E, n_d)$ – числа ложных прогнозирований для ГМБ

n_E	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$dn_1(n_E, n_d)$	1	2	3	5	6	7	8	12	12	13
$dn_3(n_E, n_d)$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	9
$n_{FP}(n_E, n_d)$	0	0	0	0	0	0	0	1	2	4

Были рассмотрены ГМБ №1, 3 (табл. 1), для их анализа назначены 40-часовые временные интервалы 5705–5735, 7355–7385, на которых жирными линиями отмечены временные участки реальных ГМБ. Обычными линиями с индексами 1, 2, 3, 4, 5 отмечены временные участки прогнозированных ГМБ для $n_E = 2, 4, 6, 8, 10$.

Рассматривались участки прогнозирований ГМБ (11) на основе вычислений из табл. 2 разностей $dn_p(r, s, n_E, n_d, Y_{D0,C}) = n_l(r, Y_{D0,C}) - n_2(s, n_E, n_d, Y_{D0,C})$. Формировались оценки $dn_{p1}(n_E, n_d) = dn_{p1}(1, s_1^o, n_E, n_d, Y_{D0,C})$, $r = 1$, $dn_{p3}(n_E, n_d) = dn_{p3}(2, s_2^o, n_E, n_d, Y_{D0,C})$, $r = 3$. В табл. 3 для $n_E = 1, 2, \dots, 10$ и $n_d = 5$ приведены результаты расчетов $dn_{p1}(n_E, n_d)$, $dn_{p3}(n_E, n_d)$ – оценок интервалов прогнозирований ГМБ и числа ложных прогнозирований $n_{FP}(n_E, n_d)$ для $n_E = 1 \div 10$.

Из табл. 3 следовало, что для шагов экстраполяции с $n_E = 1 \div 3$ прогнозирование ГМБ для временных дат 27.08.2021 г, 03.11.2021 г реализовывались с удовлетворительной вероятностью правильного прогнозирования ГМБ – оценки $dn_1(n_E, n_d)$, $dn_3(n_E, n_d)$ стабильно возрастили; при этом имел место один пропуск прогнозирования ГМБ для даты 17.08.2021 г. Для шагов экстраполяции $n_E = 4 \div 7$ вероятности правильного прогнозирования ГМБ уменьшались и параметры $dn_1(n_E, n_d)$, $dn_3(n_E, n_d)$ начинали незначительно флюктуировать. Для шагов экстраполяции $n_E = 8 \div 10$ вероятности правильного прогнозирования ГМБ далее уменьшались, реализовывалась значительная флюктуация оценок $dn_1(n_E, n_d)$, $dn_3(n_E, n_d)$ и одновременно появлялись множество ложных прогнозирований (см. рис. 8в).

Полученная картина прогнозирования ГМБ вполне правдоподобна с физической точки зрения – эффективность прогнозирования естественным образом ухудшалась при увеличении шагов экстраполяции.

Результаты произведенных расчетов, аналогичных помещенным в табл. 2, для $n_d = 3, 5, 7$ (индексы 1, 2, 3), связанные с построением оценок

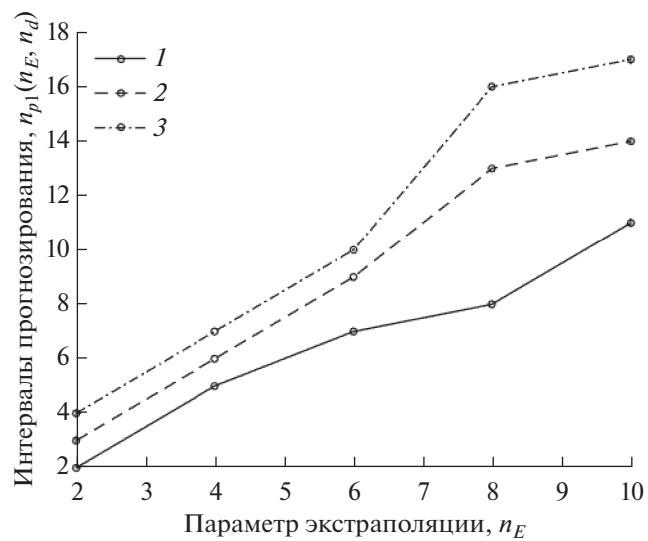


Рис. 10. Оценки интервалов прогнозирований ГМБ $dn_{p1}(n_E, n_d)$.

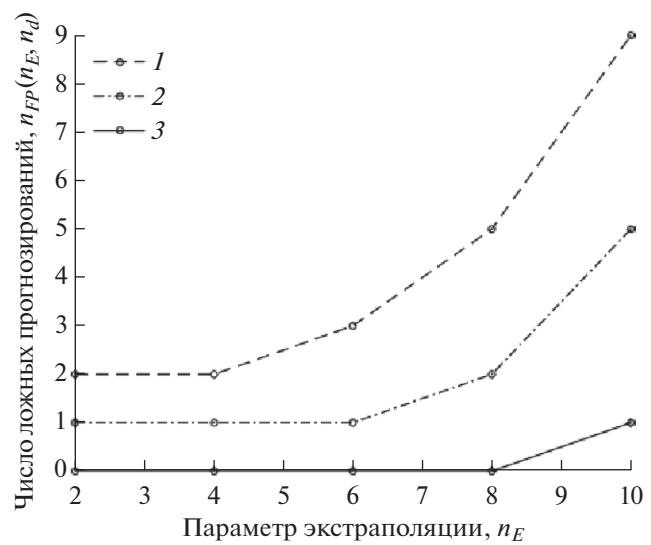


Рис. 11. Оценки числа ложных прогнозирований ГМБ $n_{FP}(n_E, n_d)$.

интервалов прогнозирований ГМБ $dn_{p1}(n_E, n_d)$ и числа ложных прогнозирований ГМБ $n_{FP}(n_E, n_d)$ в зависимости от параметров n_E, n_d , представлены на рис. 10 и рис. 11. Была рассмотрена ГМБ для $r = 1$, произошедшая 27.08.2021. Для удобства анализа графиков были применены смещения по вертикальной оси на рис. 10, рис. 11, которые для индексов 2 и 3 составили величины 1 и 2.

Можно заключить из представленных рисунков, что прогнозирование ГМБ по предлагаемому методу удовлетворительно осуществлялось для $Y_{D0} = -45$ нТ, $n_E = 5 \div 6n_d = 5$ и, в среднем, принимало значение 4–5 часов до начала ГМБ на Земле, фиксируемой по значениям *Dst*-индекса.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработанный статье метод прогнозирования ГМБ на основе матричных временных рядов наблюдений мюонного годоскопа УРАГАН с использованием НС глубокого обучения и алгоритма аппроксимационной экстраполяции оказался работоспособным и удовлетворительно эффективным, что свидетельствует о том, что цель статьи достигнута.

2. В результате осуществления процедуры выбора НС-модуля, размерности пакета входных матриц МГ-наблюдений и частоты среза низкочастотного фильтра было установлено, что наиболее подходящим для рассматриваемой задачи прогнозирования ГМБ оказался программный модуль ResNet34 с оптимальной размерностью пакета входных матриц $\Delta n = 60$ и частотой среза $w_c = 0.7$.

2.1. Предложенный метод обеспечивал удовлетворительные для геофизической практики значения вероятностей правильных и ложных прогнозирований ГМБ. Так, при $Y_{D0} = -45$ нТ, $Y_{D0} = -35$ нТ, $n_E = 2, 4, 6$, $n_d = 5$ для значений вероятностей ложных прогнозирований $\alpha^\circ(n_E, n_d, Y_{D0,C})$ находившихся в диапазонах $0.001 \div 0.004, 0.027 \div 0.03$, значения вероятностей правильных прогнозирований $\beta^\circ(n_E, n_d, Y_{D0,C})$ находились в диапазонах $0.85 \div 0.9$ и $0.98 \div 0.99$.

2.2. Анализ расчетов, связанных с вычислением характеристик предложенного метода, позволил сделать вывод, что при параметрах $Y_{D0} = -45$ нТ, $n_E = 5 \div 6$, $n_d = 5$ прогнозирование ГМБ осуществлялось с удовлетворительными вероятностными характеристиками и его время, в среднем, составляло 4–5 часов до начала ГМБ на Земле.

3. Произведенное экспериментальное исследование позволило установить, что предложенный в данной статье подход к прогнозированию ГМБ, существенно превысил по эффективности

подход, описанный в публикации [Гетманов В., 2022, Геомагнетизм и Аэрономия], и который базировался на формировании из матричных временных рядов МГ-наблюдений скалярных временных рядов, применении сверточных НС и аппроксимационной экстраполяции.

4. Рассмотрение предложенного метода прогнозирования ГМБ на основе матричных временных рядов МГ-наблюдений с использованием НС глубокого обучения и аппроксимационной экстраполяции дало возможность сделать вывод о его перспективности для решения проблем солнечно-земной физики и задач народного хозяйства.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи выражают благодарность руководству Научно-образовательному Центру “НЕВОД” НИЯУ МИФИ за предоставленные для расчетов наблюдения мюонного годоскопа УРАГАН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агарвал Ч. Нейронные сети и глубокое обучение. М.: Вильямс. 752с. 2021.
- Астапов И.И., Барбашина Н.С., Борог В.В. и др. Мюонная диагностика магнитосферы и атмосферы Земли. М.: Изд-во МИФИ. 132 с. 2014.
- Бархатов Н.А. Искусственные нейронные сети в задачах солнечно-земной физики. Нижний Новгород.: Изд-во “Поволжье”, 407с. 2010.
- Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. Гелиогеофизические приложения современных методов обработки цифровых данных: монография. Нижний Новгород, Мининский университет. : Изд-во ФЛИНТА. 316с. 2017.
- Белов А.В., Ерошенко Н.С., Янке В.Г., 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>
- Белов А. В., Гвишиани А. Д., Гетманов В. Г., Ковыляева А.А., Соловьев А.А., Чинкин В.Е., Янке В.Г., Яшин И.И. Распознавание геомагнитных бурь на основе нейросетевых модельных оценок *Dst*-индексов // Изв. РАН. Теория и системы управления. №1. С.56–66. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0002338822010048>
- Вычислительные ресурсы НИЯУ МИФИ. 2024. <https://it.mephi.ru/hpc/perfomance>
- Гайдаш С.П., Белов А.В., Абунин А.А., Абунина М.А. Центр прогнозов космической погоды (ИЗМИРАН) //

Практические аспекты гелиофизики. Серия “Прикладные аспекты космической погоды”. С. 22–32. 2016.

— Гетманов В.Г., Чинкин В.Е., Сидоров Р.В., Гвишиани А.Д., Добровольский М.Н., Соловьев А.А., Дмитриева А.Н., Ковыляева А.А., Яшин И.И. Прогнозирование геомагнитных бурь на основе нейросетевой цифровой обработки совместных наблюдений мюонного годографа УРАГАН и станций нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 4. С. 470–481. 2022. <https://dx.doi.org/10.31857/S0016794022040083>

— Григорьев В.Г., Стародубцев С.С., Гололов П.Ю. Мониторинг геомагнитных возмущений на основе метода глобальной съемки в реальном времени // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 3. С. 110–115. 2019. <https://doi.org/10.12737/szf-53201911>

— Ефиторов А.О., Мягкова И.Н., Широкий В.Р. Прогнозирование Dst-индекса, основанное на методах машинного обучения // Космич. исслед. Т. 56. № 6. С. 420–428. 2018. <https://doi.org/10.31857/S002342060002493-0>

— Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН). 2024. <https://www.izmiran.ru/?LANG=ru>

— Институт космических исследований РАН. Отдел физики космической плазмы. 2024 <https://iki.cosmos.ru/research/fizika-kosmicheskoy-plazmy>

— Михайлов Г.А., Войтишек А.В. Численное статистическое моделирование. Метод Монте-Карло. М.: Издво Юрайт, 371с. 2018.

— Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей. М.: Университетская книга. 488с. 2007.

— Научно-исследовательская лаборатория физики Солнечно-Земных связей. 2024 http://spacelab.mininuniver.ru/?page_id=80

— Петрукович А.А., Ермолаев Ю.И., Эйсмонт М.А. Мониторинг солнечного ветра с целью оперативного прогноза гелиогеофизической обстановки. Практические аспекты гелиофизики. Серия “Прикладные аспекты космической погоды”. С.11–21. 2016.

— Плазменная гелиогеофизика. Том II. Под ред. акад. РАН Л.М. Зелёного и д.ф.-м.н. И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 560с. 2008.

— Прогноз, 2023. Физические основы прогнозирования гелиофизических процессов и событий. Симпозиум. Сборник тезисов. г. Троицк, 29–31.05.2023. <https://forecast2023.izmiran.ru>

— Служба анализа космической погоды ИПГ им. акад. Е.К. Федорова Федеральной службы по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды. 2024 <http://ipg.geospace.ru/space-weather-forecast.html>

— Центр анализа космической погоды НИИЯФ им. акад. Д.В. Скobelьцына МГУ. 2024 <https://swx.sinp.msu.ru/>

— Широкий В.Р. Сравнение нейросетевых моделей прогнозирования геомагнитного Dst-индекса на различных наборах данных и сравнения методов оценки

качества работы моделей. // XVII Всероссийская научно-техническая конференция “Нейроинформатика–2015” с международным участием. Сборник научных трудов. Ч.2. С.51–60. М.: НИЯУ МИФИ, 2015.

— Barbashina N.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G. et al. The URAGAN wide-aperture large area muon hodoscope // Instrum. Exp. Tech. 51. P.180–186. 2008. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S027311771500407X>

— Cristoforetti M., Battiston R., Gobbi, A. et al. Prominence of the training data preparation in geomagnetic storm prediction using deep neural networks // Sci Rep 12, 7631. 2022. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-11721-8>

— Dolenko S. A., Orlov Yu. V., Persiantsev I. G., Shugai Ju. S. Neural Network Algorithm for Events Forecasting and Its Application to Space Physics Data// Lutre Notes in Computer Science. V.3 697. P. 527–532. 2005. https://doi.org/10.1007/11550907_83

— Experimental Complex NEVOD. 2024. <http://nevod.mephi.ru/English/index.htm>

— Filter Design with DSP System Toolbox Software. <https://www.mathworks.com/help/dsp/ug/use-fdatalog-with-dsp-system-toolbox-software.html>. 2024

— Gaidash S.P., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A. Space Weather Forcasting at IZMIRAN// Geomagn. Aeron. V. 57. I. 7. P. 869–877. 2017. <https://doi.org/10.1134/S0016793217070088>

— Goodfellow I., Bengio Y.Y., Courville F. Deep Learning. London; Cambridge: MIT Press, 800p. 2016.

— Gruet M. A., Chandorkar M., Sicard A., Camporeale E.. Multiplehour-ahead forecast of the Dst-index using a combination of long short-term memory neural network and Gaussian process. Space Weather. V.16. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018SW001898>

— Laboratory of X-ray Astronomy. LPI. <https://xras.ru/en/> 2023

— Loginom. Метрики качества моделей бинарной классификации. 2023. <https://loginom.ru/blog/classification-quality>

— Menvielle M., Iyemori T., Marchaudon A. Geomagnetic Indices. Chapter 8 // in Geomagnetic Observations and Models, IAGA Special Sopron Book Series, V. 5, M.Mandea, M.Korte (Eds.), Springer Dordrecht Heidelberg. London. New York. 343 p. P.183–228. 2011.

— National Oceanic and Atmosphere Administration. <https://www.noaa.gov/>. 2024

— NMDB: The Neutron Monitor DataBase. 2024 <https://www01.nmdb.eu/>.

— Palloccchia G., Amata E., Consolini G., Marcucci M.F., Bertello I.. Geomagnetics Dst index forecast based on IMF data only //Ann. Geophys. V.24. P.989–999. 2006. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-989-2006>

— Space Weather Prediction Center/ 2023. <https://www.swpc.noaa.gov/>.

- Stepanova M.V., Perez P. Autoprediction of Dst index using neural network techniques and relationship to the auroral geomagnetics indices.// *Geofisica International.* V.39. No.1. P.143–146. 2000. <https://dx.doi.org/10.22201/igeof.00167169p.2000.39.1.310>
- Sugiura M., Kamei T. Equitorial Dst-index 1957–1986. *IAGA Bulletin №40.* 14p. 1991.
- Wintoft P.&Wik M. Exploring Three Recurrent Neural Network Architectures for Geomagnetic Pre-
dictions/ *Front. Astron. Space Sci.*, 12 May 2021, Sec. *Space Physics.* V. 8. 2021 <https://doi.org/10.3389/fspas.2021.664483>
- *World Data Center of Geomagnetism.* Kyoto. <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>. 2024.
- Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. Real-time data of muon hodoscope URAGAN. *Advances in Space Research.* V. 56. I. 12. P.2693–2705. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.003>

A Method for Predicting Geomagnetic Storms Based on Deep Learning Neural Networks Using Time Series of Matrix Observations of the URAGAN Muon Hodoscope

V. G. Getmanov^{1, 2, *}, A. D. Gvishiani^{1, 2, **}, A. A. Soloviev^{1, 2, ***},
K. S. Zaitsev^{3, ****}, M. E. Dunaev^{3, *****}, E. V. Yekhlakov^{3, *****}

¹*Geophysical Center of the Russian Academy of Sciences (GC RAS), Moscow, Russia*

²*Institute of Earth Physics of the Russian Academy of Sciences (IEP RAS), Moscow, Russia*

³*National Research Nuclear University MEPhI (NRNU MEPhI), Moscow, Russia*

*e-mail: vgetm2015@yandex.ru

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

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

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

*****e-mail: max.dunaev@mail.ru

*****e-mail: fruha1980@gmail.com

A method for predicting geomagnetic storms based on deep learning neural networks using digital time series processing for matrix observations of the URAGAN muon hodoscope and scalar *Dst* indices has been developed. A scheme of computational operations and extrapolation formulas for matrix observations are proposed. The choice of a variant of the neural network software module and its parameters is implemented. A decision-making rule has been formed to predict and assess the probabilities of correct and false forecasts of geomagnetic storms. An experimental study of estimates of probabilistic characteristics and prediction intervals of geomagnetic storms has confirmed the effectiveness of the developed method. The obtained forecasting results are focused on solving a number of problems of solar-terrestrial physics and problems of the national economy.

