

ISSN 0016-7940

Том 63, Номер 3

Май - Июнь 2023



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

www.sciencejournals.ru

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 3, 2023

Крупномасштабные возмущения солнечного ветра по данным радиопросвечивания с космического аппарата MARS EXPRESS и локальных измерений на космическом аппарате WIND

А. И. Ефимов, В. М. Смирнов, И. В. Чашей, А. С. Набатов 275

Влияние цикла Глейсберга на вариации периода 11-летнего цикла солнечной активности в 1700–2021 гг.

Н. Г. Птицына, И. М. Демина 284

Ветви резонансного ультранизкочастотного поглощения в магнитосфере Земли

В. И. Бадин 298

Выделение солнечно-суточной анизотропии космических лучей локальным и глобальным методами

*А. В. Белов, Н. С. Шлык, М. А. Абунина, А. А. Абунин,
В. А. Оленева, В. Г. Янке, А. А. Мелкумян* 306

Прогнозирование изолированных суббурь пакетом параллельных нейросетей

*Н. А. Бархатов, С. Е. Ревунов, О. М. Бархатова,
Е. А. Ревунова, В. Г. Воробьев* 321

Особенности полярных суббурь: анализ отдельных событий

*Н. Г. Клейменова, Л. И. Громова, И. В. Дэспирак,
Л. М. Малышева, С. В. Громов, А. А. Любчик* 327

Возмущения в магнитосфере и ионосфере в отсутствие пятен на Солнце

Т. Л. Гуляева 340

Эффективность относительного δ -параметра Барбье при поиске ионосферных предвестников землетрясений

С. А. Пулинец, В. В. Хегай, А. Д. Легенька, Л. П. Корсунова 349

Береговой эффект в горизонтальных компонентах электрического поля

*В. С. Исмагилов, Ю. А. Копытенко, М. С. Петрищев,
П. А. Сергушин, А. В. Петленко* 358

Уточненная пространственно-временная модель поля ускорений главного магнитного поля на поверхности Земли и геомагнитные джерки

А. О. Симонян, М. В. Оганян 366

Тепловой режим литосферы под полуостровом Таймыр по геомагнитным данным

А. И. Филиппова, С. В. Филиппов 391

ДИСКУССИИ

Оценка средних значений чисел Вольфа циклов минимума Дальтона по характеристикам достоверных циклов ряда

И. Г. Шибает 403

УДК 523.98

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ДАННЫМ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА MARS EXPRESS И ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ WIND

© 2023 г. А. И. Ефимов¹, *, В. М. Смирнов¹, И. В. Чашей², А. С. Набатов¹

¹Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН (ФИРЭ РАН), Фрязино, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия

*e-mail: efimov@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 18.11.2022 г.

После доработки 11.01.2023 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Представлены результаты экспериментов радиопросвечивания околосолнечной плазмы сигналами спутника Марса Mars Express. В области гелиоцентрических расстояний прицельной точки лучевой линии 8–13 солнечных радиусов измерялись флуктуации частоты просвечивающих радиосигналов. В ходе проведения экспериментов как на восточном, так и на западном лимбах зафиксированы резкие усиления дисперсии флуктуаций частоты. В измерениях вблизи орбиты Земли на космическом аппарате Wind в смежные периоды с запаздыванием на 5–17 сут регистрировались увеличения концентрации протонов и напряженности магнитного поля, которые в 7–15 раз превышают фоновые значения. Сравнение между данными, относящимися к внутреннему и околоземному солнечному ветру, позволяет сделать вывод, что наблюдавшиеся возмущения связаны с одной и той же вращающейся с Солнцем областью солнечной короны.

DOI: 10.31857/S0016794022600661, EDN: POETYC

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [Ефимов и др., 2019, 2020, 2021] обнаружено, что крупномасштабные возмущения приводят к усилению флуктуаций частоты зондирующих околосолнечную плазму радиоволн. После этого через промежуток времени, превышающий четверть периода вращения Солнца, фиксируется значительное увеличение концентрации заряженных частиц вблизи орбиты Земли и еще через четверть оборота регистрируется увеличение флуктуаций при прохождении радиоволн через область, расположенную к западу от Солнца. Такая последовательность событий обусловлена коротящими крупномасштабными возмущениями, формирующимися при взаимодействии медленных и быстрых потоков солнечного ветра.

Цель настоящей работы, которая является продолжением работ [Ефимов и др., 2019, 2020, 2021], состояла в исследовании крупномасштабных возмущений, наблюдавшихся во внутреннем солнечном ветре и в околоземной плазме в период с 18 августа по 22 октября 2004 г. Также исследуемыми характеристиками зондирующих радио-

волн являлись вариации интенсивности (средне-квадратичное отклонение) и формы временных спектров флуктуаций частоты S- и X-диапазонов.

2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ В 2004 г.

В течение 2004 г. были выполнены продолжительные эксперименты по радиозондированию околосолнечной плазмы дециметровыми (S-диапазон, длина волны $\lambda_1 = 13.1$ см) и сантиметровыми (X-диапазон, длина волны $\lambda_2 = 3.56$ см) сигналами спутника Mars Express. Геометрическая картина радиозондирования иллюстрируется рис. 1, на котором для каждого дня 2004 г. показано положение проекций лучевых линий КА–Земля на картинную плоскость для космического аппарата Mars Express. По горизонтальной оси указаны расстояния от центрального меридиана в единицах солнечного радиуса $R_\odot$, по вертикальной оси – расстояния от экваториальной плоскости. В течение всего времени с 18 августа по 22 октября 2004 г. зондировались области, расположенные к северу от экватора.

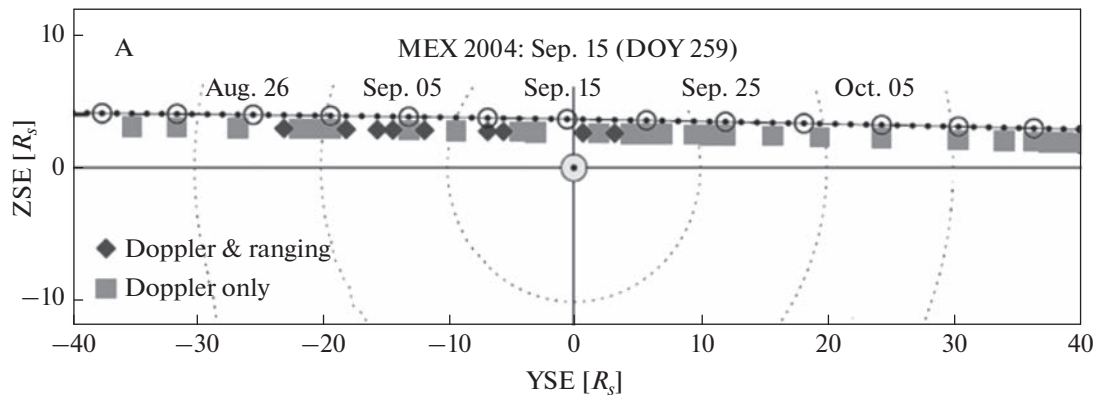


Рис. 1. Геометрия верхнего соединения, как видно с Земли в солнечной эклиптической системе координат [Pätzold et al., 2012].

Геометрические факторы экспериментов радиозондирования представлены в табл. 1, в которой даты проведения экспериментов указаны еще и в виде дней года. Наибольшее приближение лучевой линии к центру Солнца достигалось 15 сентября 2004 г. (DOY 259) и составляло $3.6R_s$ на участке захода космического аппарата за Солнце и 16 сентября 2004 г. (DOY 260), когда прицельное расстояние R составляло $3.85R_s$.

Исследуемыми характеристиками зондирующих радиоволн являлись интенсивность (среднеквадратичное отклонение) и форма временных спектров флуктуаций частоты S- и X-диапазонов, а также дифференциальной частоты.

3. НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ
В ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

При реализации предварительной обработки радиоданных, полученных в экспериментах зондирования околосолнечной плазмы сигналами спутника Марса Mars Express, перемещавшегося

за Солнцем, использовались два алгоритма, дополнявших друг друга.

Первый алгоритм применялся для определения радиальных зависимостей интенсивности флуктуаций частоты S-диапазона ($\lambda_1 = 13.1$ см) и X-диапазона ($\lambda_2 = 3.56$ см). На рис. 2 приводятся результаты обработки флуктуаций частоты, полученные на фазе захода КА Mars Express за диск Солнца и выходе из-за него [Ефимов и др., 2013]. Темными кружками показаны среднеквадратичные значения флуктуаций частоты дециметрового диапазона σ_S , полыми кружками — аналогичные характеристики для сантиметрового диапазона σ_X . Уменьшение среднеквадратичных значений флуктуаций частоты сигналов S- и X-диапазонов с увеличением прицельного расстояния R может быть аппроксимировано степенными функциями вида

$$\sigma_f = A_i(R/R_s)^{-m_i}, \tag{1}$$

где m — показатель степени функции;
 i — S- или X-диапазон;
 R — прицельное расстояние радиолуча;
 $R_s = 0.697 \times 10^6$ км — радиус Солнца.

$$\begin{aligned} A_{S \text{ in}} &= 16.836 \text{ Гц} & m_{S \text{ in}} &= 1.90 \\ A_{X \text{ in}} &= 7.202 \text{ Гц} & m_{X \text{ in}} &= 1.87 \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{на участке захода КА за Солнце,} \\ \text{на участке выхода КА из-за Солнца.} \end{array} \right.$$
$$\begin{aligned} A_{S \text{ egr}} &= 20.712 \text{ Гц} & m_{S \text{ egr}} &= 1.91 \\ A_{X \text{ egr}} &= 8.340 \text{ Гц} & m_{X \text{ egr}} &= 1.86 \end{aligned}$$

Таблица 1. Условия радиозондирования околосолнечной плазмы сигналами спутника Марса Mars Express в 2004 г.

Дни 2004 г.		Прицельное расстояние R/R_s	
заход (Ingress)	выход (Egress)	заход (Ingress)	выход (Egress)
231–259	260–296	32.20–3.60	3.85–46.74
18 августа–15 сентября	16 сентября–22 октября		

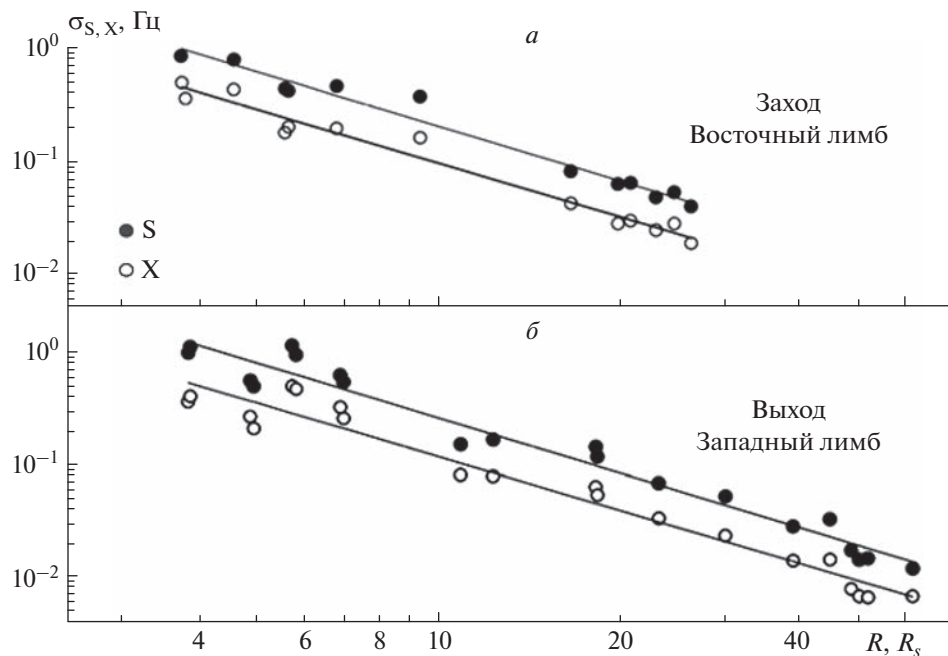


Рис. 2. Радиальные зависимости среднеквадратичных значений флуктуаций частоты сигналов S- и X-диапазонов по данным экспериментов радиозондирования с КА Mars Express в 2004 г. [Ефимов и др., 2013]. (а) — 18 августа–15 сентября 2004 г.; (б) — 17 сентября–22 октября 2004 г.

Показатели степени m_S , m_X близки друг к другу, что свидетельствует о том, что корональные структуры на обеих сторонах Солнца подобны и стабильны в период с 18 августа по 22 октября 2004 г.

Второй алгоритм использовался для поиска временных изменений уровня флуктуаций дифференциальной частоты σ_D , которая является комбинацией частот S- и X-диапазонов и целиком зависит от характеристик плазмы, через которую распространяются радиоволны [Pätzold et al., 2012]. Изучаемыми характеристиками в этом случае были уровень флуктуаций дифференциальной частоты σ_D и вариации интегральной электронной концентрации ΔN_i плазмы вдоль трассы радиозондирования на участках захода КА Mars Express за Солнце (восточный лимб) и при выходе из-за Солнца (западный лимб). Среднеквадратичные значения дифференциальной частоты σ_D , взятые из публикации [Pätzold et al., 2012], представлены в табл. 2 и на рис. 3 в виде зависимостей σ_D от прицельного расстояния радиолуча R , выраженного в единицах солнечного радиуса R_s . Штриховые прямые на рис. 3 являются расчетными зависимостями $\sigma(R/R_s)$, следующими из соотношения (1) для флуктуаций частоты дециметровых (S-диапазон) радиоволн. Значения σ_S даны в табл. 3 для прицельных расстояний $R/R_s = 4; 10; 20; 30; 40$ для фазы захода космического аппарата за Солнце ($\sigma_{S\text{in}}$) и для фазы выхода ($\sigma_{S\text{egr}}$). Измеряемые статистические парамет-

ры флуктуаций частоты пропорциональны среднеквадратичным флуктуациям концентрации плазмы и скорости солнечного ветра вблизи прицельной точки луча зрения.

Анализ представленных данных позволяет сделать следующие выводы.

В большинстве случаев значения σ_D могут быть определены приближенно на основе радиальных зависимостей, полученных при анализе вариаций частоты в дециметровом диапазоне волн (1). Исключение составляют случаи, когда отклонения от средних зависимостей $\sigma_S(R)$ превышают ошибки измерений. Такие случаи необходимо подвергнуть дополнительному анализу. На участке захода космического аппарата за Солнце (восточный лимб) таким событием следует считать наблюдение резкого, почти на порядок, возрастания интенсивности флуктуаций дифференциальной частоты при прохождении лучевой линии на расстоянии $R = 13R_s$ от центра Солнца. На участке выхода космического аппарата из-за диска Солнца (западный лимб) при удалении лучевой линии на расстояние $R = 8.5R_s$ от его центра, когда уровень флуктуаций превышает ожидаемое значение более чем в 7 раз. Другое событие, зарегистрированное на западном лимбе, может быть расположено на таком же расстоянии, как на восточном $R = 13.1R_s$, но имеет меньшую амплитуду: превышение измеренного значения над ожидаемым составляет ~ 2.5 раза.

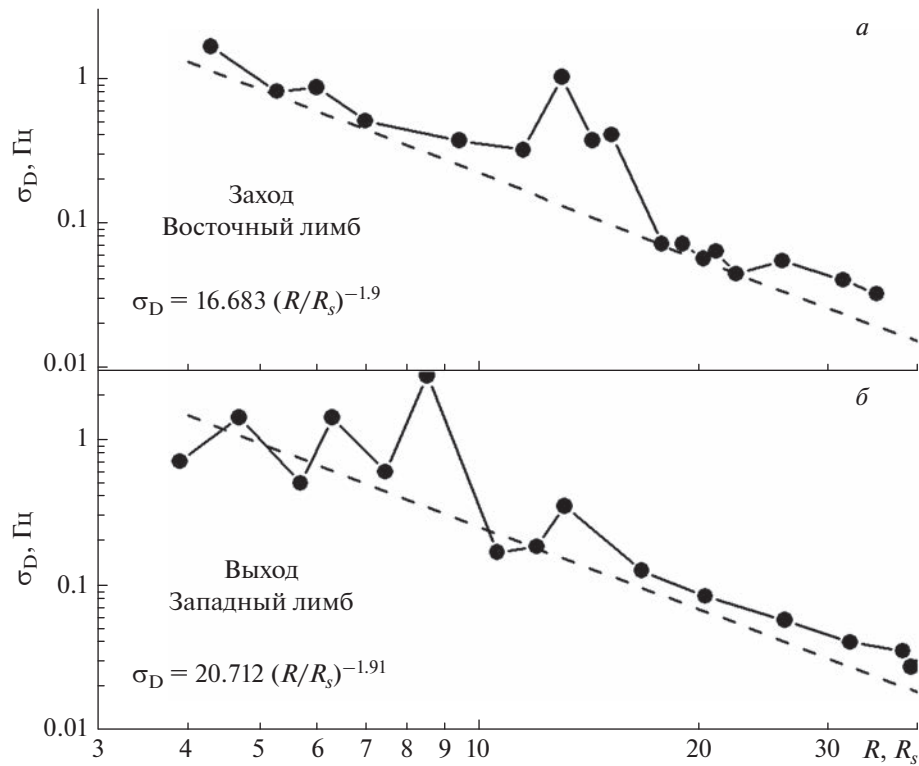


Рис. 3. Зависимости дисперсии флуктуаций дифференциальной частоты от прицельного расстояния радиолуча при зондировании восточной области (а) и западной области (б) сверхкороны [Pätzold et al., 2012].

Таблица 2. Флуктуации приведенной разности частот (дифференциальной частоты) спутника Mars Express при радиозондировании околосолнечной плазмы в 2004 г.