Keywords: geomagnetic storms, storm prediction, neural networks, muon hodoscope, matrix observations, approximation extrapolation.

УДК 550.380

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ В ДИАПАЗОНЕ ДЖЕРКОВ

© 2024 г. В. В. Дымов-Иванов¹, *, Т. Н. Бондарь², **

¹Ростовский филиал Московского государственного университета гражданской авиации (Ростовский филиал МГТУ ГА), Ростов-на-Дону, Россия

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

*e-mail: ivv59@bk.ru

**e-mail: bondar@izmiran.ru

Поступила в редакцию 21.03.2023 г.

После доработки 01.02.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Выполнен вейвлет-анализ среднемесячных изменений значений временного ряда геомагнитного поля, а также корреляционный анализ вейвлет-коэффициентов с фиксированными значениями масштабного коэффициента для трех европейских, азиатской и североамериканской магнитных обсерваторий. Полученные результаты позволяют предположить, что процессы, относимые к явлению джерка, имеют морфологически сложный характер, динамику, существенно различающуюся для различных временных масштабов и, вероятно, представляют собой последствия комплекса близких по природе, но различных явлений.

Ключевые слова: геомагнитное поле, вековые вариации, джерки, вейвлет-анализ.

DOI: 10.31857/S0016794024060118, EDN: QODUHL

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросам, связанным с временными и пространственными характеристиками и физической природой джерков, представляющих собой резкое изменение скорости роста или убывания компонент магнитного поля Земли, посвящено значительное количество исследований.

Так, в работах [Калинин, 1949; Weber and Roberts, 1951; Walker and O'Dea, 1952; Орлов, 1961] отмечалось существование резких изменений в поле вековых вариаций (SV), имеющих внутриземное происхождение. Далее началось систематическое изучение процессов, связанных с явлением джерка [Ducruix et al., 1980; Le Mouel and Courtillot, 1981; Le Mouel et al., 1982; Gire et al., 1984; Courtillot and Le Mouel, 1984; Gavored et al., 1986; Courtillot et al., 1988; Alexandrrescu et al., 1995, 1996].

В работах [Головков и Симонян, 1991; Головков и др., 1996; Golovkov et al., 2003] исследованы морфологические и пространственные характеристики джерков. В данных работах отмечены существенные различия в амплитудных характе-

ристиках джерков от события к событию и в их распределении на земной поверхности. Вместе с тем указано, что джерки имеют подобные морфологические характеристики, указывающие на то, что их источниками могут быть быстрые реорганизации системы движений вещества на поверхности жидкого ядра Земли.

В работе [Рябова, 2019] на основе анализа значительного количества работ сделан вывод, что однозначного ответа на вопрос о пространственных масштабах джерков нет до сих пор. Джерки проявляются то в глобальном, то в локальном масштабе. Обнаружить здесь какую-либо закономерность не удается.

Однако, некоторые вопросы, касающиеся природы, длительности и пространственных характеристик джерка еще не нашли своего окончательного решения.

Так, в работе [Ротанова и др., 1992] сделан вывод, подтверждающий результат работы [Ротанова и Филиппов, 1987], о том, что джерк представляет собой импульсное изменение поля на фоне его регулярных вариаций, а также подтверждена

оценка продолжительности переднего фронта джерка, равная примерно 4 годам, данная в работе [Ротанова и др., 1989]. В работе [Ротанова и др., 2002] указано, что длительность процессов, обусловливающих явление джерка, составляет около 10 лет.

Однако все эти результаты были получены на рядах данных вековых вариаций с интервалом дискретизации, равным 1 году. Для точных оценок временных характеристик процессов, длительность которых составляет порядка нескольких лет, такой интервал дискретизации представляется слишком большим. В связи с этим весьма было актуально исследовать явление джерка на рядах данных с меньшим интервалом дискретизации. Такое исследование было проведено в работе [Иванов и Бондарь, 2012], где был выполнен анализ среднемесячных изменений значений временного ряда геомагнитного поля на магнитной обс. Нимегк (NGK) за интервал 1955–2006 гг. В результате удалось показать, что процессы, обусловливающие явление джерка, обладают сложной временной структурой, которая существенно отличается для различных событий. Выявлено, что характерные временные масштабы джерков лежат в пределах от нескольких месяцев до порядка ста месяцев. Однако в указанной работе анализировались данные одной обсерватории, в связи с чем возникла задача проведения более широкого исследования среднемесячных данных для нескольких пространственно распределенных обсерваторий с целью уточнения временных характеристик явлений, относимых к джеркам, а также определения их пространственных характеристик.

Целью данной работы является анализ временной и пространственной структуры процессов, относимых к диапазону джерков, на сети нескольких пространственно распределенных обсерваторий, оценка степени синхронности

проявления этих процессов, а также попытка дать оценку порядка их пространственных масштабов.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Предметом анализа в данной работе послужили среднемесячные данные одной азиатской, одной североамериканской и трех европейских обсерваторий.

Перечень использованных обсерваторий, их географические координаты, взятые из (<http://www.wdc.bgs.ac.uk/catalog/master.html>), и анализируемые интервалы представлены в табл. 1.

Выбор интервала анализа был обусловлен тем, что для него имеются хорошо изученные в литературе явления джерков. Выбор обсерваторий определялся двумя факторами. Во-первых, географическим расположением обсерваторий: группа близко расположенных европейских обсерваторий и обсерватории в Азии и Америке. Во-вторых, наличием в течение выбранного интервала для данной обсерватории достаточно качественных рядов данных, позволяющих построить ряды с месячным интервалом дискретизации для X -, Y - и Z -компонент геомагнитного поля.

Среднемесячные значения компонент X , Y и Z определялись из среднесуточных значений, взятых из (<http://www.wdc.bgs.ac.uk/catalog/master.html>), как средние арифметические. В качестве погрешностей наблюденных данных была принята половина последнего измеренного разряда. Непосредственно анализу подвергались скорости изменения компонент. В связи с использованием среднемесячных данных за единицу дискрета по времени при расчетах был выбран месяц. Это позволило определять среднемесячные значения скорости, как разность соседних значений компонент, в частности, для X -компоненты: $X_n - X_{n-1}$. Аналогично для Y - и Z -компонент. В дальнейшем

Таблица 1. Географические координаты и интервалы записей обсерваторий, данные которых использовались для анализа

Обсерватория	Анализируемый интервал, годы	Широта	Долгота
Chambon-la-Foret (CLF)	1955–2009	48.02° N	2.26° E
Fredericksburg (FRD)	1956–2010	38.21° N	282.63° E
Hartland (HAD)	1957–2010	50.99° N	355.52° E
Patrony (IRT)	1958–2010	52.17° N	104.45° E
Nurmijarvi (NUR)	1953–2009	60.51° N	24.66° E

везде, где это не оговорено специаль но, анализируются скорости изменения компонент и их вейвлет-коэффициенты.

На рис. 1 представлены графики скоростей изменения X - и Y -компонент на обсерватории Chambon-la-Fore (CLF), представляющие собой типичные примеры динамики скоростей изменения компонент для рассматриваемых обсерваторий.

В качестве инструмента исследования был выбран вейвлет-анализ, показавший высокую эффективность при анализе вариаций геомагнитного поля [Бураков и др., 1998; Иванов и Ротанова, 2000; Иванов и др., 2001; Иванов и Бондарь 2012; Ротанова и др., 2002, 2004].

Вычисленные разности подвергались интегральному вейвлет-преобразованию [Астафьев а, 1996; Frick et al., 1997; Фрик и др., 2022], дающему значения коэффициентов (амплитуд) вейвлет-преобразования:

$$W(a,b) = a^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) f(t) dt, \quad (1)$$

где $\Psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$ – базис вейвлет-преобразования, образованный масштабными преобразованиями и сдвигами базисного вейвлета во времени; a – параметр, характеризующий временной масштаб; b – параметр сдвига по времени.

В работе использован МНАТ-вейвлет в виде [Фрик, 2010]:

$$W(a,b) = a^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) f(t) dt, \quad (2)$$

Данный реальный вейвлет представляет собой удачный компромисс локализации в физическом пространстве (времени) и в пространстве Фурье. Так, в работе [Астафьев а, 1996] указано, что МНАТ-вейвлет хорошо приспособлен для анализа сложных сигналов. Также аргументом в пользу

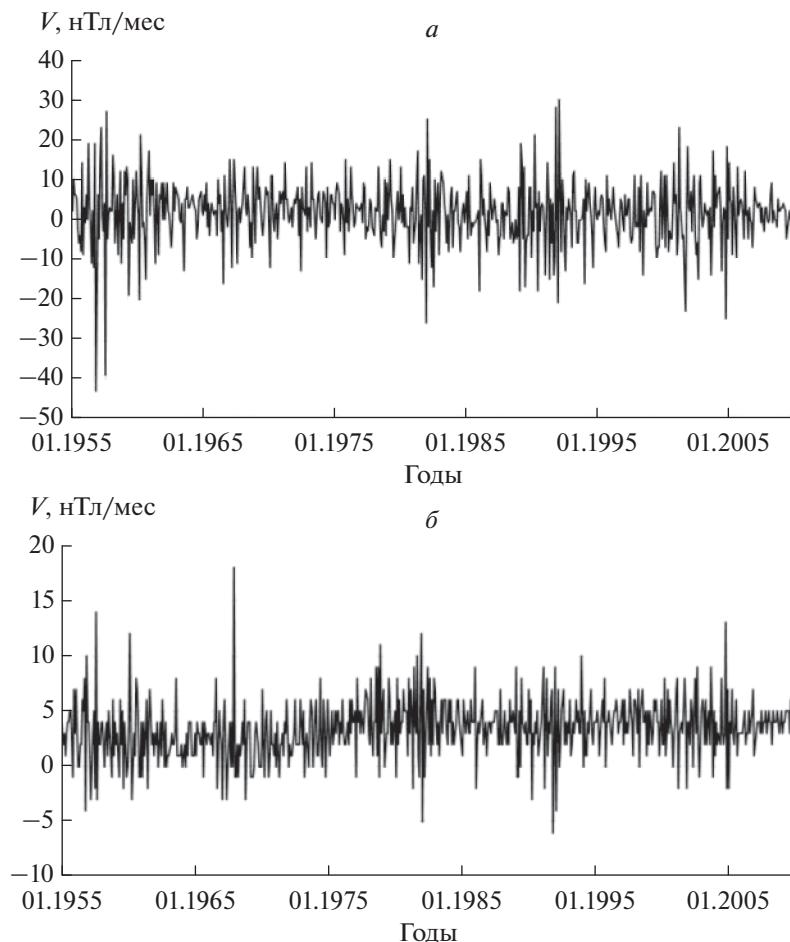


Рис. 1. Графики скоростей (V) изменения (а) – X - и (б) – Y -компонент на обс. Chambon-la-Foret (CLF).

выбора МНАТ-вейвлета явилось весьма успешное выделение им импульсных особенностей, наблюдавшихся в тестируемых рядах и продемонстрированное в процессе широкой апробации, в частности в [Астафьев и др., 1996; Бураков и др., 1998; Иванов и Ротанова, 2000; Иванов и др., 2001; Иванов и Бондарь 2012; Ипполитов и др., 2001; Ротанова и др., 2001; Frick et al., 1997; Gibert et al., 1998].

Для анализа степени анизотропии параметров исследуемых процессов были рассчитаны корреляции для рядов скоростей изменения компонент и рядов самих компонент. Расчеты корреляции осуществлялись с помощью коэффициента линейной корреляции [Ферстер и Ренц, 1983]:

$$r = \frac{\sum_i^n (f_{1i} - \langle f_1 \rangle) \cdot (f_{2i} - \langle f_2 \rangle)}{\sqrt{\sum_i^n (f_{1i} - \langle f_1 \rangle)^2 \cdot \sum_i^n (f_{2i} - \langle f_2 \rangle)}}. \quad (3)$$

Погрешность полученных коэффициентов корреляции оценивалась выражением [Фрик, 2010]:

$$\Delta r = \sqrt{(1 - r^2) / (n - 2)}. \quad (4)$$

Верхняя граница рассматриваемого диапазона характерных масштабов составила 100 месяцев.

Выбор верхней границы анализируемого интервала определялся результатами работ [Иванов и др., 2005; Иванов и Бондарь, 2012], где было показано, что продолжительность процессов, которые можно отождествить с явлением джерка, может достигать 60–80 месяцев. Нижняя граница – интервалом дискретизации данных, равным месяцу.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов вейвлет-коэффициентов для скоростей изменения компонент представлены в таблицах 2–6. В таблицах для каждой наблюдаемой в данной компоненте особенности указаны год, в котором наблюдается соответствующий экстремум значения вейвлет-коэффициентов, временной масштаб, соответствующий данному экстремуму, и знак экстремума (“+” означает максимум, “–” означает минимум). Отметим, что для сравнительного анализа отбирались особенности с характерными масштабами менее 100 месяцев. Таблицы сформированы таким образом, чтобы позволить наглядно оценить степень синхронности проявления особенностей, наблюдавшихся в разных компонентах на одной обсерватории.

Указываемые в таблицах годы локализации особенностей соответствуют положению соответствующих экстремумов на картинах вейвлет-ко-

Таблица 2. Интервалы наблюдения, характерные масштабы (месяцы) и знаки особенностей, наблюдавшихся на обсерватории Chambon-le-Foret (CLF) в 1955–2009 годах

Компонента		
X	Y	Z
1955–2009, 10–15 мес., + и –	1958–1967, 12–20 мес., + и – 2000–2006, 13–15 мес., + и –	1955–2009, 10–15 мес., + и –
	1958, 60 мес., +	
1965, 25 мес., –		1965, 30 мес., –
	1970, 60 мес., –	
	1981, 75 мес., +	1980, 56 мес., –
		1988, 30 мес., +
	1991, 50 мес., –	
1994–2005, 20 мес., + и –		
1995, 33 мес., +		1994, 35 мес., –
2000, 33 мес., –		

Таблица 3. Интервалы наблюдения, характерные масштабы (месяцы) и знаки особенностей, наблюдаемых на обсерватории Fredricksburg (FRD) в 1956–2010 годах

Компонента		
<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>
1956–2010, 10–15 мес., + и –	1956–2010, 10–15 мес., + и –	1956–2010, 10–15 мес., + и –
		1961, 40 мес., –
1966, 25 мес., –		1968, 45 мес., +
		1981, 25 мес., +
1985, 25 мес., +	1986, 35 мес., +	1986, 25 мес., –
		1988, 70 мес., +
1995, 35 мес., +		
2000, 35 мес., –	2001, 45 мес., +	
	2008, 33 мес., –	

Таблица 4. Интервалы наблюдения, характерные масштабы (месяцы) и знаки особенностей, наблюдаемых на обсерватории Hartland (HAD) в 1957–2010 годах

Компонента		
<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>
1957–2010, 8–10 мес., + и –		1957–2010, 5–10 мес., + и –
		1959, 30 мес., +
	1961, 50 мес., +	
		1964, 35 мес., –
1967, 22 мес., –		
	1969, 55 мес., –	
		1981, 70 мес., –
1985, 20 мес., +		
1989, 95 мес., –	1990, 55 мес., –	1989, 30 мес., +
1992, 25 мес., +		
		1995, 35 мес., –
2000, 25 мес., –		
	2003, 20 мес., +	
2004, 95 мес., +		
	2006, 20 мес., –	

Таблица 5. Интервалы наблюдения, характерные масштабы (месяцы) и знаки особенностей, наблюдаемых на обсерватории Patrony (IRT) в 1957–2010 годах

Компонента		
<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>
1957–2010, 15–18 мес., + и –	1957–2010, 16–18 мес., + и –	1957–2010, 8–10 мес., + и –
1960, 33 мес., +		
1966, 25 мес., –		
	1969, 50 мес., +	
	1978, 50 мес., –	1977, 35 мес., +
		1982, 30 мес., –
1985, 25 мес., +		
2001, 42 мес., +		2002, 50 мес., –
2009, 40 мес., –		2009, 30 мес., +

Таблица 6. Интервалы наблюдения, характерные масштабы (месяцы) и знаки особенностей, наблюдаемых на обсерватории Nurmijarvi (NUR) в 1953–2009 годах

Компонента		
<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>
1953–2009, 10–12 мес., + и –	1953–2009, 10–15 мес., + и –	1953–2009, 3–4 мес., + и – 1953–2009, 10–15 мес., + и –
	1957, 65 мес., +	1956, 55 мес., +
1962, 30 мес., +		1964, 45 мес., –
1966, 25 мес., –		
	1971, 85 мес., –	
		1974, 65 мес., +
	1980, 60 мес., +	
		1987, 90 мес., –
		1988, 20 мес., +
	1990, 55 мес., –	
1998, 20 мес., –		
		2005, 18 мес., –
		2009, 25 мес., –

эффективов. Указанные интервальные значения регистрации особенностей означают, что в данном случае мы имеем последовательность локализованных особенностей, имеющих знакопеременный характер.