Восточный лимб $\sigma_D = 16.683 (R/R_s)^{-1.90}$				Западный лимб $\sigma_D = 20.712 (R/R_s)^{-1.91}$			
дата 2004 г.	DOY 2004 г.	R/R_s	σ_f , Гц	дата 2004 г.	DOY 2004 г.	σ_f , Гц	R/R_s
19.8 авг.	231.8	35.0	0.032	15.0 сент.	259.0	0.706	3.9
21.7 авг.	234.7	31.5	0.04	17.5 сент.	261.5	1.42	4.7
26.0 авг.	239.0	26.0	0.054	19.0 сент.	263.0	0.5	5.7
29.0 авг.	242.0	22.5	0.044	19.6 сент.	263.6	1.42	6.3
30.2 авг.	243.2	21.1	0.063	20.6 сент.	264.6	0.6	7.45
30.8 авг.	243.8	20.3	0.056	21.6 сент.	265.6	2.75	8.5
31.0 авг.	244.9	19.0	0.071	23.0 сент.	267.0	0.167	10.6
01.8 сент.	245.8	17.8	0.071	24.2 сент.	268.2	0.183	12.0
04.0 сент.	248.0	15.2	0.4	25.2 сент.	269.2	0.348	13.1
04.7 сент.	248.7	14.3	0.365	28.2 сент.	272.2	0.125	16.7
05.8 сент.	249.8	13.0	1.0	01.3 окт.	275.3	0.083	20.4
07.0 сент.	251.0	11.5	0.315	06.2 окт.	280.2	0.057	26.2
08.8 сент.	252.8	9.4	0.365	11.2 окт.	285.2	0.04	32.2
10.7 сент.	252.8	7.0	0.5	16.3 окт.	290.3	0.035	38.0
11.4 сент.	255.7	6.0	0.85	17.1 окт.	291.1	0.027	39.0
12.0 сент.	256.0	5.3	0.795				
13.6 сент.	257.6	4.3	1.62				

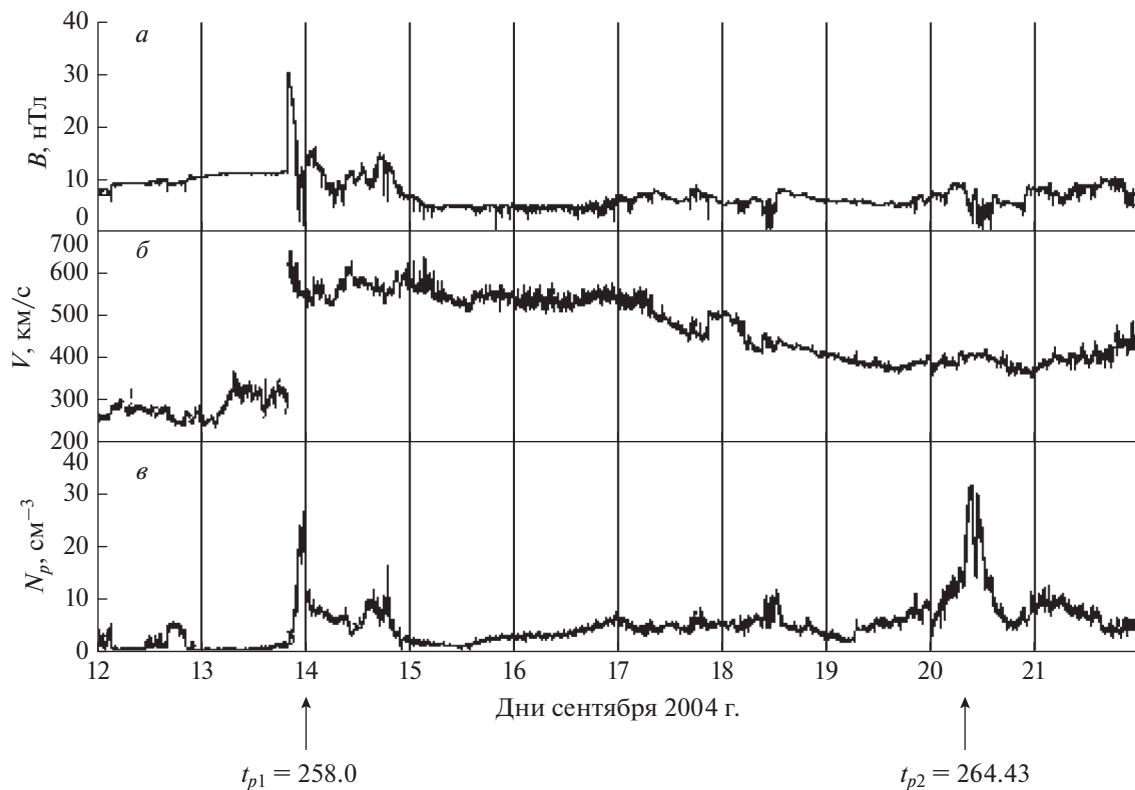


Рис. 4. Зависимости индукции магнитного поля B (рис. 4а), скорости движения потоков плазмы V (рис. 4б) и концентрации протонов N_p (рис. 4в) на орбите Земли по данным КА Wind в период с 12 по 21 сентября 2004 г. (DOY 256–265).

Очевидно, эти три события связаны с проявлением специфической структуры сверхкороны Солнца.

4. НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ВБЛИЗИ ОРБИТЫ ЗЕМЛИ В ПЕРИОД ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

На рис. 4 представлены материалы измерений характеристик плазмы вблизи орбиты Земли в момент времени, смещенный относительно радиозатменных наблюдений на интервал, равный времени движения потоков плазмы солнечного ветра от Солнца до КА Wind.

Первое событие на орбите Земли было зарегистрировано 14 сентября 2004 г. (DOY 258) и характеризовалось значительным увеличением

индукции магнитного поля B приблизительно в 6 раз по сравнению с фоновым значением $B_{\text{ф}} \approx 5$ нТл (рис. 4а) и таким же возрастанием концентрации протонов N_p (рис. 4в). В этот же промежуток времени наблюдались увеличения скорости движения потоков плазмы V — сначала от 240 до 300 км/с, а затем от 300 до 600 км/с (рис. 4б).

Второе событие зафиксировано 20 сентября 2004 г. (DOY 264.43) и заключалось в шестикратном увеличении концентрации протонов. Другие характеристики плазмы (магнитного поля B и скорости движения потоков плазмы V) существенно не изменились.

Таблица 1 позволяет воспроизвести временную динамику событий, происходивших при реализации экспериментов радиозондирования околосолнечной плазмы сигналами спутника Mars Express в период с 28 августа по 22 сентября 2004 г.,

Таблица 3. Расчетные значения интенсивности флуктуаций частоты радиосигналов дециметрового диапазона при зондировании околосолнечной плазмы в августе—октябре 2004 г.

Прицельное расстояние, R/R_s	4	10	20	30	40
$\sigma_{S \text{ in}}, \text{ Гц}$	1.27	0.22	0.055	0.0855	0.0150
$\sigma_{S \text{ egr}}, \text{ Гц}$	1.46	0.25	0.068	0.0310	0.0180

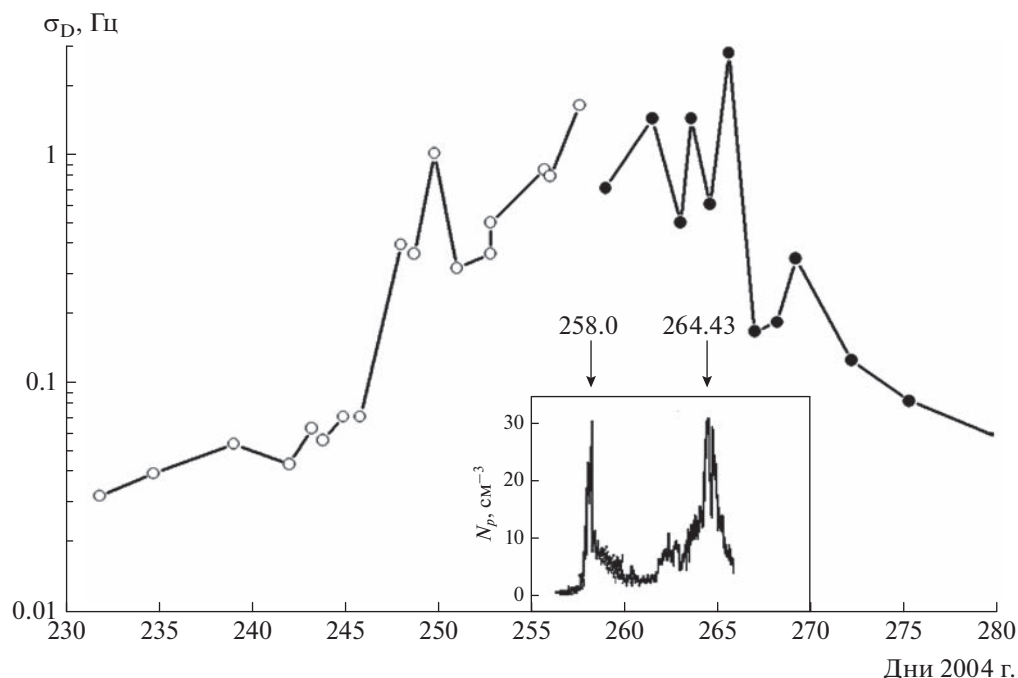


Рис. 5. Дисперсия флуктуаций дифференциальной частоты σ_D сигналов КА Mars Express при зондировании плазмы на восточном лимбе (светлые кружки) и на западном лимбе (темные кружки).

и явления на орбите Земли в смежные промежутки времени, зарегистрированные приборами КА Wind. Графическая картина этих связанных между собой процессов представлена на рис. 5. По горизонтальной оси указаны дни 2004 г., по вертикальной оси — наблюдавшиеся в эти даты среднеквадратичные значения σ_D флуктуаций дифференциальной частоты зондировавших солнечный ветер сигналов спутника Mars Express. По этой же оси указаны времена наблюдений резкого увеличения концентрации протонов на орбите Земли $t_{p1} = 258.0$ и $t_{p2} = 264.43$. Представленные материалы дают возможность проследить последовательность событий вблизи Солнца и в окрестности Земли.

При заходе спутника Mars Express за Солнце радиосигналы зондировали области сверхкороны, расположенные к востоку от центра Солнца с 19 августа (DOY 231.84) до 13 сентября (DOY 257.6) 2004 г. Максимум флуктуаций дифференциальной частоты $\sigma_{D \max} = 1.00$ Гц был зарегистрирован 5 сентября 2004 г. точное время $t_{p1} = 249.8$. Следующее событие — резкое увеличение концентрации протонов — было зарегистрировано 14 сентября 2004 г. (DOY 258). Третье событие также наблюдалось у Земли — вторично концентрация протонов увеличилась в шесть раз ($N_{p2} = 25 \text{ см}^{-3}$). Точное время второго максимума 20 сентября 2004 г. ($t_{p2} = 264.43$) отличается от времени первого максимума на 6.43 сут, что близ-

ко к величине, равной четверти периода вращения Солнца ($T = 27$ сут).

После выхода космического аппарата Mars Express из-за диска Солнца радиосигналы зондировали области сверхкороны, расположенные к западу от центра Солнца. При удалении радиолинии от центра Солнца на расстояние $R = 8.35$ радиусов Солнца R_s т.е. UT = 15:00 (DOY 265.625) было зарегистрировано многократное увеличение флуктуаций дифференциальной частоты зондировавших околосолнечную плазму радиоволн. Это событие произошло спустя 15.8 сут после генерации возмущения на восточном лимбе Солнца (5 сентября 2004 г., DOY 249.8) и через сутки (264.43) после второго максимума концентрации протонов вблизи орбиты Земли.

5. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ВОЗМУЩЕНИЙ

Восточный лимб—Околоземная плазма—Западный лимб

Из табл. 1, рис. 3 и 5 следует, что 5 сентября 2004 г. UT = 14:00 (полное время $t = 249.8$) при заходе за Солнце спутника Mars Express на восточном лимбе было зарегистрировано восьмикратное увеличение интенсивности флуктуаций дифференциальной частоты. Это событие ассоциировалось с увеличением концентрации электронов в области сверхкороны, удаленной от центра Солнца на расстояние $R = 13R_s$. Долгоживущие

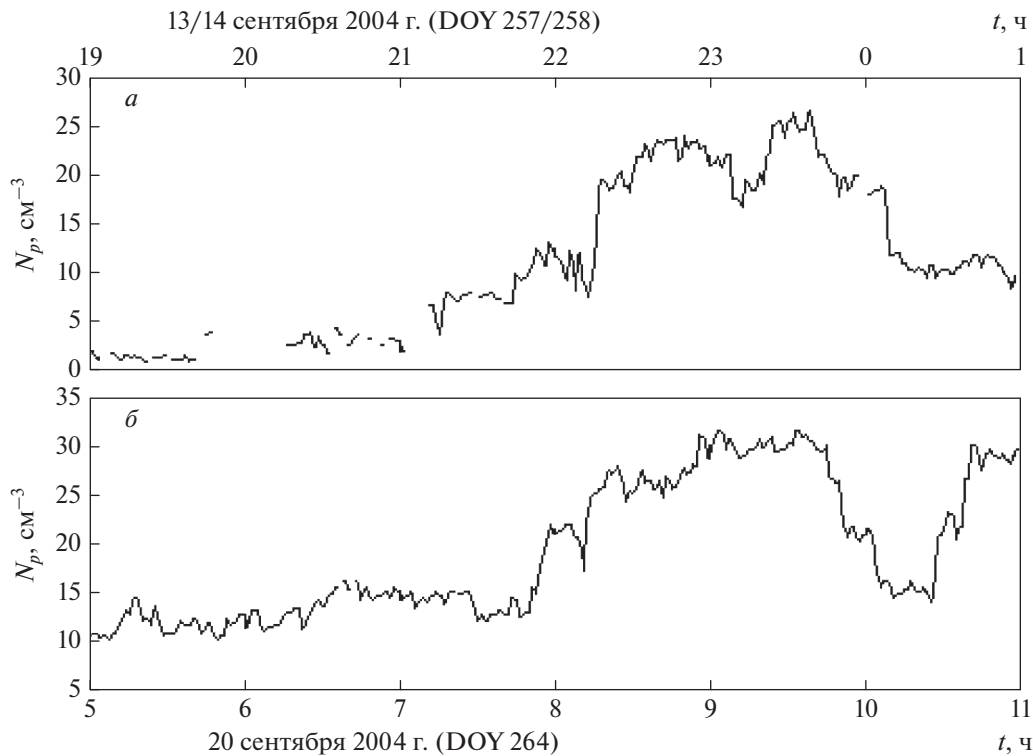


Рис. 6. Одноминутные значения концентрации протонов N_p вблизи орбиты Земли по данным КА Wind в период проведения экспериментов радиозондирования околосолнечной плазмы сигналами КА Mars Express в 2004 г.

(а) DOY 257/258 (13/14 сентября) 2004 г., UT = 19:00–02:00.

(б) DOY 264 (20 сентября) 2004 г., UT = 05:00–12:00.

возмущения с повышенным уровнем турбулентности вращаются с периодом $\sim T = 27$ сут. При этом скорость плазмы направлена радиально.

Если возмущение наблюдалось на восточном лимбе в момент времени t_0 , то соответствующее возмущение от той же области, переместившейся к центральному меридиану, достигает орбиты Земли в момент времени

$$t_0 + T/4 + \tau_2 = t_2,$$

где второе и третье слагаемые соответствуют повороту от востока до центрального меридиана и распространению от Солнца до Земли со средней скоростью V_2 . Это событие проявляется во втором повышении концентрации протонов до величины

$$N_{p \max 2} = 30 \text{ см}^{-3}.$$

При этом первое усиление концентрации плазмы на рис. 4, DOY 258.0, связано с областью короны Солнца, которая опережает второй максимум примерно на четверть периода и находилась вблизи центрального меридиана около DOY 255. Два события, по всей видимости, ассоциируются с разными возмущенными потоками (секторная структура), поскольку они могут быть связаны с одним и тем же крупномасштабным возмущением

только при условии, что его протяженность по долготе превышает 90° .

Наблюдавшаяся на восточном лимбе область повышенной концентрации за счет вращения Солнца достигает западного лимба в момент времени

$$t_3 = t_0 + T/2,$$

что в данных радиопросвечивания проявилось в сильных флуктуациях дифференциальной частоты зондирующих сверхкорону Солнца на расстоянии $R = 8.5R_s$ радиосигналов спутника Mars Express.

На рис. 6 представлены одноминутные значения концентрации протонов на орбите Земли, полученные в двух интервалах измерений на борту КА Wind, выполненные в период с 12 сентября по 21 сентября 2004 г. (DOY 258–264). Именно в этих интервалах, примыкающих к периоду проведения экспериментов радиозондирования околосолнечной плазмы, были зарегистрированы самые высокие значения концентрации протонов $N_{p \max 1} = 25 \text{ см}^{-3}$ и $N_{p \max 2} = 30 \text{ см}^{-3}$. Первый интервал измерений начинался 13 сентября 2004 г., UT 19:00, DOY 257 и завершился 14 сентября 2004 г., UT – 02:00, DOY 258 [Ефимов и др., 2019, рис. 6а].

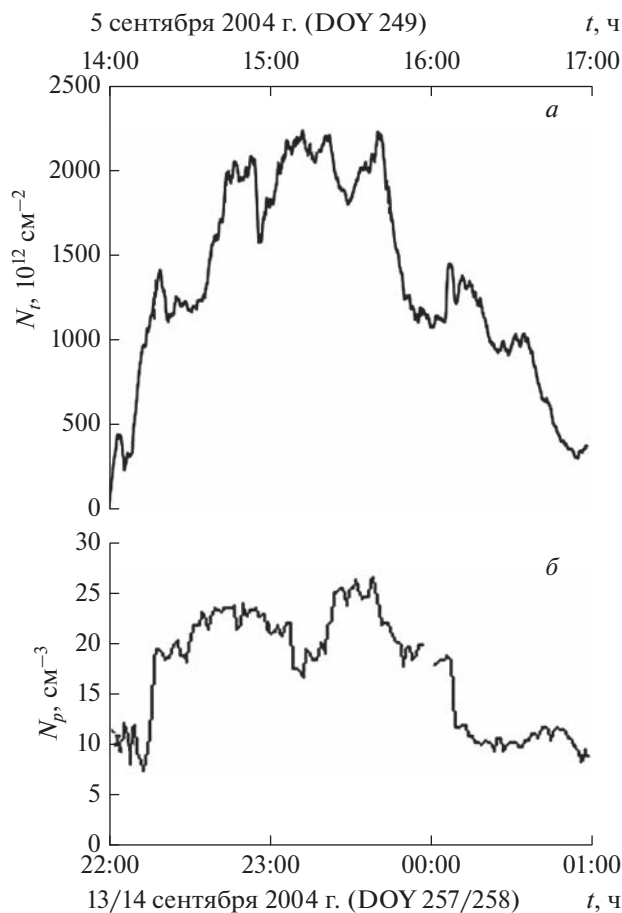


Рис. 7. (а) – Изменения интегральной электронной концентрации N_r при радиозондировании 5 сентября 2004 г. (DOY 249, UT 14:00–17:00) расположенной к востоку от центра Солнца сверхкороны на прицельном расстоянии $R = 13R_s$ [Pätzold et al., 2012]. (б) – Изменения концентрации протонов N_p на орбите Земли по данным КА Wind 13 и 14 сентября 2004 г. (DOY 257/258, UT 22:00–01:00).

Видно, что повышенные значения N_p были измерены в интервале UT = 21:40–00:20, т.е. в течение $\Delta t_1 = 2$ ч 40 мин. Максимальное значение $N_{p \max 1}$ превосходило фоновое значение $N_{01} = 5$ частиц в см^3 в 5 раз. Аналогичные значения для второго интервала измерений 20 сентября 2004 г. составляли UT = 08:00–11:00, $\Delta t_2 = 3$ ч 00 мин, $N_{p \max 2}/N_{02} = 30/10 = 3$. Из рис. 6 видно, что временные профили концентрации для двух разнесенных на четверть периода возмущений оказываются качественно сходными.

На рис. 7 представлены результаты сопоставления измерений в 2004 г., выполненных в двух разнесенных в пространстве на большое расстояние (~ 1 а.е.) областях гелиосферы. На рис. 7а показаны изменения интегральной электронной концентрации при радиозондировании около-солнечной плазмы сигналами заходившего за

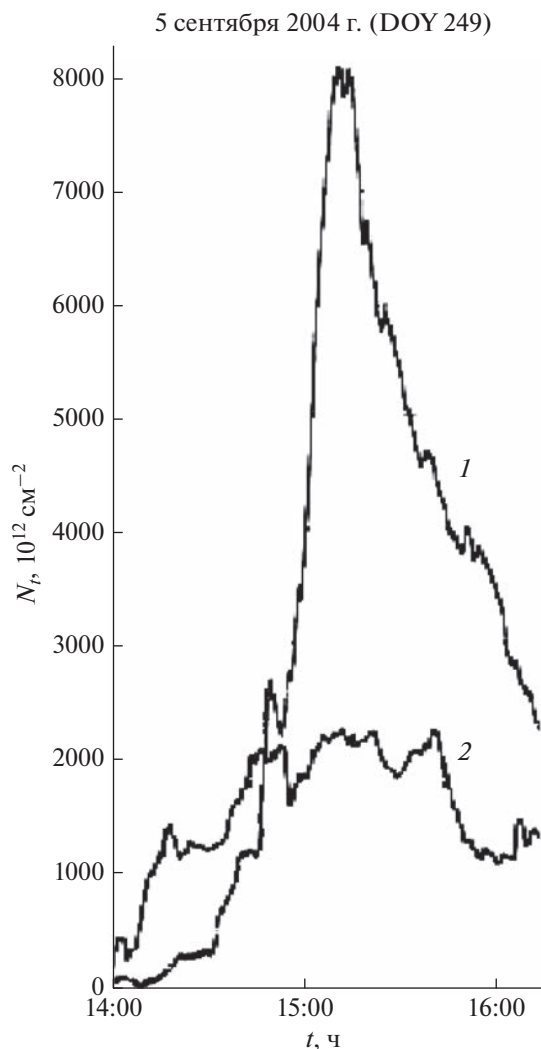


Рис. 8. Изменения интегральной электронной концентрации N_r при радиозондировании сверхкороны на западном лимбе при удалении $8.5R_s$ (1) и на восточном лимбе на удалении $13R_s$ от центра Солнца (2).

Солнце спутника Марса Mars Express 5 сентября 2004 г. (DOY 249, UT 14:00–17:00).

В это время линия радиосвязи со спутником Марса проходила через расположенные к востоку от Солнца области сверхкороны на прицельном расстоянии $R = 13R_s$ [Pätzold et al., 2012]. По горизонтали указано время проведения эксперимента и регистрации частоты, по вертикальной оси – одномоментные значения интегральной электронной концентрации в единицах 10^{12} см^{-2} . Изучаемая характеристика N_r за время измерений $\Delta t_N = 3$ ч изменяется в пределах от 20–50 единиц (фоновое значение N_{r0}) до значений ~ 2200 –2500.

На рис. 7б показаны одномоментные значения концентрации протонов N_p на орбите Земли, измеренные на борту КА Wind 13 и 14 сентября 2004 г.

(DOY 257/258, UT 22:00–01:00). Максимальное значение $N_{p \max} = 25 \text{ см}^{-3}$ достигается 13 сентября 2004 г. UT 23:40 и совпадает с аналогичным максимумом $N_{i \max}$, но зарегистрированным раньше – 5 сентября 2004 г. (DOY 249, UT 15:40).

Из рис. 7 следует, что процессы, происходящие в окрестности Солнца и на орбите Земли, подобны друг другу, но сдвинуты по времени. Действительно, и интегральная электронная концентрация N_i , и плотность протонов на орбите Земли отличаются от фоновых значений лишь в ограниченном интервале времени наблюдений, который составляет около трех часов. Превышение максимальных значений над соответствующими фоновыми уровнями $N_{i \max}$ и $N_{p \max}$ в ~ 3.5 раза. Время запаздывания событий на орбите Земли по сравнению с явлениями у Солнца составляет 8 сут 8 ч, так что скорость трансляции процессов из одной области гелиосферы в другую $V = 210 \text{ км/с}$.

Таким образом, подтвержден полученный ранее результат [Ефимов и др., 2021] о том, что при детектировании усиления флуктуаций частоты на восточном лимбе в экспериментах радиопросвечивания может рассматриваться как предвестник прихода к Земле структур типа SIR/CIR со временем опережения 7.8 сут.

На рис. 8 представлены результаты сопоставления событий, происходивших в 2004 г. в областях сверхкороны, расположенных к востоку от центра Солнца на гелиоцентрическом расстоянии $13R_s$ и к западу от центра на более близком расстоянии, равном $8.5R_s$. Можно утверждать, что и в этом случае длительность возмущений составляет в обоих случаях около трех часов, а максимум интегральной электронной концентрации $N_{i \max}$ сильно возрастает при уменьшении расстояния от центра Солнца от $2.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при $R = 13R_s$ до $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при $R = 8.5R_s$. Это объясняется различием концентраций заряженных частиц в 4 раза.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возмущения во внутреннем солнечном ветре могут быть детектированы при непрерывном радиозондировании солнечного ветра сигналами движущихся за Солнцем радиоисточников естественного или искусственного происхождения. Эффективность исследования возрастает при использовании монохроматических источников зондирования, обладающих высокой стабильностью по частоте и интенсивности. В экспериментах 2004 г. исследуемыми характеристиками являлись частота зондировавших околосолнечную плазму сигналов двигавшегося за Солнцем спут-

ника Марса Mars Express и концентрация протонов вблизи орбиты Земли, измеренная бортовыми приборами KA Wind. Регистрация на участке захода производилась регулярно с 19 августа по 13 сентября 2004 г. (DOY 231–257) при уменьшении прицельного расстояния R от $35R_s$ до $4.3R_s$. В этом интервале изменения прицельного расстояния интенсивность флуктуаций дифференциальной частоты описывается степенной функцией (1). Усиления концентрации плазмы вблизи орбиты Земли происходят после усиления флуктуаций частоты на восточном лимбе. Возмущения на западном лимбе могут фиксироваться после их регистрации у орбиты Земли. При этом время запаздывания в обоих случаях составляет около четверти периода вращения Солнца.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны М. Бёрду и М. Петцольду за предоставленные данные экспериментов радиопросвечивания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Смирнов В.М., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М. Возмущенные потоки во внутреннем солнечном ветре и вблизи орбиты Земли // Космич. исслед. Т. 57. № 6. С. 440–450. 2019.
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Чашей И.В., Коломиец С.Ф., Бёрд М.К., Петцольд М. Наблюдение возмущенных плазменных структур в окрестности Солнца и околоземном пространстве методами радиозондирования и локальных измерений // Космич. исслед. Т. 58. № 6. С. 495–502. 2020.
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Смирнов В.М., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М. Детектирование области повышенной турбулентности сверхкороны Солнца с использованием спутников *Venus-Express* и *Mars-Express* // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 3. С. 275–281. 2021.
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Рудаиш В.К., Самознаев Л.Н., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М. Частотные флуктуации когерентных сигналов космических аппаратов, наблюдавшиеся при двухчастотном радиозондировании околосолнечной плазмы в 2004–2008 г. // Космич. исслед. Т. 51. № 1. С. 17–27. 2013.
- Pätzold M., Hahn M., Tellmann S., Häusler B., Bird M.K., Tyler G.L., Asmar S.W., Tsurutani B.T. Coronal density structures and CMEs: Superior solar conjunctions of *Mars Express*, *Venus Express*, and *Rosetta*: 2004, 2006, and 2008 // Solar Phys. V. 279. P. 127–152. 2012.

УДК 523–62,523.9

ВЛИЯНИЕ ЦИКЛА ГЛЕЙСБЕРГА НА ВАРИАЦИИ ПЕРИОДА 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 1700–2021 гг.

© 2023 г. Н. Г. Птицына¹, *, И. М. Демина¹¹Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (СПбФ ИЗМИРАН), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

Поступила в редакцию 02.09.2022 г.

После доработки 04.10.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

При помощи вейвлет-анализа проведено исследование спектрального состава числа солнечных пятен SN в течение 1700–2021 гг. Кроме доминирующей 11-летней составляющей, в спектре прослеживаются две мощные составляющие цикла Глейсберга: до 1880 г. ветвь с периодом ~ 60 лет, с 1850 г. ~ 115 лет. Найдено, что ряды длины и амплитуды солнечного цикла в целом находятся в обратной зависимости (коэффициент корреляции $k = -0.5...-0.63$). Лаг между рядами, при котором достигается максимум антикорреляции, зависит от времени. В XVIII–начале XIX века лаг равен одному циклу, в XIX в. — двум циклам, а начиная с 1950 г. и до нашего времени лаг уменьшается до 2 лет. Выделены квазипериодические структуры, которые характерны для длительных периодов пониженной солнечной активности. Такая спектральная особенность в ~ 1800 г. (минимум Дальтона) вызвана влиянием 60-летней ветви, а формирующаяся с начала XXI в. — более слабым влиянием околостолетней. Поэтому следует ожидать, что ближайшие солнечные циклы будут более высокими и менее длинными, чем в период минимума Дальтона. Показано, что вариации длины солнечного цикла за последние 321 год могут быть описаны в рамках модели, представляющей собой 11-летнее колебание, которое подвергается частотной модуляции ветвями цикла Глейсберга (60 и 115 лет) с изменяющимся во времени влиянием модулятора.

DOI: 10.31857/S0016794022600508, EDN: UIUBPY

1. ВВЕДЕНИЕ

Квазипериодические изменения различной длины являются одним из самых характерных свойств солнечной активности. Для исследования таких вариаций обычно используются индексы солнечной активности (СА), связанные с количественной оценкой пятнообразования на поверхности Солнца. Наиболее часто употребляемым численным индексом СА является число Вольфа W или его откорректированный вариант SN . W — это комбинация числа групп пятен и количества индивидуальных пятен, с учетом поправки, связанной с приведением наблюдений различных обсерваторий к единой системе. В спектре СА доминирует 11-летний цикл Швабе, который обычно называется солнечным циклом. Считается, что 11-летний цикл вызван работой солнечного динамо, однако физическая природа его до конца не выяснена.

Найдено, что в СА существуют и другие вариации с разными периодами [см., Hathaway, 2015; Обридо и Наговицын, 2017]. Некоторые из этих периодов имеют длину большую, чем 11 лет, —

от нескольких десятков до сотен и даже тысяч лет. В этом диапазоне наиболее широко исследованы периодичность, известная как вековой цикл Глейсберга, и двухвековой цикл Зюсса. В разные эпохи цикл Глейсберга состоит из двух или трех ветвей, периоды которых лежат в диапазоне от ~ 60 до ~ 140 лет [Наговицын, 2001; Ogurtsov et al., 2002; Komitov et al., 2016; Птицына и Демина, 2022]. Цикл Зюсса, обнаруженный в спектре различных космогенных изотопов, имеет более простую структуру одной ветви, период которой меняется в пределах 170–250 лет [Ogurtsov et al., 2002; Komitov et al., 2016; Птицына и Демина, 2022].

Множество работ посвящено выявлению закономерностей солнечного 11-летнего цикла, связям параметров цикла между собой и их изменениями во времени. Для этого использовались как данные телескопических наблюдений, так и реконструкции в прошлое. Результаты таких исследований представляют большой интерес потому, что это может помочь понять физику солнечного динамо. Кроме того, на знании особенностей цикла, его статистических характеристик и длиннопериодных вариаций строятся (с большим или

меньшим успехом) краткосрочные и долгосрочные прогнозы солнечной активности.

Установлено, что амплитуда солнечного цикла меняется с течением времени: от 73.3 в цикле 6 до 269.3 в цикле 19. Длина солнечного цикла также не остается постоянной. Длина, установленная по эпохам минимумов, изменяется от 8.2 до 15.0 лет, а установленная по эпохам максимумов — от 7.3 до 17.1 лет [Richards et al., 2009]. При этом длительность цикла изменяется в соответствии с уровнем СА таким образом, что во время высокой активности наблюдаются короткие циклы, в то время как более длинные циклы характерны для низкой активности. Максимальная длина цикла в 17 лет была обнаружена в минимуме СА (минимум Дальтона) в районе 1800 г. (цикл 4).

Глейсберг [Gleissberg, 1944, 1965] нашел, что изменения амплитуды 11-летнего цикла происходят квазипериодическим образом с периодом, близким к 80 годам. Это подтвердилось во многих других исследованиях [см. Usoskin, 2017 и ссылки там]. В простых моделях солнечная активность рассматривалась как 11-летняя синусоида, модулированная по амплитуде циклом Глейсберга с периодом ~80 лет [Sonett, 1983].

Изменения в длине 11-летнего цикла исследовались менее детально. В работе [Gleissberg, 1944] указывалось на существование длиннопериодных изменений в длине солнечного цикла с периодом ~80 лет. В работе [Птицына и Демина, 2022] при анализе реконструированных данных о СА в 1000–2000 гг. допускалась возможность модуляции длины солнечного цикла длинноволновым процессом с периодом 224 г. В работе [Richards et al., 2009] при спектральном анализе данных о СА за 1610–2000 гг. найдено существование вариаций в длине 11-летнего цикла с периодом 188–249 лет, а также 78 и 40 лет. Однако какой именно период является определяющим в изменениях длины 11-летнего цикла, каковы особенности и природа этих изменений, оставалось неясным.

В данной статье мы подробно исследовали вариации длины солнечного цикла и их характерные особенности в 1700–2021 гг. в спектральной и временной областях. Интерпретация результатов проведена в рамках модели, представляющей собой 11-летнее колебание, которое подвергается частотной модуляции разными ветвями цикла Глейсберга с изменяющимся во времени влиянием модулятора.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В качестве индекса СА мы использовали международное число солнечных пятен SN , версия 2.0, которое основано на классическом числе Вольфа, калиброванном и исправленном за некоторые ошибки и неточности [Clette and Lefèvre, 2016].

Данные за промежуток времени 1700–2021 гг. взяты с сайта *SILSO* (<http://www.sidc.be/silso/datafiles>). В параграфе 3 использовались годовые, а в параграфе 4 — месячные данные (среднее за каждый месяц число солнечных пятен без дополнительного сглаживания), которые известны с 1750 г.

Для проведения анализа состава и изменения во времени спектра ряда SN использовался метод вейвлет-анализа. Этот метод позволяет определить не только присутствие тех или иных периодичностей в сигнале, но выявить плавающие периоды и изменения амплитуд отдельных составляющих. Кроме того, вейвлет-анализ декларируется как метод, свободный от влияния тренда [Scargle, 1997]. Для исследования мы использовали непрерывное вейвлет-преобразование с порождающей функцией Морле: $\text{morl}(x) = \exp(-x^2/2)\cos(5x)$, представляющей собой плоскую волну, которая модулируется гауссианой [Grossman and Morlet, 1984; Daubechies, 1992; Scargle, 1997]. Для анализа состава и изменчивости спектров осуществлялась визуализация модуля вейвлет-коэффициентов в виде изолиний в плоскости масштаб — время, масштаб при этом пересчитывался в периоды. Шаг проведения изолиний и шкала раскраски выбирались так, чтобы можно было выделить локальные максимумы разного уровня и определить их координаты и значения.

3. АНАЛИЗ ДЛИННОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА SN (ПЕРИОДЫ <160 ЛЕТ)

3.1. Вейвлет-анализ

Временной ряд годовых значений SN за промежуток времени 1700–2021 гг. приведен на рис. 1а. Длина этого ряда позволяет рассматривать периоды, меньшие 160 лет. Было вычислено вейвлет-преобразование Морле и получена матрица модуля вейвлет-коэффициентов, отражающая структуру и изменение во времени основных периодических составляющих, присутствующих в ряду SN . Из-за небольшой длины ряда вейвлет-коэффициенты в длинноволновой области содержали высокий уровень шума. Поэтому для анализа этой области спектра потребовалось предварительно сгладить матрицу коэффициентов. Для сглаживания нами было использовано скользящее окно Гаусса G , задаваемое матрицей 3×3 :

$$G = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} / 16.$$

Результат приведен на рис. 1б. Символами отмечены локальные максимумы. Размер символов пропорционален значению амплитуды в максимуме. Поскольку после сглаживания разрешение спектра в области коротких периодов уменьши-

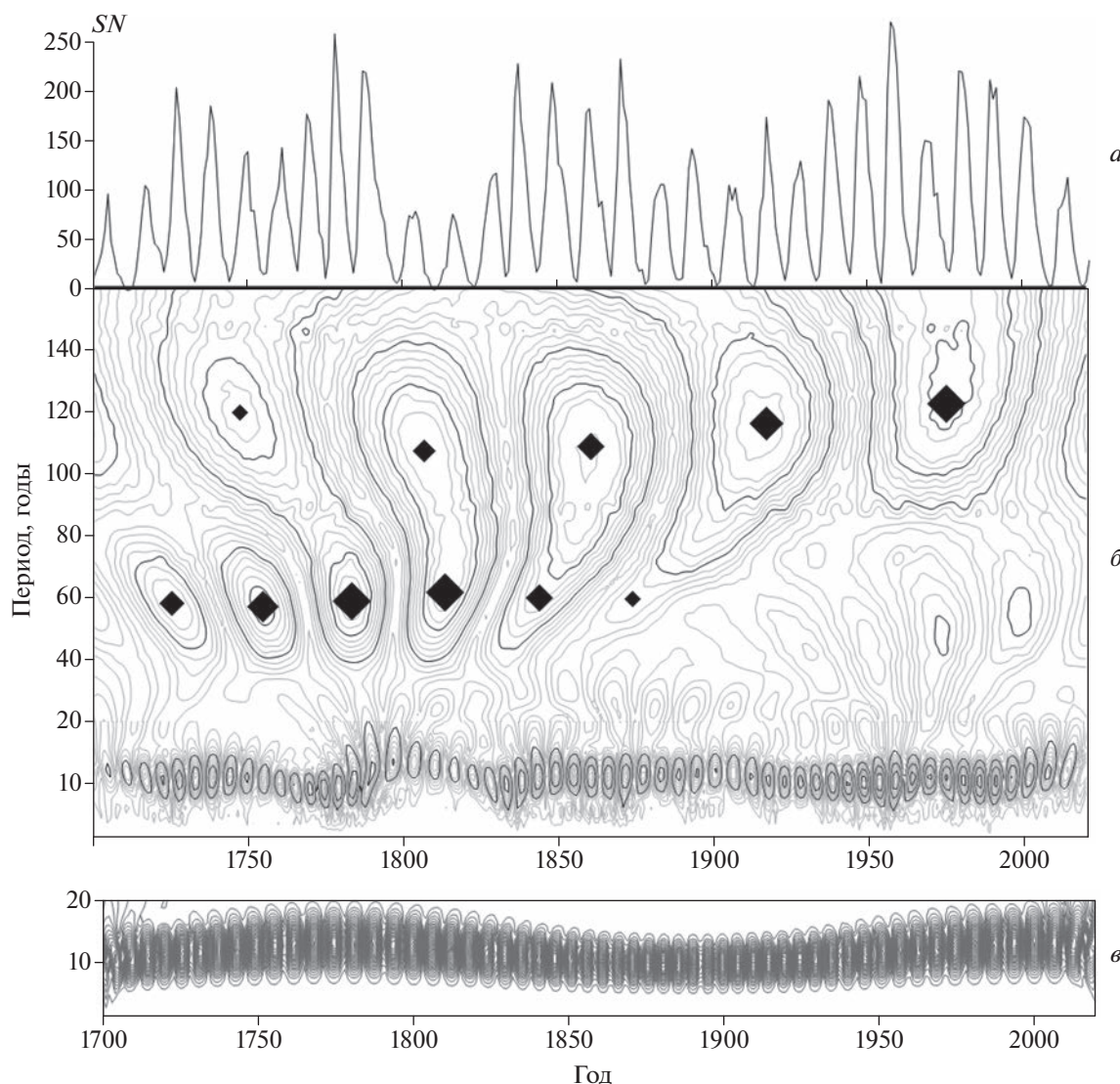


Рис. 1. Вейвлет-преобразование временного ряда солнечной активности SN . (а) — исходный ряд SN ; (б) — вейвлет спектр ряда SN ; (в) — модель влияния 224-годового модулятора на изменение 11-летней составляющей. Символами отмечены локальные максимумы; размер символов пропорционален значению амплитуды в максимуме.