Рассмотрение вопроса о влиянии границ анализируемых рядов данных показало, что оно зависит от значения масштабного коэффициента и для рядов данной длины (порядка 600 точек) прослеживается на краях ряда не более, чем в течение 40 месяцев для значения масштабного коэффициента $a = 12$ месяцам. С ростом значения масштабного коэффициента глубина влияния границ ряда растет, достигая для значения $a = 60$ месяцам, в отдельных случаях, до 120 месяцев. Однако следует отметить, что с ростом значения коэффициента a это влияние становится все менее выраженным.

На рис. 2 показаны картины вейвлет-коэффициентов для скоростей изменения X - и Y -компонент на обсерватории Chambon-la-Forêt (CLF). Сравнение рис. 1 и рис. 2 позволяет наглядно про-

демонстрировать возможности вейвлет-анализа для определения частотно-временных характеристик составляющих сложного сигнала.

На основе данных, представленных в таблицах, нами был проанализирован вопрос изотропности вариаций в анализируемом диапазоне характерных масштабов. Для этого была оценена синхронность проявления особенностей в разных компонентах одной обсерватории, а также соответствие величин характерных масштабов для синхронно проявляющихся особенностей. Особенности считались проявившимися синхронно, если различия в локализации их экстремумов по времени различались не более чем на один год.

Если исключить наблюдающиеся в течение всего анализируемого интервала практически на всех обсерваториях знакопеременные особенности с характерными временами до 20 месяцев, для всех остальных особенностей, наблюдаемых в различных компонентах одной обсерватории, не отмечается синхронности в проявлении.

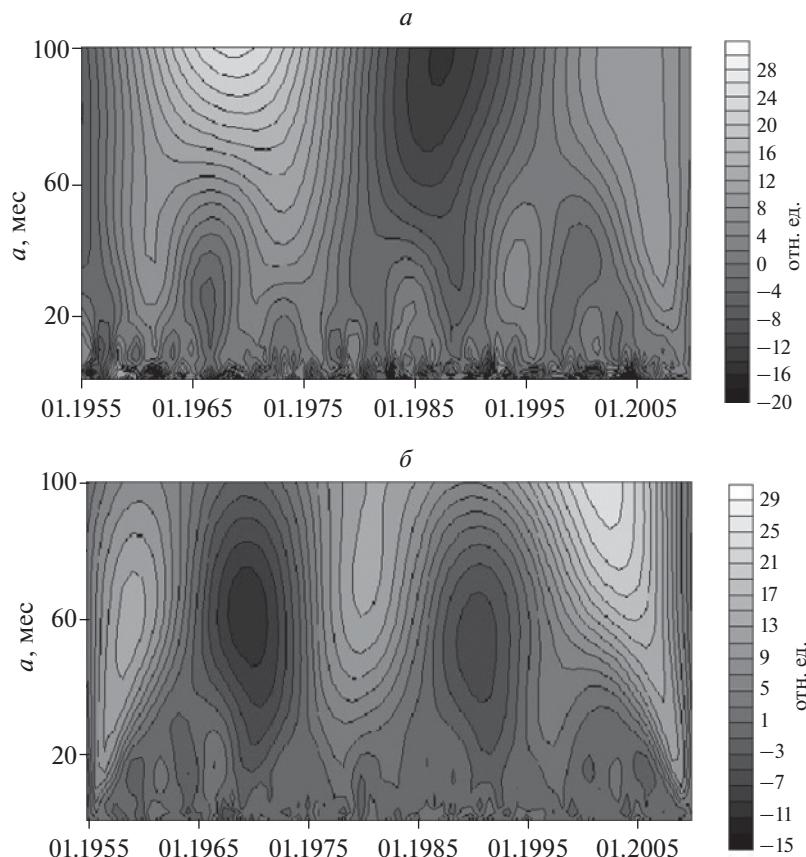


Рис. 2. Картинки вейвлет-коэффициентов скоростей изменения (а) – X - и (б) – Y -компонент на обс. Chambon-la-Forêt (CLF). По вертикальной оси даны значения масштабного коэффициента, по горизонтальной – соответствующие даты.

Так, на обсерватории Chambon-la-Foret (CLF) из 13 наблюдаемых в X -, Y - и Z -компонентах особенностей с характерными масштабами более 20 месяцев синхронно проявляются 6 из 11. На обсерватории Fredericksburg (FRD) – 5 из 12, на Hartland (HAD) – 3 из 16, на Patrony (IRT) – 4 из 11, на Nurmijarvi (NUR) – 2 из 14.

Таким образом, из общего числа в 66 особенностей, наблюдающихся во всех трех компонентах анализируемых обсерваторий, синхронно проявляются 20, т.е. 30%.

Выполненный анализ показал, что для масштабов более 20 месяцев, наблюдаемые на всех обсерваториях вариации демонстрируют заметную анизотропию.

Причем в подавляющем большинстве случаев синхронного проявления особенностей, они существенно различаются по характерным масштабам. Из 20 синхронно проявившихся особенностей близкими по характерному масштабу (различающимися не более чем на 20% по значению масштабного коэффициента a , соответствующего положению экстремумов особенностей) оказываются всего 6, что составляет 30% от числа особенностей, проявившихся синхронно, и 9% от общего числа особенностей.

В работе [Иванов и Бондарь, 2012] указано, что нижняя граница временных масштабов процессов, обусловливающих явление джерка, лежит в пределах 8 месяцев. Поэтому для исследования вопроса о степени анизотропии процессов, наблюдающихся в диапазоне характерных времен до 20 месяцев, нами были рассчитаны коэффициенты корреляции между рядами вейвлет-коэффициентов для скоростей изменения различных компонент одной обсерватории для значения масштабного коэффициента a , равного 12 месяцам. Выбор такого значения масштабного коэффициента a определялся тем, что практически на всех анализируемых обсерваториях в диапазоне

характерных времен до 20 месяцев наблюдаются особенности с масштабами, близкими к этому значению. Расчеты корреляции производились для интервалов, исключающих влияние границ на рассматриваемом масштабе.

Полученные результаты расчетов для всех анализируемых обсерваторий представлены в табл. 7.

Здесь отмечаются отрицательные значения корреляции между меридиональной и широтной составляющими ($\Delta X - \Delta Y$) и между меридиональной и вертикальной составляющими ($\Delta X - \Delta Z$), а также – положительные – между широтной и вертикальной составляющими ($\Delta Y - \Delta Z$).

Погрешности оценок полученных коэффициентов корреляции, выполненные по формуле (4), для данных чисел точек рядов (более 570 во всех случаях) и указанных значениях коэффициентов корреляции не превышают 0.041. Таким образом, все полученные значения коэффициентов корреляции являются значимыми.

Далее были вычислены значения коэффициентов корреляции между рядами вейвлет-коэффициентов для масштаба $a = 12$ месяцев для различных пар значений самих компонент, одной обсерватории. Расчеты корреляции также производились для интервалов, исключающих влияние границ на рассматриваемом масштабе. Результаты расчетов представлены в табл. 8.

Следует отметить, что для рассматриваемого масштаба a полученные значения коэффициентов корреляции между рядами вейвлет-коэффициентов для самих компонент существенно отличаются от коэффициентов корреляции между рядами вейвлет-коэффициентов для скоростей изменения компонент. В среднем, они заметно ниже. В данном случае погрешности оценок коэффициентов корреляции не превышают 0.042. Соответственно, в некоторых случаях, полученные корреляции не являются значимыми. Здесь обращает на себя внимание обсерватория Chambon-la-Foret (CLF).

Таблица 7. Значения коэффициентов корреляции между рядами значений вейвлет-коэффициентов $W(a, b)$ для масштаба $a = 12$ месяцев для различных пар рядов скоростей изменения компонент

Обсерватория	$\Delta X - \Delta Y$	$\Delta X - \Delta Z$	$\Delta Y - \Delta Z$
Chambon-le-Foret (CLF)	-0.47	-0.82	0.36
Fredericksburg (FRD)	-0.16	-0.59	0.15
Hartland (HAD)	-0.52	-0.74	0.41
Patrony (IRT)	-0.11	-0.58	0.07
Nurmijarvi (NUR)	-0.67	-0.74	0.57

Таблица 8. Значения коэффициентов корреляции между рядами значений вейвлет-коэффициентов $W(a,b)$ для масштаба $a = 12$ месяцев для различных пар компонент

Обсерватория	X – Y	X – Z	Y – Z
Chambon-le-Foret (CLF)	–0.03	0.01	0.04
Fredericksburg (FRD)	0.005	–0.04	0.25
Hartland (HAD)	–0.25	–0.46	–0.14
Patrony (IRT)	–0.48	–0.34	–0.34
Nurmijarvi (NUR)	–0.41	–0.16	0.26

Таблица 9. Значения коэффициентов корреляции между рядами значений вейвлет-коэффициентов $W(a,b)$ для масштаба $a=12$ месяцев для рядов скоростей изменения одноименных компонент различных пар европейских обсерваторий

Пара обсерваторий	ΔX	ΔY	ΔZ
CLF-HAD	0.98	0.64	–0.74
CLF-NUR	0.88	0.57	–0.81
HAD-NUR	0.93	0.77	0.82

Для определения степени синхронности протекания процессов с масштабами до 20 месяцев для масштаба $a = 12$ месяцев были оценены коэффициенты корреляции для скоростей изменения одноименных компонент на обсерваториях Chambon-la-Foret (CLF), Hartland (HAD) и Nurmijarvi (NUR), расположенных на относительно небольшом удалении друг от друга, в пределах Европы. Изначально для анализа был взят интервал с 1957 по 2009 годы, который перекрывается имеющимися данными для всех трех обсерваторий. Непосредственный расчет производился для интервалов, исключающих влияние границ на рассматриваемом масштабе. Результаты расчетов приведены в табл. 9.

Полученные значения коэффициентов корреляции весьма велики и являются значимыми. Соответствующие погрешности оценок коэффициентов корреляции в данном случае не превышают 0.028.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существенная асинхронность проявления особенностей с характерными временами более 20 месяцев в различных компонентах одной обсерватории, существенные различия характерных масштабов в различных компонентах для особенностей, для сравнительно небольшой доли осо-

бенностей, проявляющихся синхронно, указывают на анизотропию процессов, порождающих магнитные вариации в данном диапазоне характерных времен.

Отсутствие значимых значений коэффициентов корреляции между рядами вейвлет-коэффициентов масштаба $a = 12$ месяцев для различных компонент одной обсерватории в одних случаях, значимые отрицательные корреляции в других, отсутствие системы в знаках и величинах коэффициентов корреляции указывают на анизотропию процессов, определяющих характер изменения компонент X , Y и Z в диапазоне масштабов от нескольких месяцев до первых десятков месяцев.

Наблюдаемые для этого же масштаба значимые коэффициенты корреляции для рядов вейвлет-коэффициентов скоростей изменения различных компонент на одной обсерватории указывают на синхронные изменения скорости процессов по модулю в диапазоне до первых десятков месяцев. Это позволяет предположить, что динамика скоростей для процессов данного масштаба может определяться источником, имеющим пространственные масштабы порядка сотен километров.

Однако, в общем, наблюдаемый характер корреляционных соотношений для европейских обсерваторий, по нашему мнению, указывает на то,

что для характерных времен, относимых к диапазону джерков, наблюдаются процессы, существенно различающиеся между собой по частотно-временным характеристикам. Полученный результат, а также результаты работы [Иванов и Бондарь, 2012], по нашему мнению, указывают на то, что наблюдающаяся совокупность процессов, традиционно относимых к диапазону джерков, может быть обусловлена различными источниками, локализованными во внешнем ядре.

Представляется, что одним из таких источников, позволяющим реализовать наблюдаемые частотно-временные характеристики процессов в данном диапазоне являются образующиеся во внешнем ядре объемные структуры, отличающиеся по плотности и магнитным свойствам от соответствующих характеристик внешнего ядра в целом [Иванов и Бондарь, 2015]. Радиальные движения таких структур, в силу сложности глобальных движений, имеющих место во внешнем ядре, должны сопровождаться их трансформацией и разрушением, полным или частичным, что позволит реализовать пространственно-временную структуру процессов, наблюдавшихся на поверхности Земли.

Весьма высокие значения коэффициентов корреляции для масштаба $a = 12$ месяцев между рядами скоростей изменения одноименных компонент для различных европейских обсерваторий позволяют предположить, что эти ряды отражают динамику изменений и частичного разрушения одних и тех же неоднородностей. В таком случае исходные размеры указанных неоднородностей должны быть таковы, чтобы обеспечивать полученные значения коэффициентов корреляции.

Полученные результаты расчетов и их анализ указывает на то, что процессы, относимые к явлению джерка, имеют морфологически сложный характер, динамику, существенно различающуюся для различных временных масштабов и, вероятно, представляют собой последствия комплекса близких по частотно-временным характеристикам и природе, но различных явлений. В частности, дополнительным аргументом в пользу такого предположения является существование синхронно проявляющихся в некоторых случаях особенностей различных временных масштабов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко признательны анонимным рецензентам, которые произвели глубокий анализ и непредвзятую критику первоначальной версии работы, что вдохновило авторов на значительную переработку и кардинальное ее улучшение.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена за счет бюджета ИЗМИРАН в рамках госфинансирования по теме программы ФНИ ГАН “Исследование магнетизма Земли и планет”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Астафьев Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. Т. 166. № 11. С. 1145–1170. 1996. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0166.199611a.1145>
- Астафьев Н.М., Застенкер Г.Н., Эйгес П.Е. Вейвлет-анализ флуктуаций потока ионов солнечного ветра // Космич. исслед. Т. 34. № 4. С. 407–413. 1996.
- Бураков К.С., Галягин Д.К., Начасова И.Е., Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д., Фрик П.Г. Вейвлет-анализ вариации напряженности геомагнитного поля за последние четыре тысячи лет // Физика Земли. № 9. С. 83–88. 1998.
- Головков В.П., Симонян А.О. О резких изменениях вековых вариаций геомагнитного поля в конце 1970-х годов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 31. № 1. С. 165–171. 1991.
- Головков В.П., Бурдельная И.А., Филиппов С.В., Ко-жоева Г.А. Региональное пространственно-временное моделирование с применением метода естественных ортогональных составляющих // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 4. С. 130–136. 1994.
- Иванов В.В., Ротанова Н.М. Вейвлет-анализ профиля магнитных аномалий, полученного по данным спутника МАГСАТ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 40. № 2. С. 78–83. 2000.
- Иванов В.В., Ротанова Н.М., Ковалевская Е.В. Применение вейвлет-анализа к исследованию геомагнитных возмущений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 41. № 5. С. 610–618. 2001
- Иванов В.В., Ротанова Н.М., Бондарь Т.Н., Ковалевская Е.В. Выделение сигнала из шума и анализ скачков фаз методом вейвлет-анализа в модельных рядах, вековых вариациях и вариациях магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 3. С. 421–430. 2005.
- Иванов В.В., Бондарь Т.Н. Вейвлет-анализ тонкой структуры джерков по среднемесячным изменениям магнитного поля в период с 1955 по 2006 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 5. С. 701–711. 2012.
- Иванов В.В., Бондарь Т.Н. Динамика вековых вариаций в диапазоне до 100 лет и их физическая модель // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 3. С. 397–405. 2015. DOI: 10.7868/S0016794015020066
- Ипполитов И.И., Кабанов М.В., Логинов С.В. Применение вейвлет-преобразования для анализа межгодовых колебаний приземной температуры воздуха в Томске и солнечной активности // Оптика атмосферы и океана. Т. 14. № 4. С. 280–285. 2001.
- Калинин Ю.Д. Вековые вариации и изменения длины суток // Метеорология и гидрология. № 3. С. 15–19. 1949.