лось, для анализа этой области мы использовали первичный результат вейвлет-преобразования. На рис. 1б этому результату соответствует часть спектра с периодами от 2 до 20 лет в увеличенном масштабе.

В верхней части рис. 1б отчетливо выделяются две ветви цикла Глейсберга с периодами ~60 и 110–120 лет. Что касается 60-летней ветви, то она хорошо выделяется на рис. 1б до ~1880 г. с максимумом амплитуды около 1800 г. С 1900 г. эта мода не определяется, и только к концу рассматриваемого промежутка времени можно предположить рост ее амплитуды на фоне ряда 40–50-летних максимумов. Эти локальные максимумы в ~1970–2010 гг. на рис. 1б отмечены черной сплошной ли-

нией. На рис. 1б видно, что на всем протяжении XIX и XX веков наблюдается регулярный рост периода околостолетней составляющей цикла Глейсберга. В конце XX в. период этого цикла возрастает до ~130–140 лет (последний выделенный максимум).

Ранее мы исследовали поведение цикла Глейсберга в 1000–2000 гг. [Птицына и Демина, 2022] с использованием реконструированного ряда SN [Птицына и Демина, 2020] и нашли, что в разные эпохи видны либо три ветви (основная с периодом 88 лет, дополнительные 60 и 140 лет), либо две. При этом, в те эпохи, когда наблюдаются две ветви, могут исчезать как одна из дополнительных, так и основная ветвь. В частности, в работе

[Птицына и Демина, 2022] подтвердилось почти полное отсутствие 88-летней ветви в современную эпоху, что отмечали ранее другие авторы [Clilverd et al., 2006; McCracken et al., 2013; Svalgaard, 2018]. Это хорошо видно и в спектре ряда SN , приведенном на рис. 1б. В области периодов 85–90 лет наблюдаются небольшие особенности, но выделить их в отдельные максимумы не представляется возможным.

На рисунке 1а видно, что амплитуды солнечного цикла достигают максимальных значений в ~1780, ~1850 и ~1950 гг. Уменьшенные значения амплитуд солнечных циклов видны в районе 1700, 1800, 1900 и 2000 гг., что иллюстрирует наличие так называемых минимумов “рубежа веков”, которые были отмечены в работе [Silverman, 1992] при исследовании вариаций авроральной активности за последние 500 лет. Цикл Глейсберга имеет амплитудные максимумы в 1800 и 1950 гг., причем первый максимум приходится на 60-летнюю ветвь, а второй — на околостолетнюю (рис. 1б).

В работе [Птицына и Демина, 2022] относительно реконструированного ряда SN было сделано предположение о наличии частотной модуляции солнечного цикла более длинноволновым процессом. На временном масштабе 1000 лет был получен возможный период частотной модуляции длины, равный 224 ± 40 лет. По анализируемому здесь небольшому временному отрезку в 300 лет можно получить только оценку периода модулирующего процесса. Это можно сделать, воспользовавшись формулой для комбинационных частот по средним значениям частот двух ветвей.

$$\omega_m = \omega_1 \pm m\omega_2, \quad (1)$$

где ω_m — результирующая частота; ω_1 — частота основного сигнала; ω_2 — частота модулятора; m — целое число, максимальное значение которого определяется степенью влияния модулятора.

Тогда при $m = 1$ (две ветви, ближайшие к основной) согласно формуле (1) разность комбинационных частот даст удвоенную частоту модулятора и, соответственно, его период. В данном случае было получено значение периода, равное 249 гг. При этом следует иметь в виду, что ветвь 60-летних колебаний существенно короче и среднее определяется лишь примерно, поэтому мы получаем только оценочное значение периода модулятора. Мы не можем использовать для получения этой оценки основное 88-летнее колебание, так как это колебание, практически, не дает выраженных максимумов. Если до 1850 г. еще можно его как-то оценить, то позже основное колебание уже не выделяется. Несмотря на это, полученная нами оценка периода модулятора не противоречит полученному ранее результату и лежит в пределах погрешности.

3.2. Частотная модуляция 11-летнего цикла

3.2.1. Модуляция циклом Зюсса (200 лет)

В короткопериодной части вейвлет-спектра ряда SN (рис. 1б) четко выделяется 11-летняя составляющая. Изменение ее периода имеет ряд особенностей, которые очевидно не могут быть связаны с длинноволновым модулятором. Для подтверждения этого построим простую модель, в которой гармоническое колебание модулируется по частоте также гармоническим колебанием в соответствии с формулой (2).

$$F(t) = A_1 \sin(\omega_1 t + K \cos(\omega_2 t + \varphi_2) + \varphi_1), \quad (2)$$

где ω_1 — то же, что и в формуле (1); φ_1 и φ_2 — фазы, а A_1 — амплитуда основного колебания, K — коэффициент частотного отклонения, определяющий степень влияния модулятора на основной сигнал, т.е. максимальное отклонение частоты основного сигнала от ее исходного значения. Это отклонение зависит от амплитуды модулирующего сигнала. Для построения по формуле (2) модельного сигнала были использованы $\omega_1 = 2\pi/11$, $\omega_2 = 2\pi/249$, нулевые фазы и $K = 3$. В нашей работе не рассматривается механизм модуляции и природа ее источника, поэтому выбор величины K основан на сравнении полученных по формуле (2) результатов с наблюдательными данными. Так, из-за значительной разности частот основного колебания и модулятора получаемое при $K = 1$ максимальное отклонение может приводить к появлению дополнительных периодов от 10.5 до 11.5 лет, что не соответствует полученному по экспериментальным данным изменению периода 11-летних колебаний в более широком диапазоне лет [Richards et al., 2009]. При $K = 3$ диапазон дополнительных частот расширяется до 9.7–12.6 лет, что существенно ближе к наблюдательному разбросу значений длин солнечного цикла.

Для модельного сигнала было вычислено вейвлет-преобразование. Результат показан на рис. 1в. Видно, что только общий ход изменения спектра 11-летней составляющей передается правильно, однако влиянием 249-летнего модулятора не могут быть объяснены наблюдаемые на рис. 1б особенности, в частности, минимум Дальтона.

3.2.2. Модуляция циклом Глейсберга

На рисунке 1б просматривается связь между особенностями в спектре 11-летней составляющей и характером изменения спектра ветвей Глейсберга. В частности, отчетливо видна коррелированность особенностей в районе 1800 г., в минимуме Дальтона. Это позволяет предположить, что процесс, вызывающий вековой цикл Глейсберга, оказывает влияние на источник 11-летних колебаний в солнечном динамо. Если принять, что это влияние носит характер частотной моду-

Таблица 1. Возможные дополнительные периоды, вызванные частотной модуляцией (в годах)

T_2 , лет	$T_1 = 11$ лет			
	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	
59.5	9.3	8.0	7.1	$\omega_1 + n\omega_2$
	13.5	17.5	24.5	$\omega_1 - n\omega_2$
88	9.8	8.8	8	$\omega_1 + n\omega_2$
	12.6	14.7	17.6	$\omega_1 - n\omega_2$
115	10.0	9.2	8.5	$\omega_1 + n\omega_2$
	12.2	13.6	15.4	$\omega_1 - n\omega_2$

ляции, то можно по формуле (1) рассчитать, какие максимальные дополнительные периоды T_1 могут возникать в результате такого влияния. Для этого используем средние значения периодов ветвей Глейсберга T_2 . Результаты представлены в табл. 1.

Из таблицы видно, что при частотной модуляции источника 11-летних колебаний могут наблюдаться периоды в широком диапазоне, перекрывающие уже при $m < 3$ диапазон экспериментальных данных о длине солнечного цикла: от 8 до 14 лет, полученных по минимумам цикла, и от 8 до 17 — по максимумам. При этом наибольшее влияние должна оказывать 60-летняя ветвь, что и наблюдается на рис. 1б. Максимальное отклонение периода от 11 лет ($T = 17$ лет) приходится на минимум амплитуды 11-летнего цикла и максимум амплитуды 60-летней ветви цикла Глейсберга в районе 1800 г., т.е. минимум Дальтона приходится на максимум амплитуды 60-летней ветви.

4. АНАЛИЗ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА SN (ПЕРИОДЫ < 35 ЛЕТ)

4.1. Сравнение результатов в спектральной и временной областях

Далее проведем детальное исследование вариаций как длины, так и амплитуды 11-летней составляющей, полученных из вейвлет-спектра. Чтобы убедиться в том, что ход 11-летней составляющей, показанный на рис. 1б, не является артефактом или случайным результатом, мы сравнили его с ходом амплитуд и длин солнечного цикла, полученным по телескопическим наблюдениям [Richards et al., 2009]. Для этого в вейвлет-спектре для 11-летней составляющей в максимумах были определены значения соответствующих периодов и амплитуд. Полученные изменения амплитуды и периода 11-летней составляющей показаны на рис. 2 жирной сплошной линией. Туда же вынесены данные о периоде из работы [Richards et al., 2009], которые помечены точками. Штриховая

линия соответствует длительности цикла, определенной по максимумам, а тонкая сплошная — то же, но определенное по минимумам циклов. Амплитуда 11-летней спектральной составляющей приведена в условных единицах и масштабирована так, чтобы ее можно было сравнивать со значениями W из работы [Richards et al., 2009]. Хорошо видно, что полученные из вейвлет-анализа результаты подтверждаются экспериментальными данными.

4.2. Вейвлет-анализ

В таблице 1 приведены возможные дополнительные периоды, которые могут появляться в спектре в результате частотной модуляции. Однако в вейвлет-спектре SN на рис. 1б все эти дополнительные периоды слабо выражены, и выделить отдельные ветви не удастся. Мы скорее наблюдаем вытягивание спектра в сторону меньших и больших периодов. Вероятно, это связано с тем, что используемый для расчетов временной ряд, шаг которого равен 1 году, резко ограничивает разрешение спектра в коротковолновой области. Чтобы повысить это разрешение, мы использовали ряд месячных значений SN . Этот ряд несколько короче, но поскольку длинноволновая часть спектра нами уже получена и проанализирована, этот факт не представляется важным ограничением. Вейвлет-спектр вычислялся только для периодов, меньших 35 лет, чтобы избежать сглаживания. Результат представлен на рис. 3. Максимумы, соответствующие 11-летней составляющей, помечены символами, размер которых пропорционален амплитуде.

Спектр на рисунке 3 в общих чертах повторяет приведенный на рис. 1, но добавляет новые подробности. Четко выделяется в спектре интервал с 1780 по 1830 гг. Хорошо видно, что значительное увеличение длительности солнечного цикла сопровождается падением амплитуды. Можно было бы ожидать, что с уменьшением амплитуды будет уменьшаться и размер максимумов, однако последние сильно вытянуты как в сторону более длинных, так и в сторону более коротких периодов. Максимальные значения амплитуды смещаются на периоды 13–14 лет. И, кроме того, проявляются 7–9-летние и слабо выраженные 16–18-летние составляющие. Если обратиться к табл. 1, то можно видеть, что эти спектральные составляющие могут возникать в результате влияния 60-летней и 88-летней ветвей цикла Глейсберга, причем амплитуда дополнительных периодов, зависящих от 60-летней, доминирует, на ее фоне 11-летняя составляющая практически не видна. А более короткие (7–9 лет) и более длинные (16–18 лет) периоды имеют меньшие амплитуды, и там, где они не могут быть разрешены как отдельные максимумы, их влияние проявляется в вытянутости

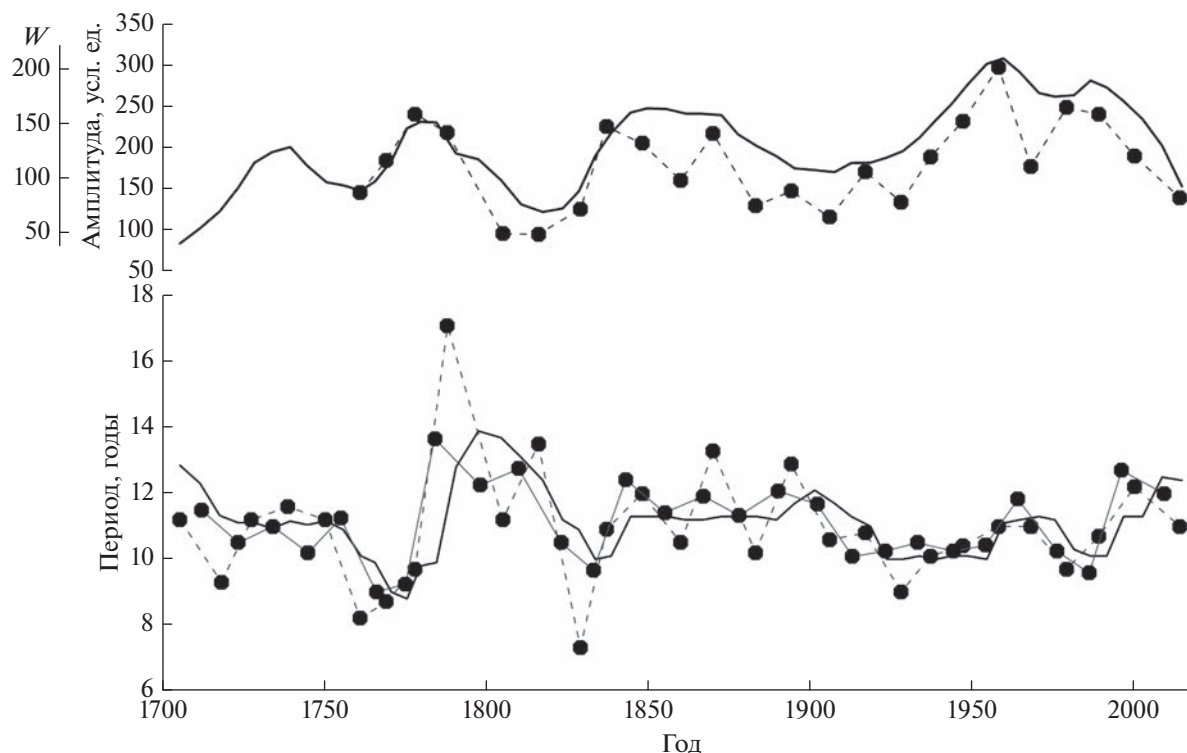


Рис. 2. Сравнение результатов вейвлет-анализа с экспериментальными данными. Жирной сплошной линией показаны значения, полученные из вейвлет-анализа, тонкой и штриховой линиями с точками показаны экспериментальные данные.

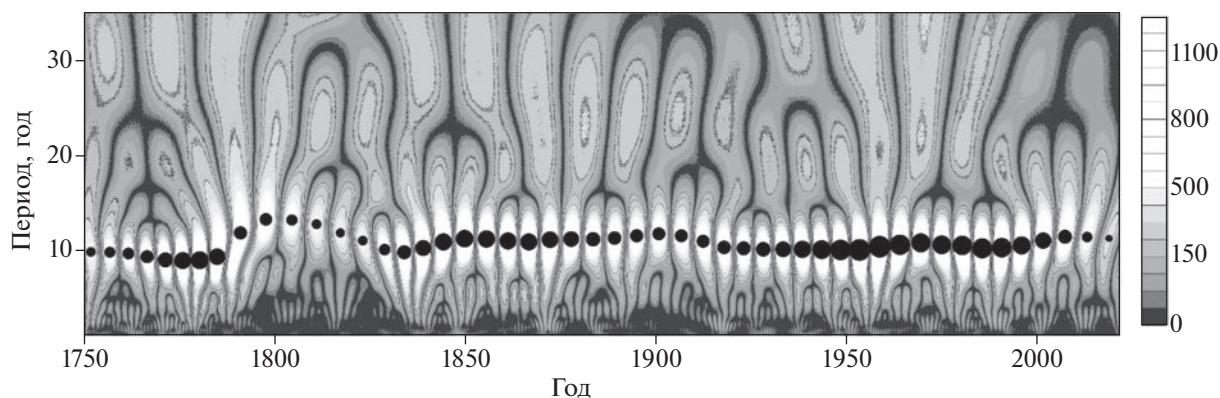


Рис. 3. Вейвлет-спектр месячных значений SN . Кругами отмечены максимумы спектра.

спектральной составляющей. Характер описанных особенностей спектра, очевидно, отражает изменение амплитуды 60-летней ветви Глейсберга, из чего логично предположить, что коэффициент, определяющий степень влияния модулятора, пропорционален его амплитуде.

Схожую последовательность можно видеть в период с 1890 по 1970 гг., но со значительно меньшей амплитудой. Это связано с тем, что максимум амплитуды спектра цикла Глейсберга смеща-

ется на 115-летнюю ветвь, а эта ветвь оказывает меньшее влияние на основное колебание в соответствии с формулой (1) и таблицей. Началом следующего аналогичного цикла изменения периодов можно предполагать ~2000 г. Здесь по той же причине должен наблюдаться эффект с амплитудой меньшей, чем во время минимума Дальтона.

В интервале с 1840 по 1880 гг. наблюдаются лишь небольшие колебания периода около значения 11 лет и значительный рост амплитуды, что



Рис. 4. Изменение периода и амплитуды 11-летней составляющей. Сплошная линия — изменение периода, штриховая линия — изменение амплитуды.

естественно должно было повлечь за собой и увеличение размеров максимумов. Но сохраняющаяся их вытянутость, скорее всего отражает продолжающееся модулирующее влияние цикла Глейсберга. Для этого интервала времени амплитудная доминанта в спектре ветвей Глейсберга смещается на основной 88-летний цикл и длинноволновую ветвь. А поскольку их влияние может дать в качестве дополнительных только периоды, близкие к 11 годам, то эти периоды не выделяются в отдельные максимумы, а приводят лишь небольшому смещению и вытягиванию 11-летних спектральных максимумов.

Аналогичную структуру спектра можно видеть для интервала с 1940 до 1980 гг. С той разницей, что в это время основное влияние оказывает 115-летняя ветвь цикла Глейсберга, на которую смещается доминанта амплитуды.

Здесь мы никак не оцениваем влияние цикла Зюсса, поскольку выделить это влияние на фоне ветвей цикла Глейсберга затруднительно. Заметим, что в спектре временного ряда, составленного из месячных значений SN , кроме четко выраженной 11-летней составляющей и упомянутых выше дополнительных периодов, можно видеть периоды 5–6 лет и 25–30 лет.

Как уже упоминалось, на рис. 3 отчетливо появляется тот факт, что рост периода сопровождается убыванием амплитуды. В следующем параграфе проведем подробный анализ этой зависимости.

4.3. Длина и амплитуда 11-летней составляющей: долговременные изменения

По вейвлет-спектру были определены значения периодов и амплитуд в максимумах. На рис. 4 показано изменение периода и амплитуды 11-летней составляющей в течение рассматриваемого промежутка времени. Сплошной линией отмечен период, штриховой — амплитуда. В представленных на рис. 4 зависимостях периода и амплитуды отчетливо проявляется тот факт, что их изменения происходят в противофазе. Антикореляция период–амплитуда была установлена ранее (см. например, Hathaway, 2015; Usoskin and Mursula, 2003). Кроме того, во временном ходе и периода, и амплитуды на рис. 4 можно заметить присутствие выраженного тренда и квазипериодических составляющих. Для выявления этих периодичностей и получения оценки их периодов были вычислены автокорреляционные функции (АКФ) анализируемых временных рядов. Последние точки в обоих рядах скорее всего отражают краевой эффект и поэтому в дальнейшем анализе не участвовали. Предварительно был вычтен тренд, в данном случае мы ограничились линейным трендом. Затем была проведена интерполяция в равноотстоящие моменты времени. Интерполяция осуществлялась сглаживающими кубическими сплайнами. Небольшое сглаживание было необходимо, чтобы не допустить необоснованного усиления отдельных особенностей. Результат приведен на рис. 5а. АКФ амплитуды показана штриховой ли-

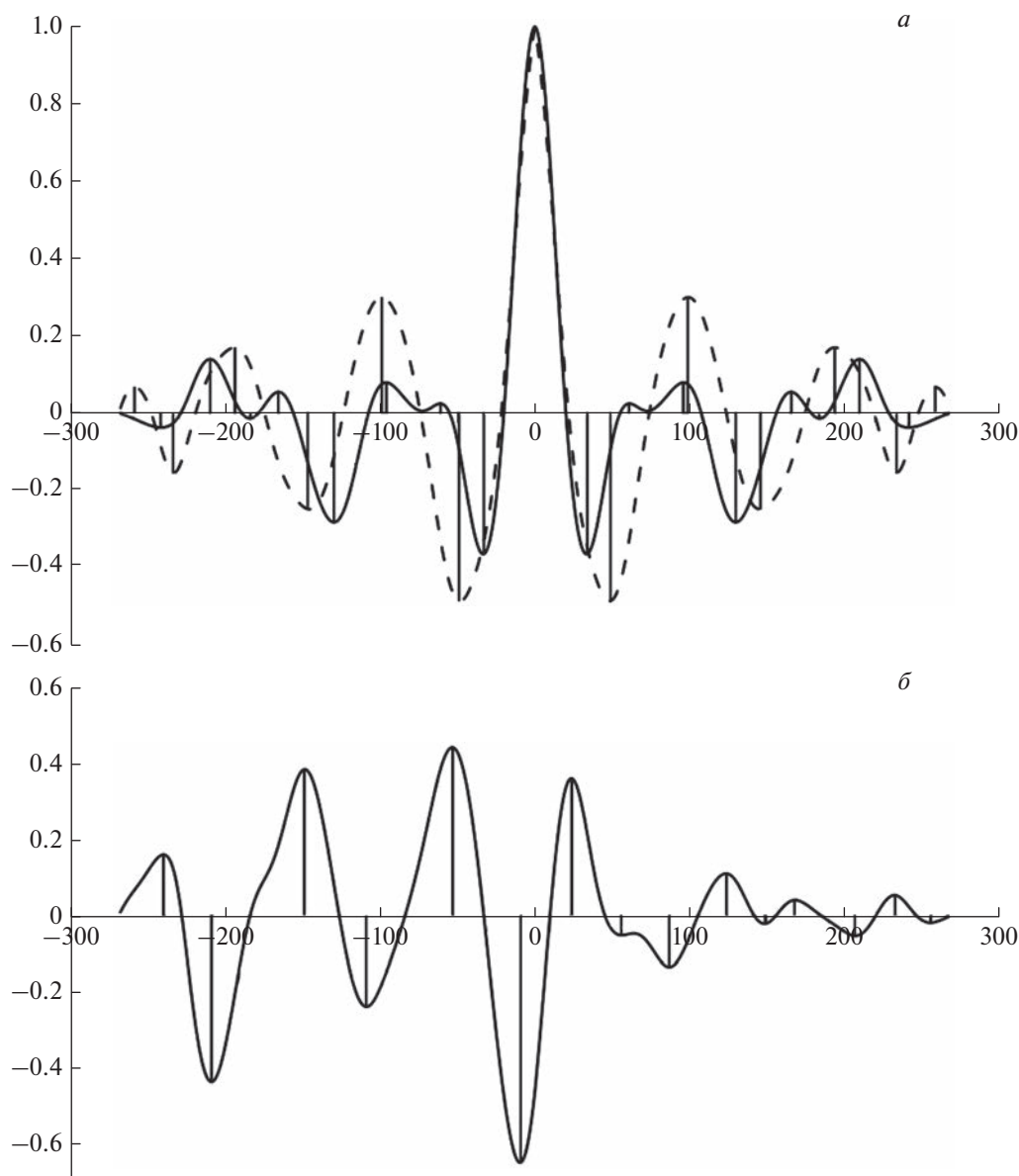


Рис. 5. Корреляционные свойства изменения периода и амплитуды 11-летней составляющей. (а) — АКФ, сплошной линией показана АКФ периода, штриховой линией показана АКФ амплитуды, вертикальными отрезками отмечены минимумы и максимумы; (б) — ВКФ.

нией. На рис. 5б приведена взаимная корреляционная функция (ВКФ) амплитуды и периода.

В изменении периода отчетливо видно присутствие двух периодичностей: ~60 лет и ~100 лет. Причем по первым минимумам видим, что вначале доминирует 60-летняя ветвь, а затем доминанта смещается на 100-летнюю. Это соответствует изменению периодов и амплитуд ветвей Глейсберга для рассматриваемого интервала времени (рис. 1б). Отметим, что первые нули АКФ соответствуют периоду 80 лет, т.е. несмотря на то, что период основного цикла Глейсберга не выделяется в спектре на фоне дополнительных ветвей, это не исключает его объективного присутствия и со-

ответственно его влияния на 11-летний цикл, что проявляется в АКФ как периода, так и амплитуды. Для изменения амплитуды, очевидно, ведущей является 100-летняя компонента. Однако это не означает отсутствие влияния на это изменение 60-летней ветви Глейсберга.

Рассмотрим полученную ВКФ (рис. 5б). Основной общий период, определенный по расстоянию между первыми нулями составляет 86 лет. Наиболее значительный пик во взаимной корреляции лежит в отрицательной области, т.е. наблюдается антикорреляция, это соответствует известному результату: более короткие циклы имеют тенденцию быть более высокими. В то же

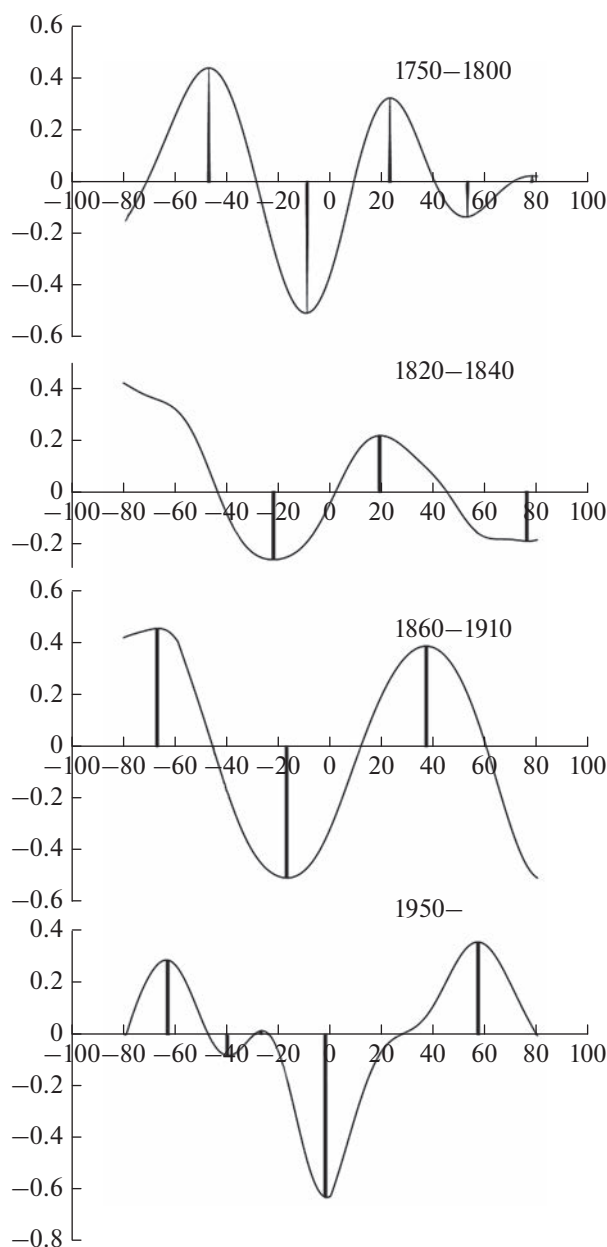


Рис. 6. ВКФ для отдельных интервалов времени.

время амплитуда и длина периода изменяются не строго в противофазе. Наиболее сильная антикорреляция достигается при отрицательном сдвиге по времени. Как следует из ВКФ, минимум сдвинут на -9 лет, т.е. примерно на один цикл СА. Значение максимального коэффициента антикорреляции составляет $k = -0.65$. В работе [Solanki et al., 2002] был получен максимальный коэффициент антикорреляции $k = -0.46$ для W . Заметим, что мы использовали ряд SN , который базируется на откорректированном ряде W , что, как видим, существенно улучшило корреляцию. При сдвиге фаз, равном нулю, также наблюдается

обратная связь, однако с меньшим коэффициентом корреляции $k = -0.47$. Таким образом, амплитуды и периоды одного и того же цикла также находятся в слабой обратной зависимости.

Все приведенные выше расчеты предполагают стационарность сравниваемых сигналов. В нашем случае и изменение амплитуды, и изменение периода цикла на рассматриваемом временном промежутке статистически неоднородны. Следует иметь в виду, что число солнечных пятен SN известно надежно с 1849 г. (достоверный ряд). До этого времени, с 1750 г., ряд месячных SN является восстановленным. Чтобы проверить стабильность связи между амплитудой и периодом солнечного цикла, мы вычислили ВКФ для различных временных интервалов.

В соответствии с полученным по АКФ основным периодом, равным 80 лет, из временного ряда изменения периода 11-летнего цикла выбирались последовательно с шагом в 10 лет отрезки длиной 80 лет. И затем вычислялась ВКФ этого отрезка и временного ряда изменения амплитуды со сдвигом, не превышающим 80 лет. Сравнивались количество максимумов в ВКФ и их положение. Далее будем это называть структурой и считать близкими по структуре ВКФ отрезки с одинаковым количеством максимумов и сдвиге в их положениях в пределах ± 10 лет. Анализ полученных результатов показал, что по структуре ВКФ можно выделить 4 стационарных участка. Первый — это период с 1750 по 1800 гг. (даты соответствуют начальным точкам отрезков). Для отрезка после 1810 г. наблюдалось полное разрушение прежней структуры ВКФ: уменьшение и смещение прежних экстремумов, формирование новых, доминирование главного максимума корреляции в области положительных значений абсцисс. Затем на небольшой период с 1820 по 1840 гг. возникает стабилизация новой структуры. Следующее резкое нарушение структуры было получено для отрезка 1850 г. А далее с 1860 по 1910 гг. сохранялась стабильность структуры, которая затем в период с 1920 по 1940 гг. сменилась плавной перестройкой ВКФ, формированием новых максимумов и смещением главного минимума. С 1950 г. по настоящее время наблюдается новая стабильная структура. Вид ВКФ для центральных отрезков каждого из стабильных участков приведен на рис. 6. Рисунок 6 демонстрирует, что структура ВКФ для отрезков первого интервала времени (1750–1810 гг.), до начала достоверных наблюдений, схожа со структурой общей ВКФ (1700–2020 гг., рис. 5б). Для первого интервала видна существенная антикорреляция (-0.52) периода и амплитуды 11-летнего цикла со сдвигом в 10 лет. Таким образом, структура взаимной связи амплитуды и периода с использованием восстановленного ряда SN , может считаться достаточно типичной. Для второго временного

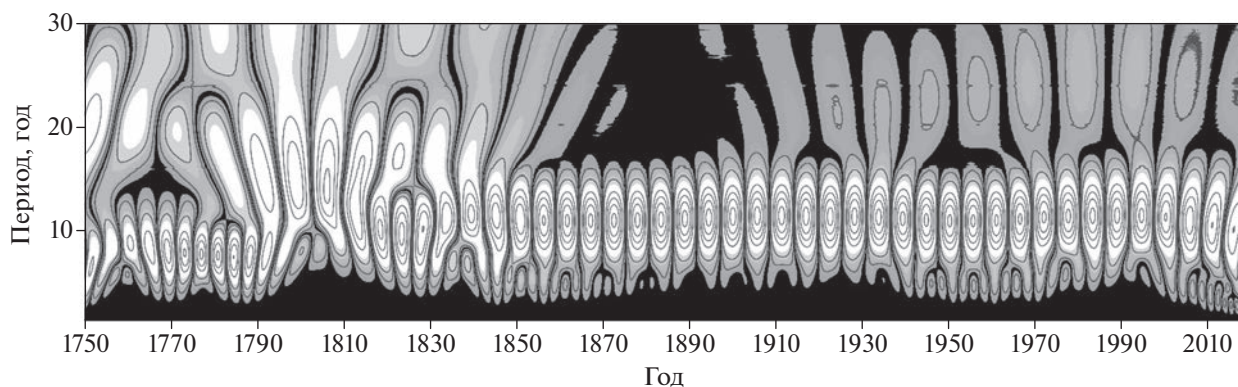


Рис. 7. Вейвлет-спектр модели 11-летнего гармонического сигнала, модулированного по частоте 60-летней и 115-летней ветвями составляющей Глейсберга.

интервала (1820–1840 гг.) $k = -0.26$, т.е. изменения амплитуды и длины цикла коррелируют очень слабо. Для третьего временного периода (1860–1910 гг.) характерна устойчивая структура ВКФ, для которой в минимуме коэффициент корреляции возвращается к значению $k = -0.5$, при этом сам минимум приходится на сдвиг, равный -19 лет, а основной общий период, определяемый первыми нулями, равен уже 114 годам. Самый последний интервал (с 1950 г. до настоящего времени) показал возвращение глубокого минимума до $k = -0.63$ и его смещение практически в 0 (лаг $= -2$ года). Следовательно, начиная с 1950 г. наблюдается значительная обратная связь между длиной и амплитудой одного и того же цикла.

Таким образом, при сохранении обратной корреляции между периодом и амплитудой 11-летней составляющей, коэффициент корреляции и лаг, при котором наблюдается максимальная корреляция, эволюционируют в течение рассматриваемого промежутка времени. Для разных временных интервалов получены разные сдвиги по времени моментов, когда наблюдается максимум антикорреляции: в XVIII–начале XIX в. этот сдвиг равен одному циклу (-9 лет), затем почти на всем протяжении XIX века — двум циклам (-22 года и -17 лет), а начиная с 1950 г. и до нашего времени сдвиг практически отсутствует (-2 года). Значительная антикорреляция между длиной и амплитудой цикла ($-0.5 \dots -0.63$) наблюдается почти на всем протяжении рассматриваемого промежутка времени. Исключение составляет период выхода из минимума Дальтона, когда коэффициент антикорреляции уменьшается до -0.25 .

5. МОДЕЛЬ МОДУЛЯЦИИ 11-ЛЕТНЕГО ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА ДВУМЯ ВЕТВЯМИ ЦИКЛА ГЛЕЙСБЕРГА

Построим модель, в которой 11-летнее гармоническое колебание модулируется по частоте

60-летней и 115-летней ветвями цикла Глейсберга. Для это несколько модифицируем формулу (2):

$$F(t) = A_1 \sin(\omega_1 t + K_1 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) + K_2 \cos(\omega_3 t + \varphi_3) + \varphi_1), \quad (3)$$

где параметры те же, что и в формуле (2), а ω_3 , φ_3 и K_2 — соответственно частота, фаза и коэффициент частотного отклонения, определяемый вторым модулятором. Коэффициенты K_1 и K_2 предполагаются разными, поскольку в отсутствии четкого представления о механизме влияния, ориентироваться можно только на амплитуду 60-летних и 115-летних спектральных составляющих. Наиболее неопределенным остается вопрос фазы. Поскольку в непрерывном вейвлет-спектре Морле информация о фазе отсутствует, при моделировании мы использовали несколько комбинаций фаз, вычисляли вейвлет-спектр модельных сигналов и сравнивали со спектром, полученным для временного ряда SN (рис. 3). При этом в качестве реперных мы рассматривали увеличение периода около 1800 г., появление в этот же период дополнительных спектральных составляющих, а также рост периода в области 1910 и 1970 гг. Результат приведен на рис. 7. Очевидно, что модель не может передать весь спектр, поскольку затрагивает только изменение 11-летней составляющей, однако перечисленные выше реперные особенности спектра экспериментальных данных, в том числе, характерная особенность в минимуме Дальтона, присутствуют в спектре модели.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный нами анализ показал, что в целом эволюцию спектра 11-летней составляющей в 1700–2021 гг. можно соотносить с более длинно-периодными процессами. Мы выяснили, что доминирующим периодом в изменениях длины солнечного цикла является цикл Глейсберга. При этом в XVIII и в первой половине XIX в. наиболее

существенное влияние на 11-летний цикл оказывает 60-летняя ветвь, которая хорошо выделяется до ~1880 г. с максимумом амплитуды около 1800 г. После 1850 г. доминирующей ветвью становится околостолетняя, период которой регулярно растет, достигая 130–140 лет в конце XX в. Это согласуется с результатами работ [Ишков и Шибает, 2006; Шибает и Шибает, 2020], в которых найдено, что длина цикла Глейсберга увеличивается с течением времени, а ее оценка, сделанная по достоверному ряду СА, приближается к ~150 годам.