- Орлов В.П. Вековой ход геомагнитного поля и его необычно резкие изменения / Труды ИЗМИРАН. Вып. 18 (28). С. 77–86. 1961.
- Ротанова Н.М., Филиппов С.В. Выделение и анализ джерка 1969 г. в геомагнитных вековых вариациях // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 27. № 5. С. 1001–1005. 1987.
- Ротанова Н.М., Фишман В.М., Филиппов С.В., Бондарь Т.Н. О геомагнитном джерке 1969–70 гг. / Препринт ИЗМИРАН. № 32 (858). 23 с. 1989.
- Ротанова Н.М., Фишман В.М., Абрамова Д.Ю., Бондарь Т.Н. Об аналитическом продолжении поля вековых геомагнитных вариаций на границу ядра / Исследования по проблемам главного и аномального магнитных полей Земли. М.: ИЗМИРАН, С. 5–20. 1992.
- Ротанова Н.М., Цветков Ю.П., Одинцов В.И., Бурцева Э.А. Магнитное сканирование земной коры Сибирского региона с борта стратосферного аэростата // Исследование Земли из космоса. № 4. С. 63–75. 2001.
- Ротанова Н.М., Бондарь Т.Н., Иванов В.В. Временные изменения в вековых геомагнитных вариациях // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 5. С. 708–720. 2002.
- Ротанова Н.М., Бондарь Т.Н., Иванов В.В. Вейвлет-анализ вековых геомагнитных вариаций // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 2. С. 276–282. 2004.
- Рябова С.А. Особенности вековой вариации геомагнитного поля на среднеширотных обсерваториях “Михево” и “Бельск” // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 1. С. 125–136. 2019.
- Ферстер Э., Ренц Б. Методы корреляционного и регрессионного анализа. М.: Финансы и статистика. 1983. 302 с.
- Фрик П.Г. Тurbulentность: подходы и модели. М.–Ижевск. 332 с. 2010.
- Фрик П.Г., Соколов Д.Д., Степанов Р.А. Вейвлет-анализ пространственно-временной структуры физических полей // Успехи физических наук. Т. 192. № 1. С. 69–99. 2022. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.10.038859>
- Alexandrescu M., Gibert D., Hulot G., Le Mouel J.-L., Saracco G. Detection of geomagnetic jerks using wavelet analysis // J. Geophys. Res. V. 100. № B7. P. 12557–12572. 1995. <https://doi.org/10.1029/95JB00314>
- Alexandrescu M., Gibert D., Hulot G., Le Mouel J.-L., Saracco G. Worldwide wavelet analysis of geomagnetic jerks // J. Geophys. Res. V. 101. № B10. P. 21975–21994. 1996. <https://doi.org/10.1029/96JB01648>
- Courtillot V.E., Le Mouel J.-L. Geomagnetic secular variation impulses // Nature. V. 311. P. 709–715. 1984.
- Courtillot V.E., Le Mouel J.-L. Time variations of the Earth’s magnetic field: From daily to secular // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. V. 16. P. 389–476. 1988.
- Ducruix J., Courtillot V.E., Le Mouel J.-L. The late 1960s secular variation impulse, the eleven year magnetic variation and the electrical conductivity of the deep mantle // Geophys. J.R. Astr. Soc. V. 61. P. 73–94. 1980. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1980.tb04305.x>
- Frick P., Baliunas S. L., Galyagin D., Sokoloff D., Soon W. Wavelet analysis of stellar chromospheric activity variations // The Astrophysical Journal. V. 483. P. 426–434. 1997. <http://dx.doi.org/10.1086/304206>
- Favore J., Gibert Menville D., Le Mouel J.-L. Long-term variations of the external and internal components of the Earth’s magnetic field // J. Geophys. Research. V. 91. P. 4787–4796. 1986.
- Gibert D., Holschneider M., Le Mouel J.-L. Wavelet analysis of the Chandler wobble // J. Geophys. Research. Vol. 103. № B11. P. 27069–27089. 1998. <http://dx.doi.org/10.1029/98JB02527>
- Gire C., Le Mouel J.-L., Ducruix J. Evolution of the geomagnetic secular variation field from the beginning of the century // Nature. V. 307. P. 349–352. 1984. <https://doi.org/10.1038/307349A0>
- Golovkov V.P., Simonyan A.O., Shahparonyan S.R. The jerks in the main geomagnetic field // OIST-4 Proceedings, “4’th OERSTED International Science Team Conference, Copenhagen, 23–27 September 2002”. ed. by P. Stauning et al. Copenhagen, Denmark. P. 69–74. 2003.
- Le Mouel J.-L., Courtillot V. Core motions, electromagnetic core-mantle coupling and variations in the Earth’s rotation: new constraints from geomagnetic secular variation impulses // Phys. Earth. Planet. Int. V. 24. P. 236–241. 1981.
- Le Mouel J.-L., Ducruix J., Duyen C.H. The worldwide character of the 1969–70 impulse of the secular acceleration rate // Phys. of the Earth and Planetary Interiors. V. 28. P. 337–350. 1982.
- Walker J.B., O’Dea P.L. Geomagnetic secular change impulses // Trans. Am. Geophys. Union. V. 33. P. 797–800. 1952.
- Weber A.M., Roberts E.B. The 1950 world isogonic chart // J. Geophys. Res. V. 56. P. 81–84. 1951.
- World Data Centre for Geomagnetism (Edinburgh) <http://www.wdc.bgs.ac.uk/catalog/master.html>.

Spatial-Temporal Characteristics of Geomagnetic Variations in the Range of Jerks

V. V. Dymov-Ivanov^{1,*}, T. N. Bondar^{2,**}

¹*Rostov Branch of the Moscow State University of Civil Aviation (Rostov Branch of the Moscow State Technical University of Civil Aviation), Rostov-on-Don, Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN), Moscow, Russia*

*e-mail: ivv59@bk.ru

**e-mail: bondar@izmiran.ru

A wavelet analysis of the average monthly changes in the values of the time series of the geomagnetic field, as well as a correlation analysis of the wavelet coefficients with fixed values of the scale factor for three European, Asian and North American magnetic observatories, was performed. The results obtained suggest that the processes related to the Jerke phenomenon have a morphologically complex character, dynamics that differ significantly for different time scales and probably represent the consequences of a complex of similar in nature, but different phenomena.

Keywords: geomagnetic field, secular variations, jerks, wavelet analysis.

УДК 550.385.37

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ $Pc5$ НА ДВУМЕРНОЙ СЕТИ СТАНЦИЙ

© 2024 г. Ю. А. Копытенко¹, В. С. Исмагилов¹

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

*e-mail: office@izmiran.spb.ru

Поступила в редакцию 01.11.2024 г.

После доработки 26.04.2024 г.

Принята к публикации 23.05.2024 г.

По данным двумерной сети IMAGE и магнитным станциям, расположенным на территории России проведено детальное исследование геомагнитных пульсаций $Pc5$ с частотой ~ 2.8 мГц, возникших в послеполуденном секторе на фоне магнитной бури 27.08.2014 г., которой предшествовал 5-суточный период с низкой магнитной активностью. В двух временных интервалах – в начале бури и в период максимальной магнитной активности построены мгновенные двумерные распределения амплитуд магнитного поля $Pc5$ на земной поверхности. Установлено, что ионосферные источники $Pc5$ (холловские токовые вихри) имеют эллиптическую форму с большой осью в направлении юг–север. В начале магнитной бури выявлен одиночный всплеск пульсаций $Pc5$, центр источника которого располагался на геомагнитной широте $\sim 67.5^\circ$ ($L \sim 6.8$ Re) и смещался в западном направлении со скоростью ~ 0.7 км/с. Оценка размеров этого ионосферного источника составляет ~ 150 км в направлении запад–восток и ~ 330 км в направлении юг–север. В максимальный период магнитной бури пульсации $Pc5$ создаются двумя ионосферными источниками, следующими друг за другом. Эти ионосферные источники имеют более вытянутый эллиптический вид с размерами осей в направлении запад–восток ~ 250 км и в направлении юг–север ~ 670 км. Центры этих источников сместились на 4° к более южной геомагнитной широте $\sim 63.5^\circ$ ($L \sim 5$ Re) и перемещались в западном направлении со скоростью ~ 1.7 км/с. Приведены оценки размеров магнитной силовой трубы, в которой возникли резонансные МГД волны, и скорости её перемещения в экваториальной плоскости магнитосфера.

Ключевые слова: $Pc5$ геомагнитные пульсации, ионосферные источники $Pc5$.

DOI: 10.31857/S0016794024060126, **EDN:** QOBDCO

1. ВВЕДЕНИЕ

Длиннопериодные геомагнитные пульсации $Pc5$ являются квазисинусоидальными колебаниями геомагнитного поля и занимают диапазон периодов от 150 до 600 с. Изучение этих пульсаций проводится давно [Троицкая, 1956], но и в последние годы исследованиям $Pc5$ посвящено много работ, например, [Большакова и др., 1994; Trivedi et al., 1997; Клейменова и Козырева, 2005a; Kleimenova et al., 2005b; Lee et al., 2007]. Интерес к этим пульсациям обусловлен также тем, что $Pc5$ могут иметь глобальный характер [Потапов и др., 2008].

В качестве основного механизма генерации $Pc5$ обычно рассматривается основная резонансная мода МГД волн на геомагнитных силовых

линиях [Southwood, 1974; Пудовкин и др., 1976]. В работе [Chen and Hasegawa, 1974; Yamoto and Saito, 1980] рассматривается возбуждение поверхностных волн, возникающих на магнитопаузе, вследствие развития неустойчивости Кельвина–Гельмольца при обтекании флангов магнитосферы плазмой солнечного ветра. Энергия этих волн передается во внутреннюю магнитосферу и возбуждает резонансные МГД колебания. Возможные механизмы генерации глобальных пульсаций $Pc5$ подробно обсуждались в ряде работ [Trivedi et al., 1997; Клейменова и Козырева, 2005a; Клейменова и Козырева, 2005b; Lee et al., 2007]. В авроральной зоне пульсации $Pc5$ могут достигать амплитуд в десятки и сотни нТл. В работе [Kleimenova et al., 2005a] в послеполуденном секторе предположительно обнаружены две раз-

несенные по широте зоны, в которых одновременно наблюдались пульсации $Pc5$.

Модель для описания поля геомагнитных пульсаций $Pc5$ на земной поверхности в виде токовых колец, перемещающихся в ионосфере в долготном направлении, впервые представлена в статье [Оберц, Распопов, 1968]. Модель с продольными токами для альфвеновской волны предложена в [Ляцкий, Мальцев, 1983]. В работе [Tagirov, Ismagilov, 1989] для объяснения особенностей геомагнитных возмущений $Pc5$ представлена модель в виде пары продольных токов (втекающий и вытекающий), создающих в ионосфере два ионосферных вихря, образованных холловскими токами.

В работах [Pilipenko et al., 2001; Pilipenko et al., 2002] крупномасштабное поведение квазистационарной магнитной активности, высыпаний энергичных частиц и их вариации в диапазоне $Pc5$ во время основной фазы интенсивной магнитной бури изучается с использованием

данных сети магнитных и риометрических станций в Северном полушарии.

В данной работе детально исследуются мгновенные двумерные пространственные распределения амплитуд пульсаций $Pc5$ на земной поверхности, построенные по данным большого количества магнитных станций. Эти распределения используется для оценки размеров, местоположения проекции источника $Pc5$ на земную поверхность и фазовой скорости его перемещения. Оценка местоположения и размеров источников $Pc5$ в экваториальной плоскости магнитосферы определяется в рамках моделей [Оберц, Распопов, 1968], [Ляцкий, Мальцев, 1983], [Tagirov, Ismagilov, 1989].

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Для исследования событий $Pc5$ использованы данные 36 трехкомпонентных магнитных станций двумерной сети IMAGE и станций, расположенных на территории России (Лехта – LEH,

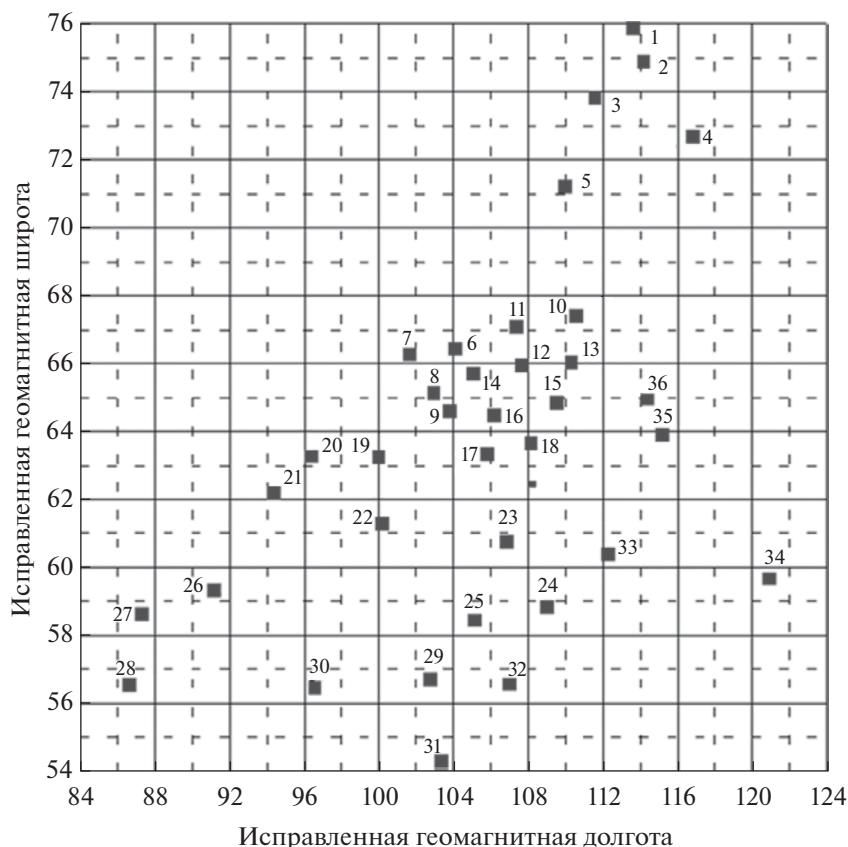


Рис. 1. Расположение трехкомпонентных магнитных станций двумерной сети IMAGE и 4 станции, расположенные на территории России:
LEH–Лехта, KAP–Карпогоры, LOV–Ловозеро, LOP–Лопарская.

Карпогоры – КАР, Ловозеро – LOV, Лопарская – LOP). Расположение магнитных станций показано на рис. 1 в исправленных геомагнитных координатах (Норильск – $\varphi_m = 64.1^\circ$, $\lambda_m = 161.6^\circ$ находится за пределами рисунка). Ст. Лехта (Карелия, $\varphi_m = 60.2^\circ$, $\lambda_m = 112.1^\circ$) работала временно в период экспериментальных работ СПбФ ИЗМИРАН. Магнитные станции на рис. 1 расположены в интервале исправленных геомагнитных широт $\varphi = 54^\circ – 78^\circ$ и долгот $\lambda = 85^\circ – 121^\circ$. Временное разрешение данных на пяти самых высоких широтах станций (рис. 1) составляло 10 с, на остальных станциях – 1 с.

На рис. 2 слева представлены магнитограммы X -компоненты исходного магнитного поля, зарегистрированного на 5 магнитных станциях, расположенных вдоль геомагнитной широты $\sim 64^\circ$. Мы наблюдаем начало умеренной магнитной бури около локального полудня (отмеченного вертикальными стрелками) на всех 5 станциях и через ~ 5 часов достигается максимальная величина поля. Справа на рис. 2 представлена Y -компонента магнитного поля для 5 магнитных станций, расположенных вдоль геомагнитной широты, близкой, как будет показано далее, к широте расположения центров ионосферных источников $Pc5$. На этой широте Y -компонента магнитного поля превосходит X -компоненту.

Предварительная обработка данных заключалась в фильтрации данных полосовым КИХ

фильтром (фильтр с конечной импульсной характеристикой) в диапазоне периодов $T = 320 – 400$ с. Затем определялись мгновенные значения трех компонент магнитного поля для каждой станции в координатах φ_m , λ_m и с шагом 2 минуты строились двумерные распределения амплитуд.

Для определения проекции на земную поверхность положения ионосферного источника $Pc5$ использовалась модель в виде двух токовых колец, расположенных рядом. В двух кольцах, составляющих ионосферный источник, текут переменные холловские токи (с частотой $Pc5$) противоположного направления. В этой модели максимальная или минимальная величина (в зависимости от направления тока в кольце) вертикальной Z -компоненты магнитного поля кольцевого тока располагается на земной поверхности на пересечении осей кольца. В центральной части источника, где токовые кольца соприкасаются, а также на западной и восточной частях кольца, ток течет в одном направлении и на земной поверхности будут наблюдаться три экстремума Y -компоненты, причем центральный экстремум будет противоположного знака с западным и восточным экстремумами, а в X -компоненте – 4 экстремума, по паре над северной и под южной частью колец.

Фазовую скорость движения источника (его проекции на земную поверхность) можно оценить, используя рис. 3. Для этого необходимо определить смещение изображения экстремумов

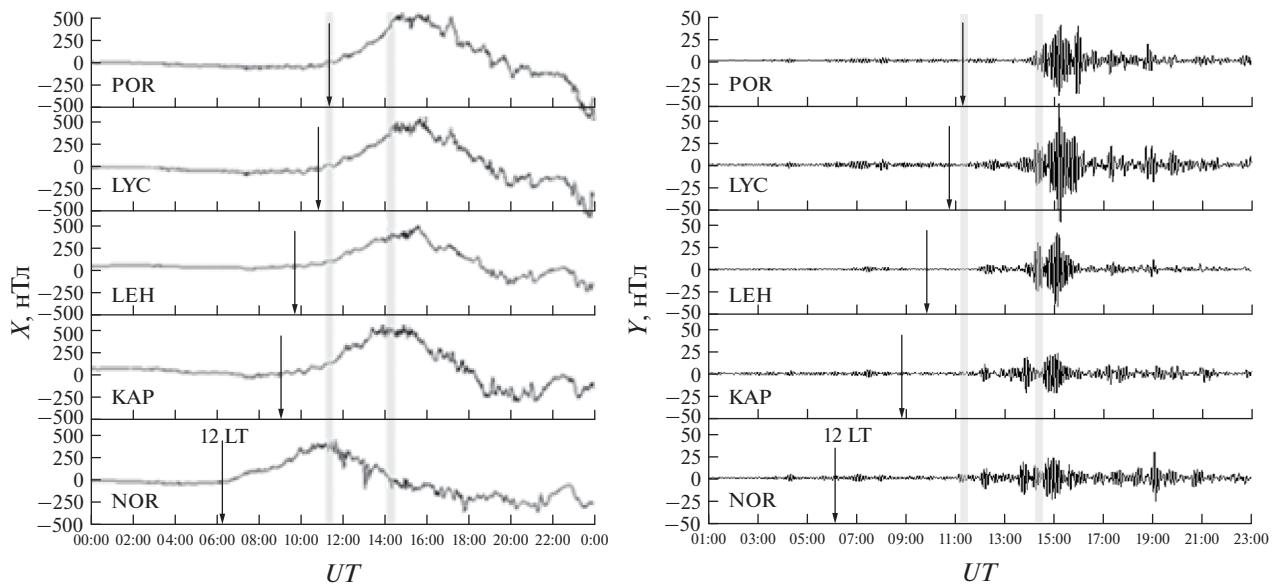


Рис. 2. Вариации H -компоненты на 5 магнитных станциях, расположенных вдоль геомагнитной широты 64° (слева) и вариации D -компоненты $Pc5$ в диапазоне периодов $T = 320 – 400$ с (справа), 27.08.2014 г.

Штрихованные полоски – интервалы для построения двумерных распределений амплитуд компонент магнитного поля на земной поверхности. Вертикальные стрелки отмечают локальный полдень.

амплитуды двухмерного распределения в вертикальной последовательности кадров. На рис. 3 в распределениях *Y*- и *Z*-компонент поведены линии белого цвета, соединяющие экстремумы распределений, последовательно смещающиеся по долготе в западном направлении. Переводя смещение в км и зная время, за которое это смещение произошло можно оценить фазовую скорость движения источника

$$V = 111.1 \Delta\lambda / \Delta t. \quad (1)$$

Здесь *V* (км/с) – фазовая скорость движения ионосферных токовых вихрей в западном направлении,

$\Delta\lambda$ (градусы геомагнитной долготы) – смещение экстремумов *Z*-компоненты (центры токовых вихрей в западном направлении),

Δt (с) – время, за которое ионосферные токовые вихри сместились на $\Delta\lambda$. Временной интервал между последовательными кадрами на рис. 3 составляет 120 с.

Постоянный коэффициент 111.1 равен длине экваториальной дуги окружности в 1 градус при радиусе земли $R_E = 6371$ км.

Оценить размер источников на земной поверхности в западно–восточном направлении (*X*) можно по расстоянию между экстремумами *Z*-компоненты (центры токовых вихрей) на кадрах рис. 3. Оценка размера источников на земной поверхности в южно–северном направлении (*Y*) определяется по расстоянию между экстремумами *H*-компоненты:

$$X = 111.1 \Delta\lambda_m \cos(\phi_{ms}), \quad Y = 111.1 \Delta\phi_m, \quad (2)$$

где *X*(км) – размер источника в направлении запад–восток,

Y(км) – размер источника в направлении юг–север,

$\Delta\lambda_m$ – размер источника в градусах геомагнитной долготы,

ϕ_{ms} – геомагнитная широта центра источника,

$\Delta\phi_m$ – размер источника в градусах геомагнитной широты.

111.1 – постоянный коэффициент равный длине экваториальной дуги окружности в 1 градус при радиусе земли $R_E = 6371$ км.

Для пересчета оценок размеров источников и их местоположения в экваториальной плоскости магнитосферы используется формула для магнитного поля земного диполя – параметр Мак-Илвейна

$$L = R_E / \cos^2(\phi_m), \quad (3)$$

где ϕ_m – геомагнитная широта.

Предполагается также, что размеры источника и величина фазовой скорости его движения в экваториальной плоскости магнитосферы пропорциональны *L*.

Для определения положения плазмопаузы в оклополуденное локальное время используется формула

$$L_{ppi} = A + B Kp(max), \quad (4)$$

где L_{ppi} – положение плазмопаузы в R_E , $Kp(max)$ – максимальное значение 3-часового Kp -индекса магнитной возмущенности в предыдущие 12 часов. Параметры А и В для соответствующего временного интервала определяются из таблицы в [Moldwin et al, 2002].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В послеполуденном секторе на европейской территории на фоне магнитной бури 27.08.2014 г. наблюдались всплески геомагнитных пульсаций

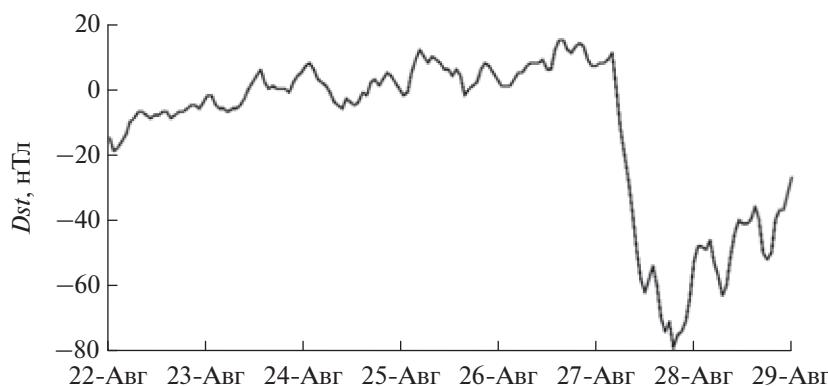


Рис. 3. Изменения *Dst*-индекса за период 22.08 – 28.08.2014 г.

Pc5 с амплитудами до 100 нТл. Исследуемые события *Pc5* с периодом Т~360 с (~2.8 мГц) возникли после 5-суточного периода спокойной магнитной обстановки и, вероятно, имеют глобальный характер, т.к. наблюдались также и на более восточной станции Норильск ($\lambda_m = 161.6^\circ$).

В течение периода 22–27.08.2014 г. индекс D_{ST} изменялся от небольших отрицательных значений 22.08 до небольших положительных 23–26.08.2014 г., а 27.08 с момента времени 03 UT уменьшился до −79 нТл в 19:00 UT (рис. 3). Трехчасовой индекс *Kp* имел 22–26.08.2014 г. значения не выше 1+, 27.08.2014 г. начал возрастать и достиг значения 4– в период 15–18 UT.

Значения часовых *AE*-индексов начали расти со скачка *AE* с 70 до 201 в период 02 – 03 UT 27.08.2014. Максимального значения (1075) *AE*-индекс достиг в период 14–16 UT 27.08.2014, что совпадает с временем возникновения всплесков *Pc5* с максимальной амплитудой (рис. 2, пра-

вая часть). На станциях, отмеченных на рис. 1, величина магнитного поля начала возрастать после 12 LT.

На рис. 4 представлены мгновенные двумерные распределения на земной поверхности мгновенных значений амплитуд *H*-, *D*- и *Z*-компонент *Pc5* вариаций магнитного поля. Использованы данные 36 магнитных станций, показанных на рис. 1. Область, в которой построены двумерные распределения занимает интервал геомагнитных широт 54°–78° и долгот 86°–121°. Мгновенные значения амплитуд *Pc5* нормированы на максимальную амплитуду, определенную по всей двумерной сети в моменты времени указанные на рисунке. Нормировка удобна тем, что позволяет сравнивать цветовую палитру на рисунке в различных кадрах.

Для построения распределений с шагом 2 минуты выбраны интервалы времени 11:12–11:26 UT (левая панель рис. 4, интервал 1) и 14:16–14:30 UT (правая панель рис. 4, интервал 2) 27.08.2014 г.

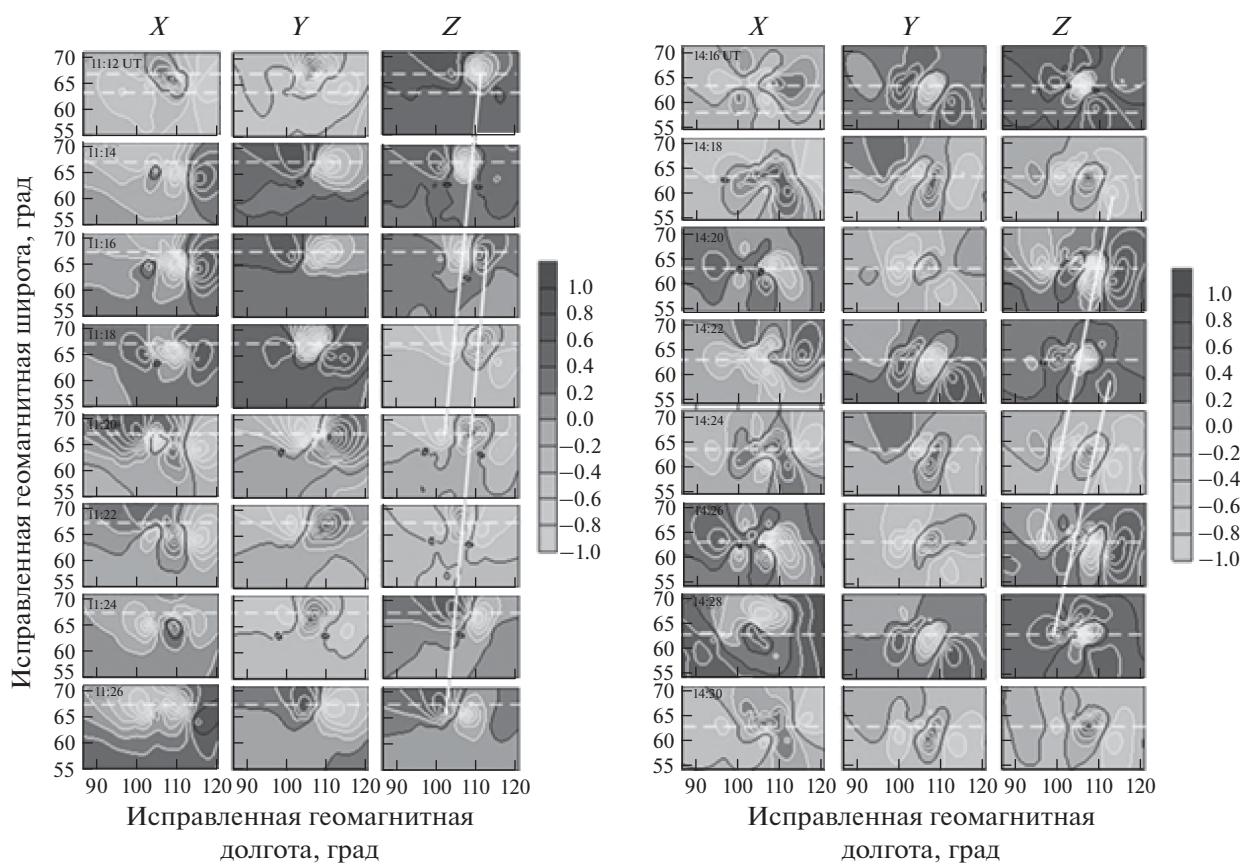


Рис. 4. Мгновенные двумерные распределения амплитуд *H*-, *D*- и *Z*-компонент пульсаций *Pc5* в интервалы времени 11:12–11:26 UT (слева) и 14:16–14:30 UT (справа) 27.08.2014 г.

Белые пунктирные линии – проекция плазмопаузы (нижняя на верхних кадрах) и геомагнитная широта центров источников *Pc5*. Наклонные белые линии соединяют экстремумы распределений.

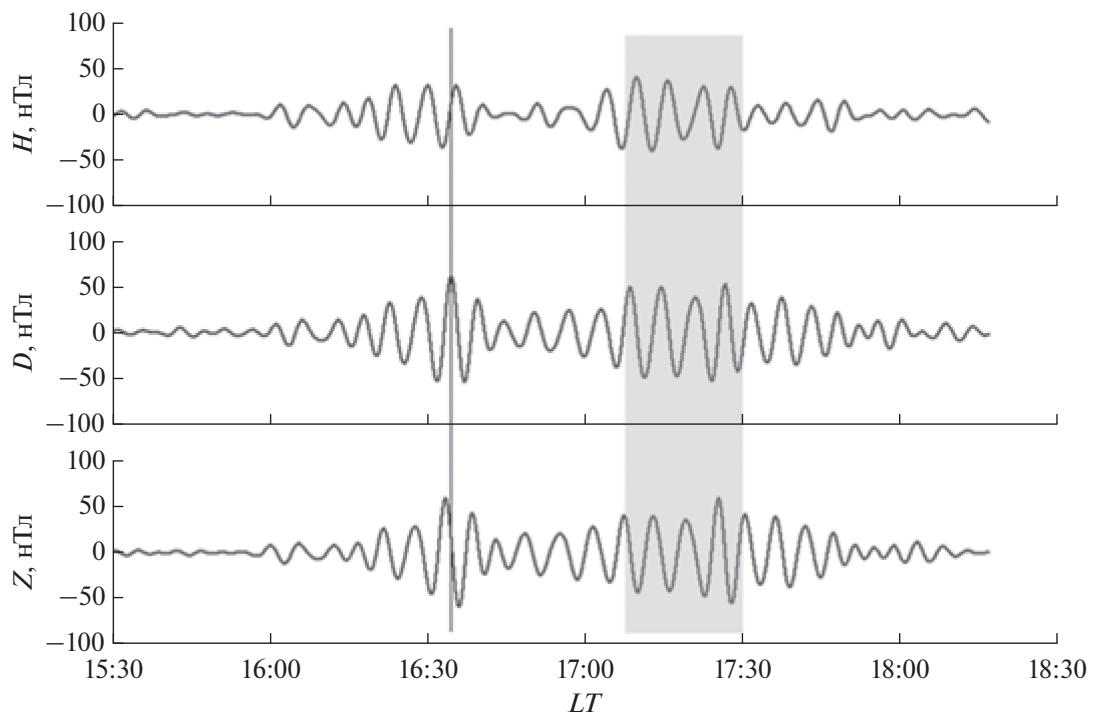


Рис. 5. Магнитограммы трех компонент вариаций магнитного поля 15:30–18:30 LT 27.08.2014 г. п. Лехта фильтрованные в диапазоне периодов $T=320 - 400$ с.

Затененной полосой отмечен интервал 14:16–14:30 UT 27.08.2014 г.

Заштрихованные полоски на рис. 2 отмечают эти интервалы времени. Первый временной интервал соответствует началу магнитной бури, второй – попадает на время близкое к максимальному значению магнитного поля. Изолинии черного цвета на рис. 4 отмечают нулевые значения амплитуды вариаций $Pc5$. Поскольку $Pc5$ имеют период ~6 мин, то на рис. 4 в каждой из компонент можно видеть близкое совпадение двумерных распределений с шагом 6 мин (3 кадра). Отметим, что вследствие неполного заполнения магнитными станциями северо-западной и юго-восточной области исследования мы не видим на некоторых кадрах рис. 4 симметричных картинок. На вид построенных пространственных распределений амплитуд $Pc5$ влияет не только магнитное поле ионосферных источников, а также геоэлектрические особенности земной коры, неоднородности ионосфера и неполная компенсация магнитного поля биркеландовских токов из-за наклона магнитных силовых линий.

На рис. 5 сравнивается более ранний всплеск $Pc5$ (возникший в период роста магнитной возмущенности) со всплеском в исследуемом 14-мин. интервале 14:16–14:30 UT (заштрихованная область на рисунке).

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Двумерные распределения компонент магнитного поля на земной поверхности (рис. 4), по-видимому, созданы вихревыми холловскими токами, которые перемещаются в ионосфере в западном направлении. Такая модель для описания поля геомагнитных пульсаций $Pc5$ впервые представлена в статьях [Оберц, Распопов, 1968], [Tagirov, Ismagilov, 1989]. Пара вихревых ионосферных холловских токов создается парой продольных токов (втекающий и вытекающий) [Ляцкий, Мальцев, 1983] связанных ионосферными педерсеновскими токами, величина которых меняется с частотой $Pc5$. Магнитное поле педерсеновских токов компенсируется магнитным полем продольных токов, (предполагаем, что Z -компоненты ортогональны земной поверхности), ионосферу считаем однородной. Эта упрощенная модель объясняет пространственное распределение магнитного поля $Pc5$ и фазовые сдвиги между магнитными компонентами на земной поверхности.

Нижняя пунктирная линия на верхних кадрах 11:12 UT и 14:16 UT отмечает расположение плазмопаузы. В географических координатах используемая двумерная сеть магнитных станций расположена на широтах $\phi = 58^\circ - 78^\circ N$ и в диапазоне

не долгот $\lambda = 5^\circ - 45^\circ$ Е. Центр ионосферных источников $Pc5$ расположен на $\sim 30^\circ$ Е (рис. 4). Локальное время центра источников, следовательно, составляет $LT = UT + 2$. Для момента 11:12 UT локальное время соответствует $LT = 01$ и попадает в интервал 09–15 LT в табл. 1 из работы [Moldwin et al, 2002], а для момента 14:16 UT–16 LT – в интервал 15–21 LT. Индекс $Kp(\max) = 4$ – в обоих случаях. Используя выражение (4), определяем положение плазмопаузы в экваториальной плоскости магнитосфера $L_{lpp} = 4.5 R_E$ для момента 11:12 UT, что соответствует $\Phi_m \sim 63^\circ$ на левой части рис. 4 и $L_{lpp} = 3.7 R_E$ для момента 14:16 UT что соответствует $\Phi_m \sim 57^\circ$ на правой части рис. 4.

На всех кадрах рис. 4 проведена пунктирная линия (положение центра ионосферного источника), прошедшая через экстремумы D - и Z -компонент и между экстремумами H -компоненты по геомагнитным широтам $\Phi_m \sim 67.5^\circ$ слева и $\Phi_m \sim 63.5^\circ$ справа на рис. 4.

Для определения параметров $\Delta\Phi_m$, $\Delta\lambda_m$, X , Y , $\Delta\lambda$ и V в табл. 1 на рис. 4 через экстремумы в амплитудных распределениях Z - и D -компонентах проведены наклонные линии белого цвета (через 4 кадра, $\Delta t = 360$ с) для интервала времени 11:20–11:26 UT на левой части рис. 4 и интервала времени 14:18–14:26 UT на правой части рисунка ($\Delta t = 480$ с). Методика получения оценок параметров изложена в разделе 2, формулы (1) – (4).