В работе [Птицына и Демина, 2022] при анализе данных о СА за 1000 лет получено, что цикл Глейсберга представляет собой трехчастотную структуру (~60, ~88 и 120–140 лет), периоды мод которой изменяются со временем. При этом 88-летний цикл является основным, источником которого, вероятно, служит солнечное динамо, а 60- и ~100-летние циклы — это результат частотной модуляции основного цикла модулятором с периодом ~220–230 лет. Проявление в спектре отдельных ветвей цикла зависит от соотношения параметров несущего и модулирующего сигнала. Если амплитуда последнего меняется со временем, то в результате в одни исторические эпохи могут наблюдаться все три ветви цикла Глейсберга, а в иные эпохи могут быть заметны только две ветви. То, что в некоторые эпохи может осуществиться ситуация, когда основная ветвь не наблюдается на фоне более мощных боковых составляющих, объясняет полученный здесь результат о том, что в современную эпоху в спектре СА практически не виден классический 88-летний цикл (рис. 1б). В работах [Clilverd et al., 2006; McCracken et al., 2013; Svalgaard, 2018] также отмечалось отсутствие ~80-летнего цикла в числе солнечных пятен, наблюдаемых за последние триста лет. Наши результаты, однако, указывают, что хотя основной 88-летний цикл не проявляется в вейвлет-спектре на фоне дополнительных ветвей, но он, тем не менее, может оказывать некоторое влияние на эволюцию длины 11-летнего цикла (рис. 5а).

Найдено, что в вейвлет-спектре присутствуют выделенные квазипериодические структуры, в которых наблюдается вытянутость спектральных максимумов в длинноволновую область до 14–15 лет и в коротковолновую область до 8–9 лет. Такие вытянутые спектральные структуры образуются вблизи минимумов СА “рубежа веков”, которые обнаруживались по данным о солнечной и авроральной активности за последние 500 лет в работе [Silverman, 1992]. В нашей работе, в частности, речь идет о спектральных особенностях при понижении СА в районе 1800 г. (минимум Дальтона) и 1900 г. (минимум Гневашева). Началом следующего аналогичного цикла изменения периодов можно предполагать 2000 год. При этом следует отметить, что спектральная

особенность во время минимума Дальтона обусловлена 60-летней составляющей, а более поздние особенности, в частности, та, которая начала формироваться в последние десятилетия, вызваны влиянием околостолетней волны (рис. 1б). При этом, чем больше период, тем меньшее влияние оказывает частотная модуляция на основное колебание, формула (1). Поэтому можно ожидать, что во время современного эпизода пониженной СА будет наблюдаться гораздо меньший эффект, чем тот, который наблюдался во время минимума Дальтона. Есть работы, в которых уменьшение амплитуды 11-летнего цикла во время минимумов “рубежа веков” связывают с совпадением минимумов циклов Глейсберга и Зюсса (200 лет) [Витинский и др., 1986; Usoskin and Mursula, 2003]. На основе идей о влиянии минимумов различных вековых циклов делались предположения о том, что ближайшие циклы СА (25–27) будут чрезвычайно низкими, напоминающими период минимума Дальтона или еще более глубокий минимум Маундера [Zharkova et al., 2015; Owens et al., 2017]. В работе [Nandy, 2021] к августу 2020 г. было проанализировано 34 прогноза текущего солнечного цикла 25. С тех пор появилось еще несколько десятков прогностических работ. В настоящий момент считается наиболее вероятным, что цикл 25 будет немного выше или немного ниже цикла 24 (~80 единиц), т.е. его пик будет находиться в диапазоне циклов минимума Дальтона 5–7. Наши результаты позволяют предположить, что ближайшие солнечные циклы, в том числе цикл 25, будут более высокими и менее длинными, чем в период минимума Дальтона. Это связано с тем, что 115-летняя ветвь цикла Глейсберга, действующая в настоящее время, оказывает гораздо меньшее модулирующее влияние на 11-летнюю составляющую, чем 60-летняя, доминировавшая во время минимума Дальтона.

Полученные результаты указывают на то, что источник изменений длины солнечного цикла может иметь внесолнечное происхождение. Частотная модуляция отражает процесс, который приводит к изменению условий генерации основного колебания [Гоноровский, 1948; Wilson, 1996]. Наличие частотной генерации длины 11-летнего цикла может говорить о существовании как эндогенной причины, связанной со сложным процессом генерации магнитного поля, так и внешней причины, которые вынуждают систему менять частоту собственного колебания. В работах [Наговицын и Певцов, 2018; Nagovitsyn and Pevtsov, 2020] изменение параметров солнечного цикла рассматривалось в рамках нелинейной модели осциллятора с внешней возмущающей силой на основе уравнения Дуффинга. Природа такой возмущающей силы, ведущей к неустойчивости солнечной цикличности, авторами не рассматривалась, однако в качестве возможностей указыва-

лись изменения дифференциального вращения или меридиональной циркуляции во времени, взаимодействие циклов крупномасштабного и пятенного поля, а также приливные силы планет солнечной системы. В работах [Птицына и Демина, 2021; Птицына и Демина, 2022] при рассмотрении длиннопериодных вариаций СА указывалось на возможные модуляционные эффекты модулятора внесолнечного происхождения.

Точка зрения, которая связывает вариации 11-летнего солнечного цикла с гравитационным влиянием планет [Scafetta, 2012, и ссылки там], исторически восходит к работам Вольфа середины XIX века [Wolf, 1859]. Она не получила широкого признания, так как энергетически влияние планет очень мало и не может обеспечить сколь угодно существенных эффектов. Кроме того, совпадение орбитального периода Юпитера (11.8 лет) с длиной солнечного цикла, на чем базируется эта точка зрения, может быть случайным [Obridko et al., 2022]. Тем не менее, в последнее время интерес к этой теме возрос, так как появились работы, в которых предложены различные механизмы воздействия гравитационных сил на работу солнечного динамо. В частности, рассматривалось действие крутящего момента планет на солнечный тахоклон или более экзотическое гравитационное воздействие темной материи, рассеянной на планетарных гравитационных линзах [Abrey et al., 2012; Zioutas et al., 2013; Bertolucci et al., 2017].

Результаты, полученные в данной статье, могут иметь потенциал для долгосрочного прогнозирования. Однако для использования их в прогностических целях необходимо проверить наши выводы на более длинном ряду данных, что мы предполагаем сделать в ближайшем будущем.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели вейвлет-анализ ряда SN за последний отрезок времени продолжительностью 321 год (1700–2021 гг.). Мы нашли и проанализировали эволюционирующую со временем мультичастотную структуру спектра в диапазоне периодов от 2 до 160 лет, в которой доминирует 11-летняя составляющая. Основные результаты можно сформулировать следующим образом.

1. Амплитуда и длина 11-летнего цикла в целом находятся в обратной зависимости, что согласуется с известными ранее результатами. Кроме того, найдено, что лаг между рядами длины и амплитуды цикла, при котором достигается максимум антикорреляции, зависит от времени. В XVIII в. и начале XIX в. лаг равен одному циклу, затем почти на всем протяжении XIX века — двум циклам, а начиная с 1950 г. и до нашего времени, лаг уменьшается до 2 лет.

2. Кроме доминирующей 11-летней составляющей, в спектре также прослеживаются две мощные составляющие цикла Глейсберга (60 и 110–120 лет). До 1880 г. это мода с периодом 60 лет, с 1850 г. — околостолетняя. На фоне этих ветвей практически не видна классическая ветвь с периодом 88 лет. Период околостолетней ветви систематически растет, достигая 130–140 лет в конце XX века.

3. Выделены квазипериодические структуры, которые характеризуются вытянутостью спектра в длинноволновую область до 14–15 лет и в коротковолновую до 7–9 лет. Они в основном обнаруживаются вблизи длительных минимумов рубежа веков: 1800, 1900, 2000 гг. Эти спектральные структуры отличаются по размеру, что связано с влиянием различных ветвей цикла Глейсберга. В частности, спектральная особенность в ~1800 г. (минимум Дальтона), вызвана влиянием 60-летней ветви, а формирующаяся в XXI в. — более слабым влиянием околостолетней. Поэтому следует ожидать, что ближайшие солнечные циклы будут более высокими и менее длинными, чем в период минимума Дальтона.

4. Построена модель, в которой 11-летнее гармоническое колебание модулируется по частоте 60-летней и 115-летней ветвями цикла Глейсберга с изменяющимся во времени коэффициентом модуляции. Результаты сравнения вейвлет-спектров модели и наблюдательного ряда подтвердили, что вариации длины солнечного цикла могут быть описаны в рамках процесса частотной модуляции двумя ветвями цикла Глейсберга.

Наш анализ подтверждает полученные ранее сведения о поведении параметров (длины и амплитуды) солнечного цикла. Кроме того, мы выявили несколько новых принципиальных особенностей вариаций длины солнечного цикла и прояснили их источники. Представляется, что эти сведения могут быть полезны при долгосрочном прогнозировании СА. Однако для этого предварительно следует проверить полученные результаты, анализируя более длинный ряд данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.Н. Ишкова и анонимного рецензента за замечания и комментарии, которые помогли улучшить статью, а также команду WDC-SILSO, Королевская Обсерватория Бельгии, за возможность использовать ряды числа солнечных пятен.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 296 с. 1986.
- Гоноровский И.С. Частотная модуляция и ее применения. М.: Связьиздат, 286 с. 1948.
- Ишков В.Н., Шибаев И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН. Сер. физич. Т. 70. № 10. С. 1439–1442. 2006.
- Наговицын Ю.А. Солнечная активность двух последних тысячелетий: “Служба Солнца” в древнем и средневековом Китае // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 41. № 5. С. 711–720. 2001.
- Наговицын Ю.А., Певцов А.А. Нелинейная математическая модель пятенной цикличности Солнца / Тр. XXII Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика-2018”, Санкт-Петербург, Пулковое, 8–12 октября 2018 г. Ред. А.В. Степанов и Ю.А. Наговицын. СПб.: изд-во ГАО РАН. С. 307–310. 2018. <https://doi.org/10.31725/0552-5829-2018-307-310>
- Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. СПб.: ВВМ, 466 с. 2017.
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Реконструкция солнечной активности в 1000–1700 гг. по данным о полярных сияниях с учетом вклада главного магнитного поля Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 515–527. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020030153>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Цикличность солнечной активности, реконструированной из статистики полярных сияний с учетом вклада главного магнитного поля Земли, 1000–2000 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 2. С. 295–308. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021020127>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Частотная модуляция как причина возникновения дополнительных ветвей векового цикла Глейсберга в солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 1. С. 48–61. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022010163>
- Шибаев А., Шибаев И. Влияние длины ряда WSN на период “цикла Глейсберга” / Proc. 16 th Intern. Conference on Space, Ecology, Safety—SES 2020. Sofia, Bulgaria, 4–6 November 2020. P. 40–44. 2020.
- Abreu J.A., Beer J., Ferriz-Mas A., McCracken K.G., Steinhilber F. Is there a planetary influence on solar activity? // Astron. Astrophys. V. 548. № A88. 2012. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219997>
- Bertolucci S., Zioutas K., Hofmann S., Maroudas M. The Sun and its Planets as detectors for invisible matter // Physics of the Dark Universe. V. 17. P. 13–21. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.dark.2017.06.001>
- Clette F., Lefèvre L. The new sunspot number: assembling all corrections // Solar Phys. V. 291. P. 2629–2651. 2016. <https://doi.org/10.1007/s11207-016-1014-y>
- Clilverd M.A., Clarke E., Ulich T., Rishbeth H., Martin J. Predicting solar cycle 24 and beyond // Space weather. V. 4. № 9. 2006. S09005. <https://doi.org/10.1029/2005SW000207>
- Daubechies I. Ten lectures on wavelets. Philadelphia, Pennsylvania. USA: Society for industrial and applied mathematics. 369 p. 1992. <https://doi.org/10.1137/1.9781611970104>
- Gleissberg W. Evidence for a long solar cycle // The Observatory. V. 65. № 282. P. 123–125. 1944.
- Gleissberg W. The eighty-year solar cycle in auroral frequency numbers // J. Br. Astron. Assoc. V. 75. P. 227–231. 1965.
- Grossman A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions of constant shape // SIAM J. Math. V. 15. № 4. P. 723–736. 1984. <https://doi.org/10.1137/0515056.m>
- Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Rev. Sol Phys. V. 12. lrsp-2015-4. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>. 2015. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2015-4>. arXiv:1502.07020
- Komitov B., Sello S., Duchlev P., Dechev M., Penev K., Koleva K. Sub- and Quasi-Centennial Cycles in Solar and Geomagnetic Activity Data Series // Bulgar. Astron. J. V. 25. P. 78–103. 2016.
- McCracken K.G., Beer J., Steinhilber F., Abreu J. A phenomenological study of the cosmic ray variations over the past 9400 years, and their implications regarding solar activity and the solar dynamo // Solar Phys. V. 286. № 2. P. 609–627. 2013.
- Nagovitsyn Y.A., Pevtsov A.A. Duffing oscillator model of solar cycles // Astrophys. J. Letters. V. 888. № 2. L26. 2020. doi <https://orcid.org/0000-0003-0489-0920>
- Nandy D. Progress in Solar Cycle Predictions: Sunspot Cycles 24–25 in Perspective // Solar Phys. V. 296. № 54. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01797-2>
- Obriдко V.N., Katsova M.M., Sokoloff D.D. Solar and stellar activity cycles – no synchronization with exoplanets // Mon. Notices Royal Astron. Soc. stac2286. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac2286>
- Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H. Long-period cycles of the sun’s activity recorded in direct solar data and proxies // Solar Phys. V. 211. P. 371–394. 2002. <https://doi.org/10.1023/A:1022411209257>
- Owens M.J., Lockwood M., Riley P. Global solar wind variations over the last four centuries // Sci. Rep. 2017. <https://doi.org/10.1038/srep41548>
- Richards M.T., Rogers M.L., Richards D.St.P. Long-term variability in the length of the solar cycle // Astron. Soc. Pac. PASP. V. 121. № 881. P. 797–809. 2009.
- Scafetta N. Multi-scale harmonic model for solar and climate cyclical variation throughout the Holocene based on Jupiter–Saturn tidal frequencies plus the 11-year solar dynamo cycle // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 80. P. 296–311. 2012. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.02.016>
- Scargle J.D. Wavelet and other multi-resolution methods for time series analysis / Statistical challenges in modern astronomy II. Eds. G.J. Babu and E.D. Feigelson. P. 333–347. N.Y. USA: Springer-Verlag. 1997.
- Silverman S.M. Secular variation of the aurora for the past 500 years // Rev. Geophys. V. 30. № 4. P. 333–351. 1992.

- *Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M.* Search for a relationship between solar cycle amplitude and length // *Astron Astrophys.* V. 396. P. 1029–1035. 2002. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021436>
- *Sonett C.P.* Sunspot index infers a small relict magnetic field in the Sun's core // *Nature.* V. 306. P. 670–673. 1983.
- *Svalgaard L.* Up to nine millennia of multimessenger solar activity. 2018. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1810/1810.11952.pdf>
- *Usoskin I.G.* A history of solar activity over millennia // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 14. № 3. P. 1–94. 2017. <https://doi.org/10.1007/s41116-017-0006-9>
- *Usoskin I.G., Mursula K.* Long-term solar cycle evolution: review of recent developments // *Solar Phys.* V. 218. P. 319–343. 2003. <https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000013049.27106.07>
- *Wilson S.G.* Digital modulation and coding. Charlottesville, Virginia, USA: Prentice-Hall. 667 p. ISBN: 1258629917. 1996.
- *Wolf R.* Extract of a letter to Mr. Carrington. *M.N.R.A.S.* V. 19. P. 85. 1859.
- *Zioutas K.M., Tsagri Y.K., Semertzidis T., Papaevangelou D., Hoffmann H.H., Anastassopoulos V.* The 11-years solar cycle as the manifestation of the dark Universe // *Modern Phys. Lett. A.* V. 29. P. 1–37. 2013. <https://doi.org/10.1142/S0217732314400082>
- *Zharkova V., Shepherd S., Popova E., Zharkov S.I.* Heart-beat of the Sun from Principal Component Analysis and prediction of solar activity on a millenium timescale // *Sci. Rep.* V. 5. 15689. 2015. <https://doi.org/10.1038/srep15689>

УДК 550.385.1

ВЕТВИ РЕЗОНАНСНОГО УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. В. И. Бадин*

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

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

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 14.12.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Анализируются доплеровские наблюдения авроральной электроструи норвежским радаром STARE в течение одного солнечного оборота, предшествовавшего сильной магнитной буре. При этом наименьшая частота резонансного ультранизкочастотного поглощения определяется как частота ступенчатого падения спектральной плотности мощности наблюдаемого сигнала. В свою очередь, частота ступенчатого падения спектральной плотности мощности определяется посредством решения минимальной вариационной задачи, которая наилучшим образом (метод наименьших квадратов) вписывает ступенчатую модель средней спектральной мощности в профиль спектральной плотности мощности реальных наблюдений. Последовательное сжатие спектрального окна, в котором решается вариационная задача, позволяет построить диаграммы решений минимальной задачи на плоскости частота — мощность резонансного поглощения. С помощью таких диаграмм выделены высокочастотная и низкочастотная ветви резонансного ультранизкочастотного поглощения. Обнаружено, что в слабозмущенных условиях изменчивость резонансного ультранизкочастотного поглощения обусловлена, в первую очередь, вариациями мощности поглощения в обеих ветвях.

DOI: 10.31857/S0016794022100273, EDN: PJNTLY

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения ультранизкочастотных (УНЧ) резонансов магнитных силовых линий представляют большой интерес для диагностики магнитосферы Земли и процессов в околоземном космическом пространстве. Резонансы магнитных силовых линий представляют собой стоячие альвеновские волны, которые могут возбуждаться различными источниками, например, в результате воздействия на магнитосферу переменного динамического давления солнечного ветра в околополуденном секторе местного времени. Дж.В. Данжи [1964] осуществил пионерские теоретические исследования по магнитосферным резонансам и впервые вычислил фундаментальные периоды тороидальных крутильных колебаний в дипольном геомагнитном поле.

Для описания и моделирования резонансных колебаний магнитных силовых линий часто используют приближение бесконечно большой ионосферной проводимости, в котором стоячая альвеновская волна имеет в ионосфере узлы электрического поля и, соответственно, пучности электрического тока [Cummings et al., 1969; Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974]. В этом слу-

чае условие резонанса состоит в том, что на длине магнитной силовой линии между сопряженными ионосферами должно укладываться целое число полуволн. Численные расчеты резонансных частот в магнитной гидродинамике (МГД) с бесконечно большой ионосферной проводимостью показали, что типичные значения минимальной резонансной частоты на дневной стороне спокойной магнитосферы составляют 3–5 мГц [Lee and Lysak, 1989; Cheng and Zaharia, 2003]. Аналогичные значения минимальной резонансной частоты дают наземные и спутниковые магнитные наблюдения в спокойных условиях [Anderson et al., 1989; Lanzerotti et al., 1999; Urban et al., 2011].

Учет конечной величины ионосферной проводимости допускает кроме полуволновых собственных колебаний магнитных силовых линий возбуждение четвертьволновых колебаний, в которых на длине силовой линии между сопряженными ионосферами укладывается нечетное число четвертей длины волны [Allan and Knox, 1979a, b]. Возбуждение четвертьволновых колебаний возможно в тех случаях, когда волновая проводимость магнитосферы превосходит интегральную проводимость Педерсена в одной из сопряженных ионосфер [Alperovich and Fedorov, 2007].