На рис. 4 (левая панель) отчетливо видно смещение двумерных распределений одного ионосферного источника в западном направлении. Средняя оценка скорости движения источников дает ~ 0.7 км/с. На правой панели рис. 4 во 2 интервале времени 14:16–14:30 UT (максимум магнитной бури) мы наблюдаем двумерные распределения магнитного поля, созданные двумя ионосферными источниками. Оба ионосферных источника имеют близкие параметры, но их центры, определенные по экстремумам Z -компоненты сдвинуты по долготе на $\sim 12^\circ$ ($\sim 0.2 R_E$ в пересчете на экваториальную плоскость магнитосферы). Средняя оценка скорости движения источников дает ~ 1.7 км/с.

В табл. 1 приведены оценки параметры источников $Pc5$ для двух интервалов времени 11:12 – 11:16 UT 27.08.2014 (начало магнитной бури) и 14:16 – 14:30 UT 27.08.2014 (максимум магнитной бури).

Как видно из табл. 1, холловские токовые вихри имеют эллиптическую форму, сильно вытянутую с юга на север. В ходе усиления магнитной бури в экваториальной плоскости магнитосферы произошло смещение на $\sim 1.8 R_E$ к Земле магни-

тосферных источников $Pc5$ (силовая магнитная трубка с резонансными МГД волнами) и увеличение размеров источника в направлении юг – север. Необходимо отметить, что взаимное наложение магнитных полей двух следующих друг за другом источников $Pc5$ (интервал 14:16–14:30 UT) ухудшает точность оценок.

Таблица 1. Оценки параметров источников $Pc5$

Параметр	11:12 – 11:16 UT	14:16 – 14:30 UT
Φ_{lpp} , град	63	57
L_{lpp}, R_E	4.7	3.6
Φ_{ms} , град	67.5	63.5
L_c, R_E	6.8	5
$\Delta\lambda_m$, град	3	6
X , км	150	250
L_x, Re	0.16	0.2
$\Delta\Phi_m$, град	3	6
Y , км	330	670
L_y, R_E	1.6	2.1
Δt , сек	360	360
$\Delta\lambda$, град	6	12
V , км/с	0.7	1.7
V_m , км/с	4.8	8.5

Примечание.

Φ_{lpp} – геомагнитная широта проекции плазмопаузы;

L_{lpp} – L оболочка плазмопаузы;

L_c – L оболочка центра источника $Pc5$;

$\Delta\lambda_m$ – размер источника $Pc5$ в градусах геомагнитной долготы;

X – размер источников в направлении запад–восток;

L_x – размер источников в направлении запад–восток в пересчете на экваториальную плоскость магнитосферы;

$\Delta\Phi_m$ – размер источника $Pc5$ в градусах геомагнитной широты;

Y – размер источника $Pc5$ в направлении юг–север;

L_y – размер источника $Pc5$ в направлении юг–север в пересчете на экваториальную плоскость магнитосферы;

Δt – время, за которое ионосферные токовые вихри смешились на $\Delta\lambda$;

$\Delta\lambda$ – смещение экстремумов Z -компоненты (центры токовых вихрей в западном направлении);

V – фазовая скорость движения источника $Pc5$ в западном направлении;

V_m – фазовая скорость движения источника $Pc5$ в западном направлении в пересчете на экваториальную плоскость магнитосферы.

На рис. 5 представлены магнитограммы трех компонент вариаций магнитного поля зарегистрированные в п. Лехта (станция 33 на рис. 1) в интервале времени 15:30–18:30 LT 27.06.2014 г. (14:16–14:30 UT). Данные отфильтрованы в том же диапазоне периодов $T = 320 – 400$ с. Отмечен интервал 14:16–14:30 UT исследуемый на рис. 4. На рисунке видно, что всплеск $Pc5$ возникший около 13:05 UT на фазе роста магнитной бури, имеет колоколообразную форму присущую резонансным колебаниям, созданным одним источником. А в интервале 14:16–14:30 UT мы видим наложение магнитного поля двух источников, что подтверждает вывод о двух источниках, следующих друг за другом, сделанный по двумерным распределениям. Магнитные поля двух близких ионосферных источников на земной поверхности складываются, что приводит к сбоя фазы и изменению видимого периода $Pc5$ (например, момент 14:20 UT на рис. 5). На рис. 5 (первый всплеск $Pc5$) проведена вертикальная линия, которая позволяет увидеть фазовый сдвиг на четверть фазы между компонентами поля. Это означает, что ионосферный источник не является точечным, для которого компоненты поля на земной поверхности должны находиться в фазе или в противофазе. Для объяснения наблюдаемых фазовых сдвигов хорошо подходит модель в виде токовых ионосферных вихрей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено детальное исследование геомагнитных пульсаций $Pc5$, возникших в послеполуденном секторе на фоне умеренной магнитной бури 27.08.2014 г., которой предшествовал 5-ти суточный период с низкой магнитной активностью. Для исследования магнитного поля $Pc5$ на земной поверхности использованы данные двумерной сети IMAGE и магнитных станций, расположенных на территории России (всего – 36 станций). В двух временных интервалах – в начале бури и в период максимальной величины магнитного поля бури построены мгновенные двумерные распределений компонент магнитного поля $Pc5$ на земной поверхности использованы.

В первом временном интервале (начало бури) по двумерным распределениям магнитного поля на земной поверхности выявлен один всплеск пульсаций $Pc5$. Определено, что центр источника расположен на геомагнитной широте 67.5° ($L_c \sim 6.8 R_E$) и смещается в западном направлении со скоростью ~ 0.7 км/с, а в магнитосфере на $L \sim 6.8 R_E$ скорость перемещения источника $Pc5$ составляет ~ 4.8 км/с. Определено, что ионосфер-

ный источник (пара холловских токовых вихрей) имеет эллиптический вид с размерами осей ~ 150 км в направлении юг–север и ~ 330 км в направлении запад–восток ($\sim 0.16 R_E$ и $\sim 1.6 R_E$ в экваториальной плоскости магнитосферы).

Во втором временном интервале (максимум бури) по двумерным распределениям магнитного поля на земной поверхности выявлено, что всплеск пульсаций $Pc5$ создан двумя ионосферными источниками, следующими друг за другом. На рис. 4 видно, что наличие двух близких ионосферных источников приводит к наложению магнитных полей источников, наблюдается к сбой фазы $Pc5$ и изменение видимой частоты. Определено, что эти ионосферные источники имеют более вытянутый эллиптический вид с осями запад–восток ~ 250 км и юг – север ~ 670 км ($\sim 0.2 R_E$ и $\sim 2.1 R_E$ в экваториальной плоскости магнитосферы). Центры источников расположены на геомагнитной широте 63.5° ($L \sim 5 R_E$) и смещаются в западном направлении со скоростью ~ 1.7 км/с, а в магнитосфере на $L \sim 5 R_E$ скорость перемещения источника составляет ~ 8.5 км/с.

В ходе усиления магнитной бури в экваториальной плоскости магнитосферы произошло смещение магнитосферных источников $Pc5$ на $\sim 1.8 R_E$ к Земле (силовая магнитная трубка с резонансными МГД волнами) и увеличение размеров источника. Область генерации $Pc5$ находится севернее плазмопаузы, вероятно, в районе южной кромки авроральной зоны.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим институты, которые обслуживают массив магнитометров IMAGE: Геофизическую обсерваторию Тромсе UiT Арктического университета Норвегии (Норвегия), Финский метеорологический институт (Финляндия), Институт геофизики Польской академии наук (Польша), Немецкий исследовательский центр Геонаук GFZ (Германия), Геологическую службу Швеции (Швеция), Шведский институт космической физики (Швеция), Геофизическую обсерваторию Соданкуля Университета Оулу (Финляндия), Полярный геофизический институт (Россия), Датский технический университет DTU (Дания) и Научный институт Датского университета геологии. Исландия (Iceland).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа финансируется в рамках госбюджетной темы, госрегистрация № 01.20.0803691.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белаховский В.Б., Козловский А.Е., Пилипенко В.А. Определение широтного профиля резонансной ча-

- стоты $Pc5$ по данным радара EISCAT // Вестн. КНЦ РАН. Т. 3 (22). С. 67. 2015.
- Большакова О.В., Боровкова О.К., Клейменова Н.Г. и др. Магнитная буря 1989 года: структура экстремально возмущенной магнитосферы по геомагнитным пульсациям $Pc5$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. №4. С. 73–83. 1994.
 - Клейменова Н.Г., Козырева О.В. Пространственно-временная динамика геомагнитных пульсаций $Pi3$ и $Pc5$ во время экстремальных магнитных бурь в октябре 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 1. С. 75–83. 2005а.
 - Клейменова Н.Г., Козырева О.В. Интенсивные геомагнитные пульсации $Pc5$ в восстановительную фазу супербурь октября и ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. №5. С. 597–612. 2005б.
 - Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие / М. Наука, 192 с. 1983.
 - Оберц П., Распопов О.М. Исследование пространственных характеристик пульсаций геомагнитного поля $Pc5$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т.8. №3. С. 534–539. 1968.
 - Потапов А.С., Цэгмэд Б., Поляшкина Т.Н. Вклад глобальных колебаний $Pc5$ в магнитную возмущенность во время геомагнитных бурь // Солнечно-земная физика. Вып. 12. Т. 1. С. 142–147. 2008. <https://sciup.org/14210330>
 - Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть II. Короткопериодические колебания геомагнитного поля / Л., Изд. Ленингр. Ун-та, 271 с. 1976.
 - Троицкая В.А. Короткопериодные возмущения электромагнитного поля Земли / В кн.: Вопросы изучения переменных электромагнитных полей в Земле. М., С. 27.–61. 1956.
 - Goldstein J., Sandel B.R., Hairston M.R. and Reiff P.H. Control of plasmaspheric dynamics by both convection and subauroral polarization stream // Geophys. Res. Lett. V.30. N. 24. P.1–5. 2003. <https://doi.org/10.1029/2003GL018390>
 - Hudson M.K., Denton R.E., Lessard M.R., et al. A study of $Pc-5$ ULF oscillations // Ann. Geophys. V. 22. P. 289–302. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-289-2004>
 - Dmitriev A., Chao J.-K., Thomsen M., Suvorova A. Geosynchronous magnetopause crossings on 29–31 October 2003 // J. Geophys. Res. V. 110. N A08209. 2005. doi:10.1029/2004JA010582
 - Kleimenova N.G., Kozырева O.V., Manninen J., Ranta A. Unusual strong quasi-monochromatic ground geomagnetic $Pc5$ pulsations in the recovery phase of November 2003 super-storm // Ann. Geophys. V.23. P. 2621–2634. 2005. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-2621-2005>
 - Lee E.A., Mann I.R., Loto'aniu T.M., Dent Z.C. Global $Pc5$ pulsations observed at unusually low L during the great magnetic storm of 24 March 1991 // J. Geophys. Res. V.112. N A05208. 2007. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-319-2014>
 - Moldwin M.B., Downward L., Rassoul H.K., Amin R., Anderson R.R. A new model of the location of the plasmapause: CRRES results // J. Geophys. R. V.107. N. A11. P.1339. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA009211>
 - Motoba T., Kikuchi T., Luhr H., et al. Global $Pc5$ caused by Dp-2-type ionospheric current system // Ibid. V. 107. N A2. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA900156>
 - McGeeney M.A., Clauer C.R., Friis-Christensen E., Newell P.T., Kelly J.D. Ground Observations of Magnetospheric Boundary Layer Phenomena // J. Geophys. R. V. 95. NO. A9. P. 14995–15005. 1990. <https://doi.org/10.1029/JA095P14995>
 - Pilipenko V.A., Kleimenova N.G., Kozырева O.V., et al. Global ULF wave activity during the May 15, 1997 magnetic storm // J. Atmosph. Solar-Terr. Physics. V.63. P. 489–501. 2001. <https://doi.org/10.2205/2017ES000597>
 - Pilipenko V.A., Kozырева O.V., et al. Dynamics of long-period magnetic activity and energetic particle precipitation during the May 15, 1997 storm // J. Atmosph. Solar-Terrestrial Phys. V.64. P.831–843. 2002. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00074-3](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00074-3)
 - Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 22. № 3. P. 483–491. 1974. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(74\)90078-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(74)90078-6)
 - Tagirov V.R., Ismagilov V.S. Formation of auroral torch structure / In book: Полярные геомагнитные возмущения и связанные с ними явления. Апатиты, изд. КНЦ АН СССР, с.88–91. 1989.
 - Trivedi N.B., Arora B.R., Padiha A.L., et al. Global $Pc5$ geomagnetic pulsations of March 24, 1991, as observed along the American sector // Geophys. Res. Lett., V. 24. P. 1683–1687. 1997.
 - Yumoto K., Saito T. Hydromagnetic wave driven by velocity shear instability in the magnetospheric boundary layer // Planet. Space Sci. V. 28. P.789. 1980.

Investigation of Geomagnetic Pulsations *Pc5* on Two-Dimensional Network of Stations**Yu. A. Kopytenko¹, V. S. Ismagilov¹**

¹*St. Petersburg Branch of the Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences (SPbF IZMIRAN), St. Petersburg, Russia*

*e-mail: office@izmiran.spb.ru

A detailed study of geomagnetic pulsations of *Pc5* with a frequency of ~2.8 mHz was carried out using data from the two-dimensional IMAGE network and magnetic stations located on the territory of Russia. *Pc5* events occurred in the afternoon sector against the background of a magnetic storm on 27.08.2014 after 5-day period with low magnetic activity. In two time intervals – at the beginning of the storm and during the period of maximum magnetic activity, instantaneous two-dimensional distributions of the magnetic field components *Pc5* on the Earth's surface were plotted. It was found that the ionospheric sources of *Pc5* (Hall current vortices) have an elliptical shape with a larger axis in the south-north direction. At the beginning of the magnetic storm, a single burst of *Pc5* pulsations was detected, the source center of which was located at the geomagnetic latitude ~67.5° ($L \sim 6.8$ Re) and it moved westward with a speed of ~0.7 km/s. The estimated size of this ionospheric source is ~150 km in the west-east direction and ~330 km in the south-north direction. During the maximum period of the magnetic storm, the *Pc5* pulsations are produced by two ionospheric sources following each other. These ionospheric sources have a more elongated elliptical shape with axis sizes in the west-east direction ~250 km and in the south-north direction ~670 km. The centers of these sources shifted by 4° to the more southern geomagnetic latitude ~63.5° ($L \sim 5$ Re) and moved westward with a velocity of ~1.7 km/s. We present estimates of the size of the magnetic force tube, in which the resonant MHD waves appeared, and the speed of its displacement in the equatorial plane of the magnetosphere.

Keywords: *Pc5* geomagnetic pulsations, ionospheric sources of *Pc5*.

УДК 550.38, 537.67

ПРОСТЕЙШАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНОЙ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ГЕОДИНАМО

© 2024 г. С. В. Старченко*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкина РАН (ИЗМИРАН),
Москва, Троицк, Россия
*e-mail: sstarchenko@mail.ru

Поступила в редакцию 03.03.2024 г.

После доработки 22.05.2024 г.

Принята к публикации 25.07.2024 г.

Уравнения индукции и импульса упрощены до динамической системы для кинетической и магнитной энергий в ядре Земли. Устойчивые стационарные точки этой системы дают геомагнитное поле ~10 мТл и косеканс угла между вектором магнитного поля и вектором скорости течения в среднем около 500 при известной скорости ~1 мм/сек и общепринятой динамо-мощности ~1 ТВт. При общеизвестном характерном геомагнитном времени порядка тысячи лет, получены гармонические вековые вариации порядка нескольких десятилетий и быстрые экспоненциальные изменения — порядка нескольких месяцев, возможно, связанные с джерками. Все это хорошо согласуется с теорией динамо, палеомагнитными реконструкциями, численным моделированием и непосредственными наблюдениями. Геомагнитная энергия ~10 мДж/кг на четыре порядка больше кинетической энергии. В условиях подобного доминирования магнитной энергии получено аналитическое решение, которое со временем сходится к устойчивым стационарным точкам. Обсуждаются, по-видимому, маловероятные катастрофы с практически обнуленной магнитной энергией вблизи частично устойчивых стационарных точек.

Ключевые слова: геодинамо, динамическая система, магнитная энергия, кинетическая энергия, магнитная катастрофа.

DOI: 10.31857/S0016794024060135, **EDN:** QOAYDS

1. ВВЕДЕНИЕ

Полная система уравнений геодинамо, см., например, [Braginsky and Roberts, 1995; Starchenko and Jones, 2002] чрезвычайно сложна, поскольку включает в себя уравнение индукции для вектора магнитного поля, уравнение импульса для векторного поля скорости проводящей жидкости и, по сути, энергетические уравнения тепломассопереноса для энтропии и легкой примеси. С конца прошлого века [Glatzmaier and Roberts, 1995] по настоящее время создано множество численных моделей [Christensen et. al, 2010; Bouligand et. al, 2016; Wicht and Sanchez, 2019; Aubert, 2023], которые достаточно успешно имитируют известную динамику геомагнитного поля на основе, практически полной системы. Однако ключевые параметры (и прежде всего коэффициенты переноса) всех подобных моделей отличаются на много порядков от их истинных значений, и приходится делать чрезвычайно далекие экстраполя-

ции к реальным величинам. Поэтому весьма актуальны упрощенные модели, среди которых представляются наиболее достоверными модели среднего поля, см., например, [Krause and Rädler, 1980; Рузмайкин и Старченко, 1988]. Но и они остаются достаточно сложными для непосредственного анализа и, при этом, опираются на неодоказанные гипотезы. Также используются упрощения в духе классического метода Галеркина, см., например, [Водинчар, 2013; Юшков и Соколов, 2018; Moffatt and Dormy, 2019], когда искомые величины (и прежде всего магнитное поле) аппроксимируются на основе физических соображений простейшими собственными или им подобными функциями.

Цель этой работы — на базе интегральных уравнений импульса и магнитной индукции, создать простейшую подобную геодинамо динамическую систему для суммарных кинетических и магнитных энергий. Эти энергии далее выра-

жаются через среднеквадратичную скорость и среднеквадратичное магнитное поле, квадраты которых прямо пропорциональны соответствующим удельным (в Дж/кг) энергиям. Такое представление является способным отразить глобальные инверсии или экскурсы всего магнитного поля, если положительно определенному среднеквадратичному магнитному полю приписать определенный знак, так чтобы эта величина оставалась непрерывной и, возможно, гладкой функцией при переходе через ноль. В этой работе исследованы стационарные точки и найдено аналитическое подобное геодинамо решение для полученной динамической системы при фиксированных во времени параметрах.

В следующем разделе выводится искомая система уравнений исходя из уравнения магнитной индукции и уравнения импульса. Энергетические и прочие уравнения геодинамо аппроксимируем тем, что интегральная мощность работы силы плавучести Архимеда задается как общепринятая величина ~ 1 ТВт [Braginsky and Roberts, 1995; Starchenko and Jones, 2002; Aubert, 2023]. Определяется новый комбинированный и, по сути, структурный параметр L . Он равен произведению характерного размера на характерный же косеканс угла между вектором магнитного поля и скоростью. Этим косекансом оцениваем, насколько магнитное поле “вморожено” в течение, или точнее – насколько оно параллельно течению.

Третий раздел этой работы посвящен устойчивым и неустойчивым стационарным точкам полученной упрощенной системы для среднеквадратичной скорости и магнитного поля, которые непосредственно отражают кинетическую и магнитную энергию. Приводятся оценки физических величин, вытекающие из анализа стационарных точек. Все они хорошо согласуются с известными современными численными, теоретическими, а главное – наблюдательными моделями геомагнитного поля. При этом получены и новые соотношения.

В четвертом разделе найдено аналитическое решение полученной динамической системы в условиях типичного для геодинамо доминирования магнитной энергии над кинетической энергией. При неизменной со временем положительной мощности силы Архимеда это аналитическое решение при любом возможном начальном условии со временем асимптотически приближается к фиксированным же значениям, которые задаются устойчивыми стационарными точками исследуемой динамической системы. Если при достаточно большой турбулентной флуктуации мощность силы Архимеда на опреде-

ленное время становится отрицательной – то возможно убывание всей магнитной энергии практически до нуля. Это принципиально маловероятное событие может быть соотнесено с ранее не исследованными глобальными и, возможно, катастрофическими экскурсами или инверсиями.

В разделе 5 приводятся и обсуждаются основные результаты этой работы.

2. ВЫВОД УРАВНЕНИЙ

Далее в этом разделе выводится простейшая динамическая система из двух автономных обыкновенных дифференциальных уравнений для кинетической и магнитной энергий геодинамо. Эти энергии представлены через среднеквадратичную скорость конвекции и среднеквадратичное магнитное поле соответственно. Знак исследуемого магнитного поля, при этом, может быть как положительным, так и отрицательным.

Для получения уравнения эволюции среднеквадратичной скорости $u(t)$, проинтегрируем по всему объему жидкого ядра Земли скалярные произведения вектора скорости \mathbf{U} на все члены уравнения импульса. В результате тождественных преобразований и пренебрежения описанными далее малыми членами (деталисмотрите, например, в [Braginsky and Roberts, 1995; Buffett and Bloxham, 2002; Starchenko, 2019]) получим

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{r_i}^{r_o} \rho \frac{U^2}{2} dV \right) = \\ = \int_{r_i}^{r_o} \left(\rho \mathbf{A} \cdot \mathbf{U} - \frac{\mathbf{U} \times \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} - \rho v |\nabla \times \mathbf{U}|^2 \right) dV. \quad (1)$$

Здесь в пределах интегралов r_i и r_o обозначают радиус границы жидкого ядра с твердым ядром и с мантией соответственно, ρ – средняя плотность, v – коэффициент кинематической вязкости. Вектор ускорения \mathbf{A} обусловлен силой плавучести Архимеда, порождающей конвекцию, которая, в свою очередь, генерирует магнитное поле с вектором \mathbf{B} . Соответственно первый член (1) справа – это интегральная мощность (общепринято ~ 1 ТВт) работы силы плавучести, которая порождает геодинамо.

На первый взгляд представляется, что один из самых значимых градиентов скорости связан с возможно самыми узкими (толщиной ~ 1 м см., например, в [Braginsky and Roberts, 1995]) слоями Экмана у границ жидкого ядра. В необходимой здесь энергетической части этот эффект учитываются последним членом в уравнении (1). Соот-

ветствующими же вязкими поверхностными интегралами [Braginsky and Roberts, 1995; Starchenko, 2019] пренебрегли в (1) прежде всего из-за гравитационного и электромагнитного блокирования относительного вращения твердого ядра мантией [Dumberry and Mound, 2010]. Это блокирование приводит к тому, что разница между угловыми скоростями мантии и твердого ядра уменьшается настолько, что энергетика глобальных конвективных процессов существенно доминирует над обусловленными этой разницей вязкими эффектами в узких слоях Экмана.

Поделим (1) на массу жидкого ядра M . Получим в левой части (1) прямо по определению udu/dt . Первая справа – удельная интегральная мощность силы плавучести Архимеда a , которую считаем фиксированной во времени. Далее следует удельная мощность магнитной силы Лоренца, которую, опираясь на степени входящих в нее скорости и магнитного поля, естественно оценить как $ub^2/(L\rho\mu_0)$. Здесь L – характерный внешний масштаб, деленный, опираясь на соответствующее векторное произведение, на типичный синус s угла между векторами скорости и магнитного поля.

Составной параметр L , объединяя в себе характерный пространственный размер магнитного поля l и меру того, насколько силовые линии магнитного поля параллельны линиям тока течения проводящей жидкости. Величина косеканса (обратного синуса $1/s$) угла между вектором скорости и магнитным полем предлагается здесь в качестве такой меры, которая, по-видимому, пропорциональна некоторой степени магнитного числа Рейнольдса. Чем больше это число – тем сильнее поле “вморожено” в течение, см., например, [Moffatt, Dormy, 2019]. И хотя то, что поле “вморожено” не эквивалентно обсуждаемой здесь параллельности, но, безусловно, какая-то связь между ними должна существовать. Характерный же размер магнитного поля l может быть получен как непосредственно из наблюдений [Старченко, 2015], так и теоретически [Starchenko, 2014, 2019]. Таким образом, окончательно определим параметр $L = l/s$.

Замыкает рассматриваемое отношение (1)/ M удельная интегральная мощность силы диффузии, которую естественно оценить как $-u^2/T_u$. Таким образом, в рамках развивающегося подхода интегралы представлены через их составляющие, которым они прямо пропорциональны. Время T_u – диффузионное, а b – среднеквадратичное магнитное поле. В результате получаем эволюционное уравнение для скорости

$$udu/dt = a - ub^2/(L\rho\mu_0) - u^2/T_u. \quad (2)$$

Аналогичным образом скалярно умножим обе части уравнения индукции на вектор магнитного поля, проинтегрируем по объему и получим (σ – проводимость):

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{r_i}^{r_o} \frac{B^2}{2\mu_0} dV \right) = \int_{r_i}^{r_o} \left(\frac{\mathbf{U} \times \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} - \frac{|\nabla \times \mathbf{B}|^2}{\mu_0^2 \sigma} \right) dV. \quad (3)$$

Деля теперь все члены выражения (3) на объем жидкого ядра и на основе представленных выше соображений, окончательно получим эволюционное уравнение для магнитного поля (T_b – диффузионное время для магнитного поля):

$$bdb/dt = ub^2/L - b^2/T_b. \quad (4)$$

Это уравнение (4) вместе с уравнением (2) и составляет искомую систему.

3. СТАЦИОНАРНЫЕ ТОЧКИ

Стационарные точки полученной выше системы из (2) и (4) находятся стандартным образом – приравниваем правые части к нулю и решаем соответствующие алгебраические системы. При этом все рассматриваемые в этом разделе параметры считаем постоянными. Обоснование такого предположению дается далее в тексте после того как будут получены необходимые для такого обоснования значения ключевых параметров.

Начнем со стационарных точек системы (2), (4), соответствующих ненулевому магнитному полю (индекс – S):

$$u_S = L/T_b = u_*, \quad (5, 6)$$

$$b_S = \pm \left\{ \rho \mu_0 \left[T_b a - L^2/(T_u T_b) \right] \right\}^{1/2}.$$

Здесь u_* – типичная скорость. Известное теоретически и из наблюдений значение этой скорости 1 мм/с [Braginsky and Roberts, 1995; Starchenko and Jones, 2002; Christensen et. al, 2010; Starchenko, 2019] вместе с тысячелетним $T_b = 30$ Гс [Bouligand, 2016; Старченко и Яковleva, 2021; Panovska et. al, 2013] дают $L = 30$ Мм. Это на порядок превышает радиус ядра Земли, свидетельствуя о соответствующем и весьма существенном превышении критического уровня геодинамо. Следуя определению $L = l/s$ в предыдущем разделе и значению $l = 60$ км из [Старченко, 2015] получаем типичный косеканс $1/s = 500$. Эта весьма значительная величина соответствует упомянутой выше значительной “параллельности” течения и поля, а также большому магнитному числу Рейнольдса $R_m = \sigma \mu_0 u_s c = 3500$

(радиус ядра с = 3.5 Мм, а коэффициент магнитной диффузии $1/\sigma\mu_0 = 1 \text{ м}^2/\text{с}$).

Трактовка динамо-системы через размер L и особенно косеканс $1/s$ соответствует ранее мало обсуждаемому механизму равновесия среднеквадратичной величины магнитного поля за счет обратного влияния на течение. Здесь можно предположить, что в значительной степени такое равновесие обусловлено тенденцией к установлению параллельности магнитного поля и скорости течений. При этом не требуется существенного подавления среднеквадратичных величин скорости для достижения равновесия, а достаточно лишь изменения структуры генерируемого магнитного поля, чтобы оно повсюду стало преимущественно параллельно скорости течения. Для геодинамо эта параллельность огромна — $1/s = 500$ (!), что означает весьма незначительное изменение поля скорости по сравнению с немагнитной ситуацией и, напротив — огромное изменение магнитного поля по сравнению с околовритическим уровнем генерации магнитного поля. Разумеется, требуется дальнейшее обоснование этому предположению из теоретических и численных моделей, которые позволяют, в частности, связать R_m с $1/s$.

Используемая здесь удельная мощность геодинамо a около $0.3 \pi \text{ Вт}/\text{кг}$, как это было показано Starchenko and Jones [2002], которые и ввели этот параметр. Вместе с тем, связанным с a параметром является суммарная мощность силы Архимеда или работы плавучести, которая в наших обозначениях aM , что порядка 1 ТВт , а M — масса жидкого ядра. Эта, порождающая конвекцию и геомагнетизм, суммарная мощность известна с самых времен зарождения [Брагинский, 1964; Lowes, 1970; Jacobs, 1975] проблематики геодинамики и используется во многих (если не во всех) работах касающихся энергетических аспектов геодинамо.

Для успешной генерации или вернее — для самого существования значимого стационарного магнитного поля необходимо, следующее из положительности подкоренного выражения в (6) и приведенных выше оценок, выполнение порогового условия

$$T_u > 3 \text{ Mc.} \quad (7)$$

Это условие, скорее всего, выполняется с практически тысячекратным запасом, поскольку турбулентное значение магнитного диффузионного времени T_b должно быть сопоставимо с также турбулентным диффузионным временем T [Braginsky and Roberts, 1995; Shebalin, 2018]. Соответственно типичное среднеквадратичное

поле $b_* = (\rho\mu_0 T_b a)^{1/2}$ из (6) довольно велико — около 10 мТл (100 Гс) в недрах жидкого ядра Земли. Это соответствует геодинамо сильного поля, которое впервые предложил Станислав Иосифович Брагинский [1964]. При этом относительная геомагнитная энергия $b_*^2/2\mu_0\rho$ порядка $10^{-2} \text{ Дж}/\text{кг}$, что значительно больше относительной кинетической энергии $u_*^2/2 \sim 10^{-6} \text{ Дж}/\text{кг}$. Это превышение на порядки далее считается характерным признаком типичной системы, подобной геодинамо следуя [Braginsky and Roberts, 1995; Starchenko and Jones, 2002; Christensen et. al, 2010] и многим другим. Соответственно вводится малый параметр, равный отношению $\mu_0\rho u_*^2/b_*^2$ кинетической и магнитной энергий. Очевидно, что здесь этот параметр равен $u_*^2/T_b a$.

Таким образом, полученные стационарные точки из (5-6) хорошо согласуются с геомагнитными наблюдениями, численными моделями и общепринятыми положениями геодинамо теории. Фактически, основываясь на характерном времени магнитной диффузии T_b , известной миграции силовых линий со скоростью u_* и достаточно уверенно оцениваемой мощности a , получаем новый структурный параметр $L = l/s$, характерную величину магнитного поля b_* , отношение кинетической и магнитной энергий $u_*^2/T_b a$.

Однако в связи с тем, что реальные параметры (и прежде всего a) рассматриваемой системы не стационарны, а зависят от времени — то на первом этапе имеет смысл исследовать устойчивость полученных стационарных точек. При этом на некотором сравнительно небольшом временном интервале (реально меньшем T_b) приближенно вполне можно считать параметры постоянными, чтобы из линейной системы максимально в общем виде оценить устойчивость и динамику всех возможных малых отклонений от стационарных точек. Рассмотрим эти отклонения ε и δ , которые подставляются через $u = \varepsilon + u_s$ и $b = \delta + b_s$ в (2, 4). Оставляя только малые величины первого порядка, получаем искомую линейную систему

$$\begin{aligned} u_s d\varepsilon/dt &= \\ &= - \left[(b_s)^2 \varepsilon + 2u_s b_s \delta \right] / (L\rho\mu_0) - 2u_s \varepsilon / T_u, \quad (8, 9) \\ d\delta/dt &= (b_s \varepsilon + u_s \delta) / L - \delta / T_b. \end{aligned}$$

Это линейная система второго порядка, ее общее решение запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \delta &= C_+ \exp(k_+ t) + C_- \exp(k_- t), \\ \varepsilon &= L(d\delta/dt)/b_s, \end{aligned} \quad (10, 11)$$

$$k_{\pm} = - \left(T_b^2 a / L^2 + 1/T_u \right) / 2 \pm \sqrt{ \left[\left(T_b^2 a / L^2 + 1/T_u \right)^2 / 4 - 2T_b a / L^2 - 2/(T_u T_b) \right]^{1/2} }. \quad (12)$$

Если геодинамо активно, то — удельная мощность силы Архимеда $a > L^2/(T_u T_b^2)$, смотрите (6), и действительная часть (12) отрицательна. Поэтому мы констатируем, что стационарные точки (5-6) являются устойчивыми. При малых отклонениях от этих точек система к ним возвращается, уменьшая исходное отклонение в e раз за примерно несколько месяцев при принятых выше значениях параметров, что согласуется со сравнительно короткими геомагнитными периодами, наиболее возможно ярко проявляющимися в таких явлениях как джерки [Aubert and Finlay, 2019]. Мнимая же часть (12) дает периодические колебания с периодами около нескольких десятилетий, которые согласуются с общезвестными вековыми геомагнитными вариациями. Все эти и описанные выше временные интервалы также хорошо согласуются с непосредственными наблюдениями, палеомагнитными реконструкциями, численным моделированием и известными теоретическими положениями, см., например, [Arneitz et al., 2021; Panovska et al., 2013; Aubert, 2023; Moffatt and Dormy, 2019].

Отметим, что даже самый длительный из связанных с устойчивостью интервалов на один-два порядка меньше магнитного времени T_b , что подтверждает исходное предположение о возможности использовать фиксированные во времени параметры системы на сравнительно коротких временных промежутках.

Завершим этот раздел исследованием стационарных точек с нулевым магнитным полем:

$$b_0 = 0, u_0 = \pm(T_u a)^{1/2}. \quad (13)$$

Аналогичная (8-9) система для определения устойчивости принимает простейший вид

$$d\delta/dt = u_0 \delta / L - \delta / T_b, \quad d\varepsilon/dt = -2\varepsilon / T_u. \quad (14, 15)$$

Очевидно, что переменные разделились и уравнение (15) дает наимпростейшее и заведомо устойчивое решение $\sim \exp(-2t/T_u)$ для скорости, а уравнение (14) дает решение $\sim \exp(u_0 t / L - t / T_b)$ для магнитного поля. Последнее решение неустойчиво при достаточно большой реалистической (смотрите выше в этом разделе) скорости конвекции $u_0 > L/T_b$ и устойчиво при противоположном неравенстве. Такие частично устойчивые стационарные точки могут соответствовать не

столько общеизвестным инверсиям/экскурсам (при которых суммарная магнитная энергия остается вполне значимой, см., например, [Moffatt and Dormy, 2019; Gwirtz et al., 2021]), а сколько пока еще не исследованным катастрофам с практически обнулением всего магнитного поля.