Такие условия могут реализоваться, например, внутри плазмосферы, где альвеновская скорость может быть достаточно малой [Леонович и др., 2015]. При возбуждении четвертьволновых колебаний магнитных силовых линий пучность поперечного электрического поля должна наблюдаться в ионосфере с меньшей интегральной проводимостью.

Согласно теоретическим оценкам [Yumoto et al., 1995], добротность магнитосферного МГД-резонатора для полуволновых резонансных колебаний достаточно низкая и в высоких геомагнитных широтах имеет порядок единицы. Четвертьволновые колебания имеют пучность электрического поля в одной из сопряженных ионосфер. Поэтому, при прочих равных условиях, омическая диссипация энергии четвертьволновых колебаний выше, чем такая диссипация в полуволновых колебаниях. Следовательно, для четвертьволновых собственных колебаний можно ожидать еще более низкую добротность МГД-резонатора. Ввиду низкой добротности резонатора, прямые экспериментальные наблюдения возбуждения резонансных колебаний сталкиваются со значительными трудностями, см. например [Obana et al., 2015]. Как правило, наблюдать фундаментальные резонансные гармоники не удастся, а удастся наблюдать гармоники более высокого порядка, для которых добротность резонатора выше. Например, для полуволновых колебаний удастся наблюдать вторые гармоники [Cummings et al., 1969], для четвертьволновых – четвертые [Budnik et al., 1998] или более высокие. При этом экспериментально определить порядок наблюдаемой гармоники достаточно сложно. Более того, в опубликованной литературе нет сообщений об успешных регулярных мониторинговых наблюдениях возбуждения магнитосферных резонансов. Таким образом, приходится признать, что прямые экспериментальные наблюдения возбуждения резонансов магнитных силовых линий не обеспечивают решения задач диагностики магнитосферы.

С учетом низкой добротности УНЧ-резонатора, альтернативный подход к диагностике магнитосферы может состоять в оценке резонансного поглощения энергии фоновых ультранизкочастотных колебаний, наблюдаемых при экспериментальном мониторинге электрических и магнитных полей в околоземном пространстве. В работах [Бадин 2017, 2019] показана возможность оценки резонансного УНЧ-поглощения по спектральной мощности доплеровских радарных наблюдений авроральной электроструи. Основная задача данной работы состоит в том, чтобы обобщить такие оценки для более широкого класса мониторинговых радарных наблюдений.

2. ОБРАБОТКА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Данная работа анализирует регулярные доплеровские наблюдения норвежского радара STARE [Greenwald et al., 1978], которые предшествовали сильной магнитной буре 29 октября 2003 г. В таких радарных наблюдениях измеряется скорость дрейфа ионосферных электронов по доплеровскому сдвигу частоты радиоволн, рассеянных назад ионосферными неоднородностями электронной концентрации, возникающими в авроральной электроструе при достаточной активности последней. Анализируемый период наблюдений включал один солнечный оборот, предшествовавший началу сильной магнитной бури.

В работах [Бадин 2017, 2019] показано, что средняя спектральная плотность мощности (СПМ) скорости дрейфа электронов, вычисляемая посредством численного Фурье-преобразования данных измерений, испытывает ступенчатое падение (скачок) на определенной частоте. Такое падение спектральной плотности мощности (СПМ) интерпретировалось как эффект резонансного поглощения энергии фоновых УНЧ-колебаний поперечного электрического поля, наблюдаемого посредством измерений скорости дрейфа электронов. Применение численного преобразования Фурье означает, что временной ряд наблюдений считался стационарным. Использовались четырехчасовые интервалы наблюдений, что позволяло анализировать достаточно низкие частоты колебаний, и в то же время ограничивать влияние нестационарности временных рядов. При этом количественная оценка частоты, на которой происходило падение средней спектральной мощности, проводилась посредством решения вариационной задачи на минимум функционала, представлявшего собой сумму квадратов отклонений вычисленной спектральной мощности измерений от ступенчатой модели средней спектральной мощности, вписываемой наилучшим образом (метод наименьших квадратов) в профиль СПМ реальных наблюдений. Найденная таким образом частота интерпретировалась как минимальная частота резонансного УНЧ-поглощения в континууме собственных частот силовых линий геомагнитного поля.

Предложенный метод выявления эффектов резонансного поглощения неявно предполагает, что исходную СПМ фоновых УНЧ-колебаний можно считать достаточно однородной. В реальных наблюдениях спектр фоновых колебаний может быть сильно неоднородным, например, за счет УНЧ-пульсаций, возбуждаемых как внешними (солнечный ветер) так и внутримангнитосферными (плазменные неустойчивости) источниками. Вследствие этого СПМ реальных наблюдений может содержать целый ряд скачков, как положи-

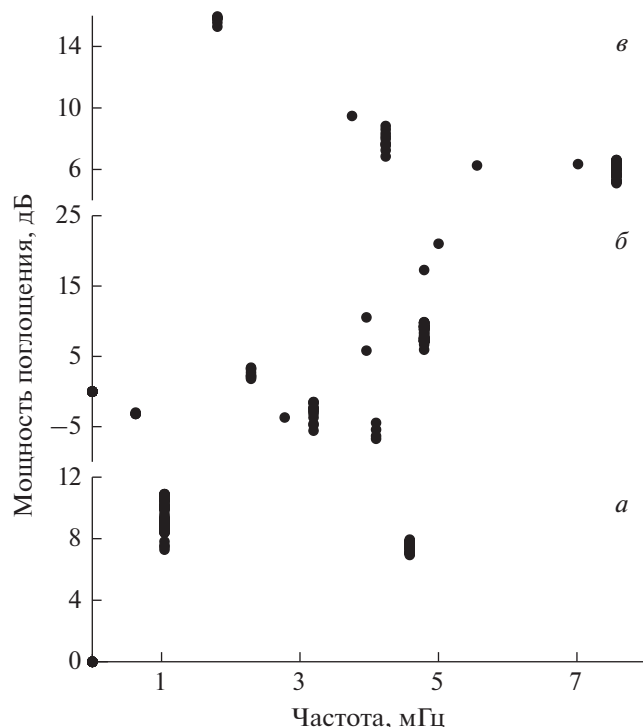


Рис. 1. Диаграммы решений минимальной задачи для: (а) — восьмого луча норвежского радара STARE в вечернем секторе местного времени 30.09.2003; (б) — шестого луча радара в утреннем секторе 21.10.2003; (в) — восьмого луча радара в утреннем секторе 28.10.2003 (лучи нумеруются в направлении от более высоких широт к более низким).

тельных, так и отрицательных по величине, и эти скачки искажают оценку резонансного поглощения предложенным методом. Кроме того, временной ряд наблюдений может оказаться существенно нестационарным, что внесет дополнительные искажения. Наконец, вариационная задача на минимум функционала (минимальная задача) относится к классу некорректно поставленных задач [Тихонов и Арсенин, 1986], что может привести к появлению ложных решений, не имеющих физического смысла. Ввиду этих обстоятельств, методика анализа экспериментальных данных необходимо доработать и сделать более устойчивой к возможным искажениям результатов.

Исследования некорректно поставленных задач [Тихонов и Арсенин, 1986] привели к заключению, что задачу можно считать математически корректной в том случае, когда малые изменения исходных данных задачи приводят к достаточно малым изменениям решений, и некорректной в противном случае, когда малые изменения исходных данных приводят к значительным изменениям решений. При обработке экспериментальных данных мы не имеем возможности каким-либо образом изменять сами данные, но можем изме-

нить тот интервал частот (спектральное окно), в котором решается минимальная задача. Начиная со спектрального окна, равного всему интервалу изучаемых частот (в данной работе это частоты от 0.5 до 10 мГц), мы можем последовательно сжимать спектральное окно на малый шаг по частоте и на каждом шаге решать задачу на минимум функционала. Каждое такое решение можно изобразить точкой на плоскости, абсцисса которой представляет собой частоту решения минимальной задачи, а ордината — мощность поглощения сигнала, т.е. высоту ступеньки падения СПМ. Собирав все такие точки в одной диаграмме, мы получим диаграмму решений минимальной задачи. В каждой такой диаграмме малые изменения спектрального окна играют роль малых изменений исходных данных задачи. По изменениям решений минимальной задачи мы можем судить о корректности или некорректности последней.

Передвигая верхнюю частотную границу спектрального окна к нижней границе частотного интервала, мы получим нисходящую (по частоте) диаграмму. Передвигая нижнюю границу спектрального окна к верхней границе частотного интервала, получим восходящую диаграмму. Нисходящие диаграммы позволяют выделять слабые эффекты поглощения на сравнительно низких частотах, последовательно удаляя возможные сильные эффекты на более высоких частотах. Восходящие диаграммы, соответственно, позволяют выделять слабые эффекты на более высоких частотах, последовательно удаляя сильные низкочастотные эффекты. Совокупность нисходящих и восходящих диаграмм, построенных для каждого луча радара в каждом наблюдаемом событии, дает достаточно детальную картину наблюдаемого резонансного УНЧ-поглощения.

Примеры нисходящих и восходящих диаграмм решений минимальной задачи показаны на рис. 1. Видно, что почти все решения сосредоточены во множестве, имеющих вид вертикальных линий (или псевдолиний), соответствующих определенным частотам. Такие вертикальные линии можно условно назвать линиями поглощения (имея в виду, что спектр поглощения в действительности сплошной, и истинных спектральных линий в нем нет), а частоты этих линий можно отождествить с минимальными частотами соответствующих резонансных континуумов, в которых происходит резонансное поглощение. При этом большое количество точек в каждой линии указывает на широкополосный характер поглощения. Высота линии указывает на мощность УНЧ-поглощения в каждом континууме. Отметим, что оцениваемая таким образом минимальная резонансная частота соответствует именно фундаментальной гармонике резонанса, поскольку поглощение энергии в этой гармонике сильнее, чем в гармониках более высокого порядка.

На рис. 1а показана нисходящая диаграмма для восьмого луча норвежского радара в ходе события, наблюдавшегося 30.09.2003 г. в вечернем секторе местного времени. Диаграмма выделяет линию значительного поглощения (до 11 дБ) на частоте около 1 мГц и менее сильного (до 8 дБ) на частоте около 4.5 мГц. Сравнение с теоретическими расчетами и экспериментальными наблюдениями позволяет связать поглощение на более высоких частотах с возбуждением полуволновых колебаний магнитных силовых линий на дневной стороне магнитосферы.

На рис. 1б показана нисходящая диаграмма для шестого луча норвежского радара в ходе события, наблюдавшегося 21.10.2003 г. в утреннем секторе местного времени. Диаграмма выделяет линию значительного поглощения (до 10 дБ) на частоте около 5 мГц и слабого поглощения (до 4 дБ) на частоте около 2 мГц. Здесь поглощение на более высоких частотах также можно связать с возбуждением полуволновых колебаний на дневной стороне магнитосферы. Диаграмма выделяет линии отрицательного поглощения на частотах около 3 и 4 мГц. Линии отрицательного поглощения можно связать с широкополосными пульсациями на этих частотах. Кроме того, диаграмма показывает также заметное количество индивидуально расположенных (“оторвавшихся”) точек. Такие точки указывают на математическую некорректность минимальной задачи. По-видимому, возможно ввести понятие кусочно-корректной задачи, и считать задачу корректной только в пределах каждой линии поглощения.

Рисунок 1в показывает восходящую диаграмму для восьмого луча норвежского радара в ходе события, наблюдавшегося 28.10.2003 г. в утреннем секторе местного времени. Это событие наблюдалось за сутки до начала сильной магнитной бури. Диаграмма выделяет линию сильного поглощения (до 16 дБ) на частоте около 2 мГц, линию умеренного поглощения (до 9 дБ) на частоте около 4 мГц и линию сравнительно слабого поглощения (до 7 дБ) на частоте около 7.5 мГц. В этой диаграмме поглощение на частотах выше 4 мГц также можно связать с возбуждением полуволновых колебаний. При этом дополнительное поглощение на частотах выше 7.5 мГц указывает на подключение дополнительного объема возбуждения полуволновых колебаний. В свою очередь, подключение дополнительного объема возбуждения может означать, что на резонансных частотах силовых линий выше 7.5 мГц геомагнитное поле становится практически азимутально симметричным (квазидипольным), и частоту 7.5 мГц можно назвать частотой “симметризации” геомагнитного поля. Чем выше частота “симметризации”, тем выше степень асимметрии геомагнитного поля в плоскости меридиана пол-

день — полночь, и тем ближе к Земле может находиться плазменный слой хвоста магнитосферы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Данная работа анализирует радарные наблюдения, которые проводились в течение одного солнечного оборота в октябре 2003 г. и предшествовали сверхсильной магнитной буре 29 октября. При доплеровских радарных наблюдениях осуществить успешный спектральный анализ данных удастся только в тех случаях, когда интенсивность ионосферных неоднородностей достаточно велика. В противном случае отношение сигнал/шум оказывается слишком малым и происходит значительная потеря спектральной информации. По этим причинам здесь представлены результаты анализа только девятнадцати событий. Для каждого события период наблюдений составлял четыре часа при скважности измерений 20 с. Результаты анализа доплеровских радарных наблюдений сведены в таблицу, в которой для каждого события приведены дата и сектор местного времени, полярность трех составляющих $\{B_x, B_y, B_z\}$ вектора межпланетного магнитного поля (ММП) в GSM-координатах, минимальные и максимальные значения динамического давления солнечного ветра P_{sw} , а также геофизических индексов Dst и AE за период наблюдения (все эти параметры приводятся по часовым данным OMNI), и, наконец, минимальная частота F_{min} резонансного УНЧ-поглощения в низкочастотной (нч) и высокочастотной (вч) ветвях.

Жирным шрифтом в таблице показана частота той ветви, которая доминировала по мощности поглощения. Доминирующей считалась та ветвь, линии поглощения которой доминировали по мощности на более чем четырех радарных лучах (из восьми имевшихся). Если обе ветви доминировали на четырех лучах каждая, то ни одна из ветвей не считалась доминирующей. В тех случаях, когда на одной и той же диаграмме решений минимальной задачи обнаруживалось более одной линии поглощения в какой-либо ветви, в качестве минимальной частоты резонансного поглощения такой ветви выбиралась частота той линии, которая доминировала по мощности поглощения. Такая методика различения ветвей поглощения представляет собой естественное обобщение первоначального полуэмпирического подхода [Бадин 2017, 2019], в котором решение минимальной задачи предполагалось единственным. При сохранении принципа единственности решения методика выделяла бы наиболее сильный эффект, т.е. поглощение, доминирующее по мощности.

Результаты анализа доплеровских радарных наблюдений показаны на рис. 2. На этом рисунке приведены минимальные частоты резонансного поглощения в низкочастотной и высокочастот-

Таблица 1. Гелиогеофизические параметры анализируемых событий

Дата	Сектор MLT	B_x	B_y	B_z	P_{sw} , нПа min/max	K_p	Dst , нТл min/max	AE , нТл min/max	$Fmin$, мГц нч вч	
30.09.03	Вечер	+	+	—	1.49/1.65	2	—11/—6	136/361	0.9 ± 0.2	3.5 ± 1.5
01.10.03	Утро	+	+	—	1.62/1.90	2	—17/—10	145/318	1.4 ± 1.0	3.5 ± 1.7
02.10.03	Вечер	+	—	—	0.71/1.83	3	—14/—5	200/409	1.8 ± 0.2	3.5 ± 1.3
03.10.03	Утро	+	—	—	1.62/2.28	5	—33/—27	177/675	1.0 ± 0.5	3.0 ± 0.5
07.10.03	Вечер	+	+	+	1.90/2.50	3	—10/—5	136/437	0.9	3.1 ± 1.5
09.10.03	Утро	+	—	+	1.10/1.37	4	—12/—6	119/449	1.2 ± 0.6	2.7 ± 0.6
13.10.03	Вечер	—	+	±	3.21/3.72	3	—18/+9	264/603	1.6 ± 0.8	3.0 ± 1.9
15.10.03	Утро	—	+	±	2.86/3.63	6	—77/—58	469/886	1.0 ± 0.3	4.3 ± 0.8
16.10.03	Вечер	—	+	—	2.19/2.40	4	—41/—37	341/677	0.8 ± 0.1	3.9 ± 1.0
17.10.03	Утро	—	+	—	2.45/3.14	6	—53/—39	682/999	1.3 ± 0.4	3.2 ± 1.7
18.10.03	Утро	—	±	—	2.31/2.75	4	—49/—23	311/726	1.2 ± 0.7	3.0 ± 0.6
19.10.03	Вечер	—	+	—	2.61/2.89	5	—54/—40	690/1087	1.2 ± 0.4	3.5 ± 1.4
20.10.03	Вечер	—	±	±	3.40/5.23	4	—43/—23	306/769	1.4 ± 0.6	3.0 ± 0.5
21.10.03	Утро	—	+	—	2.12/2.81	4	—45/—37	313/742	1.9 ± 0.7	5.2 ± 0.5
24.10.03	Утро	—	—	—	1.68/2.59	3	—43/—15	330/1103	1.6 ± 0.3	2.5 ± 0.3
25.10.03	Вечер	+	—	±	1.33/4.30	4	—49/—27	171/914	1.8 ± 0.4	3.6 ± 0.8
27.10.03	Утро	+	—	—	0.57/0.72	3	—52/—46	290/572	1.6 ± 0.7	3.4 ± 1.4
28.10.03	Утро	+	—	±	1.70/5.56	4	—18/—1	195/466	1.8 ± 0.4	3.9 ± 1.6
31.10.03	Вечер	+	—	+	7.67/14.36	7	—88/—76	247/519	3.5 ± 0.7	8.0 ± 1.4

Примечания. $Fmin$ — минимальная частота резонансного УНЧ-поглощения в низкочастотной (нч) и высокочастотной (вч) ветвях. Приведены средние значения по восьми лучам радара. Разброс значений показывает наибольшее отклонение (по одному из лучей). Жирным шрифтом показана частота, доминирующая по мощности поглощения.