4. ПОДОБНОЕ ГЕОДИНАМО РЕШЕНИЕ

В приведенном выше уравнении (2) для скорости практически совпадают порядки величин члена слева $\sim u_*^2 / T_b$ и последнего члена справа $\sim u_*^2 / T_u$ из-за сильно турбулентного характера течений, при котором время магнитной диффузии T_b сравнимо со временем диффузии T_u [Braginsky and Roberts, 1995; Shebalin, 2018]. Второй справа член по порядку величины совпадает с первым членом a . Разделив u_*^2 / T_b на a , получим отношение кинетической и магнитной энергий, которое чрезвычайно мало для подобной геодинамо системы, см. детали в предыдущем разделе. Поэтому в главном порядке подобного геодинамо приближения система уравнений (2) и (4) упрощается до

$$a = ub^2 / (L\mu_0), \quad bdb/dt = \rho\mu_0 a - b^2 / T_b. \quad (16, 17)$$

Общее решение этой системы запишем в виде (C — константа интегрирования):

$$u = \rho\mu_0 La / b^2, \quad b = \pm \left[\rho\mu_0 T_b a - C \exp(-2t/T_b) \right]^{1/2}. \quad (18, 19)$$

Начальное (при $t = 0$) значение $b = \pm(\rho\mu_0 T_b a - C)^{1/2}$ может быть любым, определяя соответствующее C при заданном $\rho\mu_0 T_b a$ и знаке перед скобкой. С течением времени величина среднеквадратичного магнитного поля асимптотически приблизится к значению $\pm[\rho\mu_0 T_b a]^{1/2}$, которое соответствует стационарным точкам (6) в рассматриваемом приближении. Поскольку, по физической сути, рассматриваемое магнитное поле b это корень квадратный от всей суммарной магнитной энергии — то не удивительно, что при используемых здесь фиксированных во времени параметрах эта энергия стремится к некоторой фиксированной же величине. В рамках такого подхода невозможно описать общезвестные инверсии или экскурсы, поскольку они в первую очередь ориентированы на дипольную составляющую, которая вносит весьма малый вклад в рассматриваемую здесь суммарную магнитную энергию геодинамо, см. [Glatzmaier and Roberts, 1995; Braginsky and Roberts, 1995; Старченко и Смирнов, 2021; Gwirtz et al., 2021].

Достижение нулевого поля в (19) формально возможно только при $t=0$ и $C=\rho\mu_0T_ba$. При этом единственном варианте поле равно нулю только в начальный момент, а потом происходит монотонный рост b^2 со временем. Если же предположить, что на какой-то временной промежуток a стало отрицательным – то при $C=\rho\mu_0T_ba$ получаем b^2 убывающее с некоторого момента $t < 0$ в прошлом до нуля в момент $t=0$. Таким образом, может быть получена своего рода “предтеча глобального экскурса/инверсии”, когда вся магнитная энергия практически обнуляется и происходит переход в “зону влияния” частично устойчивой стационарной точки (13). Говорим пока лишь о “предтеше” из-за присутствующей вблизи $b = 0$ сингулярности для v в (18).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Главный результат этой работы – построение на основе интегральных уравнений, по-видимому, наипростейшей динамической системы, которая достаточно корректно описывает подобную геодинамо эволюцию суммарной кинетической и магнитной энергий. Корректность этой системы показана при использовании в качестве известных входных параметров, хорошо оцениваемых из наблюдений, численно и из теории: характерной скорости $u_* \sim 1$ мм/с, типичного времени магнитной диффузии $T_b \sim 1$ тыс. лет и суммарной мощности геодинамо ~ 1 ТВт = aM (M – масса жидкого ядра).

Произведение скорости и времени дает новый выходной параметр $L = 30$ Мм, который является, по-видимому, оптимально комбинированным структурным параметром $L=l/s$, сочетающим в себе характерный магнитный масштаб l и типичный синус s угла между векторами скорости и магнитного поля. Этот составной параметр L , объединяет в себе характерный пространственный размер магнитного поля l и меру того, насколько силовые линии магнитного поля параллельны линиям тока течения проводящей жидкости. Величина косеканса (обратного синуса $1/s$) угла между вектором скорости и магнитным полем предлагается здесь в качестве такой меры, которая, по-видимому, пропорциональна некоторой степени магнитного числа Рейнольдса. Чем больше это число – тем сильнее поле “вморожено” в течение, см., например, [Moffatt and Dormy, 2019]. И хотя то, что поле “вморожено” не эквивалентно обсуждаемой здесь параллельности, но, безусловно, какая-то связь между ними должна существовать. Характерный же размер магнитного поля l может быть получен как непосредственно из наблюдений [Старченко, 2015], так и тео-

ретически [Starchenko, 2014; 2019]. Таким образом, окончательно определим параметр $L = l/s$.

Трактовка динамо-системы через размер L и особенно косеканс $1/s$ соответствует ранее мало обсуждаемому механизму равновесия среднеквадратичной величины магнитного поля за счет обратного влияния на течение. Здесь можно предположить, что в значительной степени такое равновесие обусловлено тенденцией к установлению параллельности магнитного поля и скорости течений. При этом не требуется существенного подавления среднеквадратичных величин скорости для достижения равновесия, а достаточно лишь изменения структуры генерируемого магнитного поля, чтобы оно повсюду стало преимущественно параллельно скорости течения. Для геодинамо эта параллельность огромна – $1/s = 500$ (!), что означает весьма незначительное изменение поля скорости по сравнению с немагнитной ситуацией и, напротив – огромное изменение магнитного поля по сравнению с околокритическим уровнем генерации магнитного поля. Разумеется, требуется дальнейшее обоснование этому предположению из теоретических и численных моделей, которые позволяют, в частности, связать R_m с $1/s$.

Второй выходной параметр – вязкое диффузионное время, которое из-за развитой турбулентности попросту считаем порядка той же 1 тыс. лет, как и время магнитной диффузии.

Следующие выходные параметры связаны со стационарными точками системы и их устойчивостями.

Полученное типичное среднеквадратичное поле довольно велико – около 10 мТл (100 Гс), что соответствует геодинамо сильного поля, которое впервые предложил Станислав Иосифович Брагинский [Брагинский, 1964]. При этом удельная геомагнитная энергия ~ 10 мДж/кг значительно больше удельной кинетической энергии ~ 0.001 мДж/кг. Введем новый параметр, скажем, E , для отношения кинетической и магнитной энергий, которое здесь равно u_*^2/T_ba . Предлагается считать, что малое $E \ll 1$ является характерным признаком типичной подобной геодинамо системы. Как ни странно, но подобное предположение, похоже, ранее не постулировалось.

При малых отклонениях от устойчивых стационарных точек система к ним возвращается, уменьшая исходное отклонение в e раз за примерно несколько месяцев, что согласуется с самыми короткими здесь геомагнитными периодами, которые, возможно, наиболее ярко проявляются в таких явлениях как джерки.

Вблизи устойчивых стационарных точек существуют и периодические колебания с периодами около нескольких десятилетий, что хорошо соглашается с общеизвестными вековыми геомагнитными варияциями. Все эти и описанные выше временные интервалы также хорошо согласуются с непосредственными наблюдениями, палеомагнитными реконструкциями, численным моделированием и известными теоретическими положениями, см., например, [Arneitz et al., 2021; Panovska et al., 2013; Aubert, 2023; Moffatt and Dormy, 2019; Starchenko, 2014].

Таким образом, полученная из интегральных уравнений наимпростейшая динамическая система позволяет физически обосновать сразу три важнейших характерных времени: диффузионное время (около тысячи лет), время вековых вариаций (десятки лет) и самое короткое время (порядка нескольких месяцев), которое может отвечать джеркам, а возможно еще и другим неисследованным явлениям. При этом определяется новый структурный параметр – косеканс $1/s$ типичного угла между вектором магнитного поля и вектором скорости, который характеризует параллельность магнитного поля и течения проводящей жидкости. Произведение этого косеканса на характерный размер магнитного поля дает еще один новый, по сути, критический параметр L , который на порядок превышает радиус ядра Земли, свидетельствуя о том, что критический уровень возбуждения геодинамо весьма существенно превышен. Актуализируется и другой малоизученный, но, по-видимому, важный параметр – отношение кинетической и магнитной энергий E , которое мало для систем подобных геодинамо. Для самого геодинамо этот параметр $\sim 10^{-4}$ при полученном здесь характерном магнитном поле ~ 10 мТл.

Найдено аналитическое решение полученной динамической системы в условиях типичного для геодинамо доминирования магнитной энергии над кинетической энергией, когда $E \ll 1$. При стационарной во времени положительной мощности силы Архимеда a это аналитическое решение при любом возможном начальном условии со временем асимптотически стремится к постоянным значениям, которые задаются устойчивыми стационарными точками исследуемой динамической системы.

Если мощность силы Архимеда на какое-то время становится отрицательной в результате большой и, по-видимому, маловероятной флуктуации – то возможна убывающая практически до нуля магнитная энергия, которая может быть соотнесена с глобальными катастрофическими экскурсами/инверсиями вблизи частично устой-

чивых стационарных точек. Физически мощность силы Архимеда – это первый член справа в формуле (1). Этот член определяется преимущественно положительным (при работающем динамо) скалярным произведением радиальной компоненты скорости на ускорение, обусловленное силой плавучести Архимеда. Однако при столь высокоразвитой турбулентности как в геодинамо возможны гигантские флуктуации, приводящие к отрицательным значениям рассматриваемого первого члена (1). Очевидно, что такие флуктуации крайне маловероятны для осуществления уменьшения магнитной энергии почти до нуля, поскольку они должны быть для этого весьма велики и непрерывно проявиться на достаточно длительном временном интервале от тысячи лет.

Следует особо отметить, что полученная система принципиально не может напрямую отражать общеизвестные экскурсы или инверсии, поскольку они в первую очередь связаны с дипольной компонентой, которая обычно на несколько порядков (по энергии) меньше рассматриваемой здесь суммарной магнитной энергии геодинамо. Вместе с тем, определенная эволюция энергии может быть предвестником обычной инверсии или экскурса [Gwirtz et. al, 2021]. Однако, обсуждаемые здесь, похоже, впервые, катастрофические, по сути, инверсии/экскурсы с почти нулевой магнитной энергией могут оказаться несравненно разрушительнее всех этих общеизвестных инверсий/экскурсов геомагнитного диполя.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор глубоко признателен обоим анонимным рецензентам, которые своими весьма содержательными замечаниями вдохновили автора на кардинальную переделку и существенное расширение работы, которые качественно улучшили как научное содержание, так и формальное представление этой работы. Особая благодарность первому рецензенту, который весьма плотно прошелся по всему тексту и сделал впечатляющий ряд научных и стилистических замечаний, которые позволили автору внести как новые, так и несравненно более корректные положения, способствующие еще большому улучшению этой работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджета Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН в рамках государственного финансирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Брагинский С.И.*, Магнитная гидродинамика земного ядра // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 4. № 5. С. 898–916. 1964.
- *Водинчар Г.М.* Использование собственных мод колебаний вязкой вращающейся жидкости в задаче крупномасштабного динамо // Вестн. КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. Выпуск 2(7). С. 33–42. 2013. <https://doi.org/10.18454/2079-6641-2013-7-2-33-42>
- *Старченко С.В., Рузмайкин А.А.* Кинематическое – турбулентное геодинамо средних полей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 28. № 3. С. 475–490. 1988.
- *Старченко С.В.* Наблюдательная оценка магнитного поля и параметров геодинамо под поверхностью ядра Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 5. С. 712–718. 2015. <https://doi.org/10.7868/s0016794015050181>
- *Старченко С.В.* Энергетические параметры геодинамо совместимые с аналитическими, численными, палеомагнитными моделями и наблюдениями // Физика Земли. № 5. С. 1–15. 2017. <https://doi.org/10.7868/s0002333717050131>
- *Старченко С.В., Яковleva С.В.* Двухвековая эволюция и статистика времен вариаций энергии потенциально-го геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 5. С. 661–671. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021050138>
- *Старченко С.В., Смирнов А.Ю.* Объемные токи современного магнитного диполя в ядре Земли // Физика Земли. № 4. С. 42–46. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0002333721040086>
- *Юшков Е.В., Соколов Д.Д.* Инверсии геомагнитного поля и динамо-всплески в рамках простой модели геодинамо // Физика Земли. № 4. С. 121–126. 2018.
- *Arneitz P., Leonhardt R., Egli R., Fabian K.* Dipole and Nondipole Evolution of the Historical Geomagnetic Field From Instrumental, Archeomagnetic, and Volcanic Data // JGR Solid Earth. V. 126. issue 10 e2021JB022565. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021jb022565>
- *Aubert J.* State and evolution of the geodynamo from numerical models reaching the physical conditions of Earth's core // Geophys. J. Int. V. 235 (1). P. 468–487. 2023. <https://doi.org/10.1093/gji/ggad229>
- *Aubert J., Finlay C.C.* Geomagnetic jerks and rapid hydromagnetic waves focusing at Earth's core surface // Nat. Geosci. V. 12. P. 393–398. 2019. <https://doi.org/10.1038/s41561-019-0355-1>
- *Bouligand C., Gillet N., Jault D., Schaeffer N., Fournier A., Aubert J.* Frequency spectrum of the geomagnetic field harmonic coefficients from dynamo simulations // Geophys. J. Int. V. 207. P. 1142–1157. 2016. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw326>
- Braginsky S.I., Roberts P.H.* Equations governing convection in the Earth's core and the geodynamo // Geophys. Fluid Dyn. V. 79. P. 1–97. 1995. <https://doi.org/10.1080/03091929508228992>
- *Buffett B.A., Bloxham J.* Energetics of numerical geodynamo models // Geophys. J. Int. V. 149. P. 211–224. 2002. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2002.01644.x>
- *Christensen U., Aubert J., Hulot G.* Conditions for Earth-like geodynamo models // Earth Planet. Sci. Lett. V. 296. P. 487–496. 2010. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2010.06.009>
- *Dumberry M., Mound J.* Inner core–mantle gravitational locking and the super-rotation of the inner core // Geophys. J. Int. V. 181. P. 806–817. 2010. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2010.04563.x>
- *Glatzmaier G.A., Roberts P.H.* A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle // Phys. Earth Planet. Int. V. 91(1–3). P. 63–75. 1995.
- *Gwirtz K., Morfeld M., Fournier A., Hulot G.* Can one use Earth's magnetic axial dipole field intensity to predict reversals? // Geophys. J. Int. V. 225. P. 277–297. 2021. <https://doi.org/10.1093/gji/ggaa542>
- *Jacobs J.A.* The Earth's core // Academic Press, London, New York, San Francisco. 1975.
- *Krause F., Rädler K.-H.* Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory // Pergamon Press, Oxford. 1980.
- *Lowes F.J.* Possible evidence on core evolution from geomagnetic dynamo theories // Phys. Earth Planet. Int. V. 2. P. 382–385. 1970.
- *Moffatt K.H., Dormy E.* Self-exciting fluid dynamos // Cambridge texts in applied mathematics. Cambridge University Press, Cambridge. 2019. <https://doi.org/10.1080/03091929.2019.1690203>
- *Shebalin J.V.* Magnetohydrodynamic turbulence and the geodynamo // Phys. Earth Planet. Inter. V. 285. P. 59–75. 2018. <https://doi.org/10.3390/fluids6030099>
- *Panovska S., Finlay C.C., Hirt A.M.* Observed periodicities and the spectrum of field variations in Holocene magnetic records // Earth Planet. Sci. Lett. V. 379. P. 88–94. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.08.010>
- *Starchenko S.V.* Analytic scaling laws in planetary dynamo models // Geophys. Astroph. Fluid Dyn. V. 113. № 1–2. P. 71–79. 2019. <https://doi.org/10.1080/03091929.2018.1551531>
- *Starchenko S.V.* Analytic base of geodynamo-like scaling laws in the planets, geomagnetic periodicities and inversions // Geomagnetism and Aeronomy. V. 54. № 6. P. 694–701. 2014. <https://doi.org/10.1080/03091929.2018.1551531>
- *Starchenko S.V., Jones C.A.* Typical velocities and magnetic field strengths in planetary interiors // Icarus. V. 157 (2). P. 426–435. 2002. <https://doi.org/10.1006/icar.2002.6842>
- *Wicht J., Sanchez S.* Advances in geodynamo modeling // Geophys. Astroph. Fluid Dyn., V. 113. № 1–2. P. 2–50. 2019. <https://doi.org/10.1080/03091929.2019.1597074>

The Simple Model of the Evolution of Magnetic and Kinetic Energy of Geodynamo

S. V. Starchenko*

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

*e-mail: sstarchenko@mail.ru

The induction and momentum equations are simplified to a dynamical system for the kinetic and magnetic energies in the Earth's core. Stable stationary points of this system give a geomagnetic field of ~ 10 mT and the cosecant of the angle between the magnetic field vector and the fluid velocity vector is on average about 500 at a known speed of ~ 1 mm/sec and a generally accepted dynamo power of ~ 1 TW. With a generally known typical geomagnetic time of the order of a thousand years, harmonic secular variations of the order of several decades and rapid exponential changes of the order of several months, possibly associated with jerks, were obtained. All this is in good agreement with dynamo theory, paleomagnetic reconstructions, numerical modeling and observations. Geomagnetic energy ~ 10 mJ/kg is four orders of magnitude greater than kinetic energy. Under conditions of such dominance of magnetic energy, an analytical solution was obtained, which over time converges to stable stationary points. Apparently unlikely catastrophes with virtually zero magnetic energy near partially stable stationary points are discussed.

Keywords: geodynamo, dynamic system, kinetic energy, magnetic energy, magnetic catastrophe.