ной ветвях в зависимости от дня наблюдений (в сутках, считая от первого дня) в течение всего анализируемого периода. Светлые значки соответствуют наблюдениям в утреннем секторе, темные — в вечернем. Крупные значки показывают частоту, которая доминировала по мощности поглощения. При этом треугольники указывают на наличие отрицательной B_z составляющей ММП по часовым данным (в GSM-координатах), а кружочки соответствуют положительным B_z в четырехчасовом интервале наблюдений. Из рисунка видно, что треугольники высокочастотной ветви поглощения расположены, в основном, выше соответствующих кружочков. Такой результат хорошо согласуется с представлениями об эрозии магнитосферы при отрицательных B_z [Арыков и Мальцев, 1998]. При такой эрозии магнитопауза на дневной стороне обычно приближается к Земле, и собственные МГД-частоты магнитных силовых линий должны возрастать. Этот результат служит еще одним доводом в пользу того, что высокочастотную ветвь резонансного УНЧ-поглощения целесообразно связать с полуволновыми собственными колебаниями на дневной стороне

магнитосферы. Штриховая вертикальная линия на рис. 2 показывает начало сильной магнитной бури 29 октября. Последующие результаты относятся к фазе восстановления магнитной бури.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Для минимальных частот резонансного УНЧ-поглощения в табл. 1 для каждого события приведены средние значения частот по восьми радарным лучам и наибольшее отклонение от среднего (по одному из лучей). Ввиду малого числа результатов для каждого события, стандартные отклонения не вычислялись. В отдельных случаях отклонения были сравнительно невелики, однако, во многих случаях отклонения были достаточно большими и достигали 30–50% и более по относительной величине. Можно указать несколько причин, по которым появлялись такие большие отклонения. Во-первых, полнота данных для отдельных лучей была различной, ввиду различной интенсивности ионосферных неоднородностей на разных лучах. Недостаток спектральной информации на отдельных лучах мог приводить к

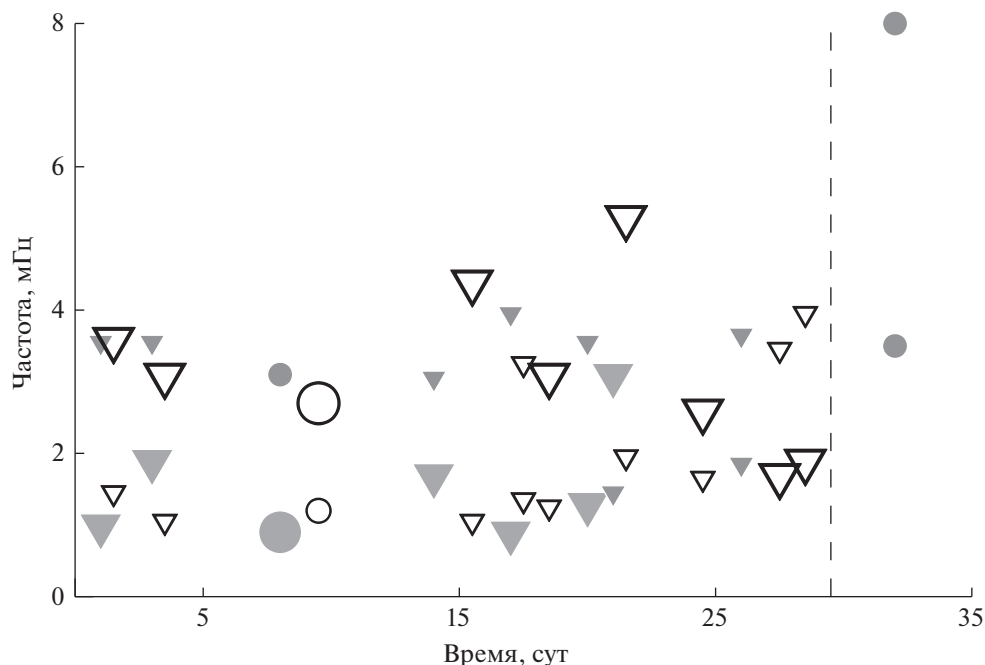


Рис. 2. Минимальные частоты резонансного УНЧ-поглощения в течение одного солнечного оборота, предшествовавшего сильной магнитной буре 29 октября 2003 г. Светлые значки соответствуют наблюдениям в утреннем секторе местного времени, темные — в вечернем. Крупные значки показывают частоту, доминирующую по мощности поглощения. Кружки соответствуют интервалу наблюдений с положительными значениями B_z (по часовым данным), треугольники указывают на наличие отрицательных B_z . Вертикальная штриховая линия показывает начало сильной магнитной бури. Последующие значения частоты соответствуют фазе восстановления.

искажениям результатов. Во-вторых, фоновая спектральная мощность УНЧ-колебаний в магнитосфере могла иметь существенные пространственные неоднородности, и это могло привести к значительному разбросу результатов между различными лучами. В-третьих, временные ряды наблюдений могли быть существенно нестационарными. В таких случаях возможно, например, появление в одной и той же ветви нескольких линий поглощения приблизительно одинаковой мощности, что также может приводить к большому разбросу результатов между различными лучами радара. Отметим, что оценка спектральной мощности по экспериментальным данным посредством численного Фурье-преобразования обычно считается методом достаточно грубым, что и подтверждается полученными результатами.

В течение одного солнечного оборота, предшествовавшего сверхсильной магнитной буре 29 октября 2003 г., гелиогеофизические условия были, в основном, слабо-возмущенными, и сильные магнитные бури не наблюдались. Изменчивость минимальных резонансных частот за этот период была сравнительно небольшой (см. рис. 2). Эта изменчивость выражалась, прежде всего, в незначительном повышении резонансных частот высокочастотной ветви поглощения при отрицательных значениях B_z -составляющей ММП, что

объясняется эффектом эрозии магнитосферы [Арыков и Мальцев, 1998]. Заметное повышение минимальной резонансной частоты в событии 21 октября 2003 г., скорее всего, обусловлено искажением результатов, возникшим вследствие сильных УНЧ-пульсаций (см. рис. 1).

Значительная изменчивость ото дня ко дню наблюдалась в мощности резонансного поглощения в обеих ветвях. Как правило, высокочастотная ветвь поглощения доминировала по мощности при наблюдениях в утреннем секторе местного времени, а в вечернем секторе доминировала низкочастотная ветвь (см. рис. 2). Такая асимметрия поглощения хорошо согласуется с известной асимметрией плазмосферы вдоль меридиана утро—вечер [Нишида, 1980]. Обнаруженная асимметрия может указывать на значительный вклад в низкочастотную ветвь резонансного поглощения собственных колебаний магнитных силовых линий в плазмосфере, особенно в вечернем секторе местного времени. Радиальное распределение альвеновской скорости в магнитосфере таково, что минимальные резонансные частоты во внешней магнитосфере и в плазмосфере близки по величине [Леонович и др., 2015]. Можно предполагать, что возбуждение четвертьволновых собственных колебаний магнитных силовых линий вносит определенный вклад в резонансное погло-

шение низкочастотной ветви. Во всяком случае, значения минимальных резонансных частот низкочастотной ветви поглощения (см. табл. 1) не противоречат численным оценкам частоты четвертьволновых резонансов [Budnik et al., 1998]. При этом поглощение в низкочастотной ветви может быть обусловлено возбуждением колебаний как в плазмосфере, так и во внешней магнитосфере, как на дневной, так и на ночной стороне магнитосферы. Отметим, что поглощение в низкочастотной ветви демонстрирует несколько большую, чем в высокочастотной ветви, изменчивость минимальных резонансных частот по относительной величине. Такую изменчивость можно связать с возбуждением колебаний в различных частях магнитосферы.

На рис. 2 хорошо видна закономерность, характерная для слабо-возмущенных условий, а именно: при наблюдениях в утреннем секторе местного времени доминирует поглощение высокочастотной ветви, а в вечернем секторе — низкочастотной. Однако, эта закономерность была нарушена за 1–2 дня до начала сильной магнитной бури. В эти дни поглощение низкочастотной ветви доминировало по мощности при наблюдениях в утреннем секторе местного времени. Аналогичный эффект отмечался ранее [Бадин, 2016, 2018]. Доминирование той или иной ветви резонансного поглощения может означать, что увеличился объем возбуждения этой ветви собственных колебаний в магнитосфере и/или уменьшился объем возбуждения другой ветви колебаний. Можно предложить ряд физических механизмов, которые могли бы объяснить подобный эффект. Во-первых, перемещение магнитного потока с дневной стороны магнитосферы на ночную сторону [Нишида, 1980], которое могло бы уменьшить объем возбуждения высокочастотной ветви колебаний на дневной стороне и увеличить объем возбуждения низкочастотной ветви на ночной стороне. Такое перемещение обычно происходит вследствие пересоединения магнитных силовых линий при отрицательных значениях B_z -составляющей ММП. Однако можно отметить, что утром 28 октября не наблюдалось стабильных длительных периодов отрицательных B_z , в то время как в предшествующие дни такие периоды наблюдались, но не приводили к доминированию низкочастотного поглощения в утреннем секторе местного времени. Во-вторых, возможно усиление плазмосферного резонансного поглощения низкочастотной ветви, обусловленного затуханием Ландау на тепловых электронах плазмопаузы [Leonovich et al., 2021]. В этом случае дополнительный нагрев электронов плазмопаузы может сопровождаться усилением активности субавроральных красных дуг, и такой эффект можно обнаружить при оптических наблюдениях верхней атмосферы. В-третьих, уменьшение объема воз-

буждения полуволновых колебаний магнитных силовых линий и увеличение объема возбуждения четвертьволновых колебаний возможно при значительном уменьшении поперечной проводимости авроральной ионосферы, что, в свою очередь, возможно при значительном ослаблении высыпаний энергичных электронов в ионосферу (“затишье перед бурей”). Ослабление высыпаний энергичных электронов может означать накопление в магнитосфере избыточной энергии. Не исключено, что сверхсильные бури в магнитосфере Земли происходят при определенных сочетаниях воздействия солнечного ветра и внутреннего состояния самой магнитосферы.

Приведенные в табл. 1 минимальные частоты резонансного поглощения показывают значительный разброс значений таких частот между различными лучами радара. В то же время значения, усредненные по всем лучам, демонстрируют сравнительно слабую изменчивость. С другой стороны, сильное по мощности резонансное поглощение указывает на то, что данный эффект носит глобальный характер, т.е. возбуждение собственных колебаний, ответственных за поглощение, происходит в достаточно большом объеме магнитосферы, сопоставимом с размерами последней. В таком случае целесообразно наблюдать резонансное УНЧ-поглощение глобально. Иными словами, целесообразно наблюдать данное явление одновременно многими инструментами, возможно расположенными на разных долготах. С этой точки зрения большой интерес представляет проект создания Национального гелиогеофизического комплекса РАН [Жеребцов, 2020]. Несмотря на то, что геофизические наблюдения с помощью когерентных ионосферных радаров начались в России сравнительно недавно, см., например, [Mager et al., 2015], проект Национального гелиогеофизического комплекса включает развертывание сети когерентных ионосферных радаров [Бернгардт и др., 2020].

В заключение сформулируем основные выводы данной работы.

1. По данным доплеровских радарных наблюдений авроральной электроструи выделены высокочастотная и низкочастотная ветви резонансного УНЧ-поглощения.
2. В слабовозмущенных условиях изменчивость резонансного УНЧ-поглощения обусловлена в первую очередь вариациями мощности поглощения в обеих ветвях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит М.Г. Деминова за полезные обсуждения.

Работа радаров STARE обеспечивалась Институтом аэронавтики им. Макса Планка (Германия) и Финским

метеорологическим институтом (Финляндия) в кооперации с университетом Тронхейма (Норвегия).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект 20-05-00050.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Арыков А.А., Мальцев Ю.П.* Причины эрозии дневной магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 4. С. 138–142. 1998.
- *Бадин В.И.* Возбуждение и поглощение УНЧ-колебаний по доплеровским радарным наблюдениям в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 1. С. 93–101. 2016.
<https://doi.org/10.7868/S0016794016010028>
- *Бадин В.И.* Резонансное УНЧ-поглощение в условиях магнитной бури // Солнечно-земная физика. Т. 3. № 1. С. 79–87. 2017.
<https://doi.org/10.12737/21428>
- *Бадин В.И.* Резонансное УНЧ поглощение при различных направлениях межпланетного магнитного поля / Астрономия 2018. Том 2. Солнечно-земная физика — современное состояние и перспективы. Ред. В.Н. Обридко. М.: ИЗМИРАН. С. 19–22. 2018.
<https://doi.org/10.31361/eaas.2018-2.004>
- *Бадин В.И.* Резонансное УНЧ-поглощение по авроральным доплеровским радарным наблюдениям // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 2. С. 219–226. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019020020>
- *Бернгардт О.И., Куркин В.И., Кушнарев Д.С., Гркович К.В., Федоров Р.Р., Орлов А.И., Харченко В.В.* Декаметровые радары ИСЗФ СО РАН // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 2. С. 79–92. 2020.
<https://doi.org/10.12737/szf-62202006>
- *Данжи Дж.В.* Магнитогидродинамические волны / Геофизика. Околоземное космическое пространство. М.: Мир. С. 417–430. 1964.
- *Жеребцов Г.А.* Комплекс гелиогеофизических инструментов нового поколения // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 2. С. 6–18. 2020.
<https://doi.org/10.12737/szf-62202001>
- *Леонович А.С., Мазур В.А., Козлов Д.А.* МГД-волны в геомагнитном хвосте: обзор // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 1. С. 4–22. 2015.
<https://doi.org/10.12737/7168>
- *Нишида А.* Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир. 299 с. 1980.
- *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука. 287 с. 1986.
- *Allan W., Knox F.B.* A dipole field model for axisymmetric Alfvén waves with finite ionosphere conductivities // Planet. Space Sci. V. 27. № 1. P. 79–85. 1979a.
- *Allan W., Knox F.B.* The effect of finite ionosphere conductivities on axisymmetric toroidal Alfvén wave resonances // Planet. Space Sci. V. 27. № 7. P. 939–950. 1979b.
- *Alperovich L.S., Fedorov E.N.* Hydromagnetic waves in the magnetosphere and the ionosphere. Springer, N.Y. 421 p. 2007.
- *Anderson B.J., Engebretson M.J., Zanetti L.J.* Distortion effects in spacecraft observations of MHD toroidal standing waves: theory and observations // J. Geophys. Res. V. 94. № A10. P. 13425–13445. 1989.
- *Budnik F., Stellmacher M., Glassmeier K.-H., Buchert S.C.* Ionospheric conductance distribution and MHD wave structure: observation and model // Ann. Geophysicae. V. 16. № 1. P. 140–147. 1998.
- *Chen L., Hasegawa A.* A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance // J. Geophys. Res. V. 79. № A7. P. 1024–1032. 1974.
- *Cheng C.Z., Zaharia S.* Field line resonances in quiet and disturbed time three-dimensional magnetospheres // J. Geophys. Res. V. 108. № A1. 1001. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009471>
- *Cummings W.D., O'Sullivan R.J., Coleman P.J.* Standing Alfvén waves in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 74. № A3. P. 778–793. 1969.
- *Greenwald R.A., Weiss W., Nielsen E., Thomson N.R.* STARE: a new radar auroral backscatter experiment in northern Scandinavia // Radio Sci. V. 13 № 6. P. 1021–1039. 1978.
- *Lanzerotti L.J., Shono A., Fukunishi H., MacLennan C.G.* Long-period hydromagnetic waves at very high geomagnetic latitudes // J. Geophys. Res. V. 104. № A12. P. 28423–28435. 1999.
- *Lee D.-H., Lysak R.L.* Magnetospheric ULF wave coupling in the dipole model: the impulsive excitation // J. Geophys. Res. V. 94. № A12. P. 17097–17103. 1989.
- *Leonovich A.S., Kozlov D.A., Vlasov A.A.* Kinetic Alfvén waves near a dissipative layer // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 126 e2021JA029580. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029580>
- *Mager P.N., Berngardt O.I., Klimushkin D.Yu., Zolotukhina N.A., Mager O.V.* First results of the high-resolution multibeam ULF wave experiment at the Ekaterinburg SuperDARN radar: ionospheric signatures of coupled poloidal Alfvén and drift-compressional modes // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 130–131. P. 112–126. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.05.017>
- *Obana Y., Waters C.L., Sciffer M.D., Menk F.W., Lysak R.L., Shiokawa K., Hurst A.W., Petersen T.* Resonance structure and mode transition of quarter-wave ULF pulsations around the dawn terminator // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 120. P. 4194–4212. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021096>
- *Southwood D.J.* Some features of field line resonances in the magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 22. № 3. P. 483–491. 1974.
- *Urban K.D., Gerrard A.J., Bhattacharya Y., Ridley A.J., Lanzerotti L.J., Weatherwax A.T.* Quiet time observations of the open-closed boundary prior to the CIR-induced storm of 9 August 2008 // Space Weather. V. 9. S11001. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011SW000688>
- *Yumoto K., Pilipenko V., Fedorov E., Kurneva N., Shiokawa K.* The mechanisms of damping of geomagnetic pulsations // J. Geomagn. Geoelectr. V. 47. № 1. P. 163–176. 1995.

ВЫДЕЛЕНИЕ СОЛНЕЧНО-СУТОЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЛОКАЛЬНЫМ И ГЛОБАЛЬНЫМ МЕТОДАМИ

© 2023 г. А. В. Белов¹ *, Н. С. Шлык¹ **, М. А. Абунина¹, А. А. Абунин¹,
В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹, А. А. Мелкумян¹

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

*e-mail: abelov@izmiran.ru

**e-mail: nshlyk@izmiran.ru

Поступила в редакцию 20.10.2022 г.

После доработки 25.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

По данным нейтронного монитора ст. Москва с помощью гармонического анализа получены характеристики солнечно-суточной анизотропии космических лучей в спокойные дни за длительный период с 1965 по 2020 гг. Установлено, что средний суточный ход вариаций космических лучей нейтронных мониторов ст. Москва практически полностью описывается двумя гармониками солнечно-суточной анизотропии и не содержит признаков других влияний. Сравнение со среднесуточными характеристиками экваториальной составляющей векторной анизотропии космических лучей, полученными по данным мировой сети нейтронных мониторов с помощью метода глобальной съемки, показало хорошее согласие результатов двух методик. Из сравнения локальных и глобальных результатов получены оценки приемных коэффициентов первой гармоники анизотропии космических лучей для нейтронного монитора ст. Москва и предложен новый экспериментальный метод расчета приемных коэффициентов отдельных детекторов. Обсуждены и обоснованы ограничения локальной методики, а также возможности продолжения и расширения данного исследования.

DOI: 10.31857/S0016794022600594, EDN: UJBTLX

1. ВВЕДЕНИЕ

Галактические космические лучи (КЛ) приходят к Земле со всех сторон и почти изотропно. Однако небольшая неоднородность в угловом распределении интенсивности потока КЛ (или анизотропия КЛ) существует постоянно [Forbush, 1969]. Хорошо выделяется суточная волна, связанная с вращением Земли вокруг своей оси, ее часто называют солнечно-суточной анизотропией. Она была обнаружена сразу после начала регулярных наблюдений КЛ в 30-е годы прошлого века (напр., [Thompson, 1939; Duperier, 1946]). Достаточно посмотреть на практически любой короткий (хватит нескольких дней) ряд данных любого достаточно большого наземного детектора КЛ, чтобы увидеть в нем повторяемость с приблизительным периодом в одни сутки.

На рисунке 1 приведен произвольно взятый период вариаций КЛ, зарегистрированных на типичном нейтронном мониторе (НМ). Суточная волна видна во все дни периода. Даже не зная ее природу, естественно связать ее с вращением Земли и нетрудно догадаться, что так проявляется анизотропия КЛ.

Более чем за 80 лет исследований анизотропии КЛ было опубликовано огромное число работ (см., напр., [Forbush, 1969; Thompson, 1939; Duperier, 1946; Elliot, 1952; Firor et al., 1954; Sarabhai and Nerurkar, 1956; Kane, 1966; Nagashima et al., 1968; Sekido et al., 1968; Jacklyn and Vrana, 1969; Somogyi, 1969; Swinson, 1969, 1995; Briggs et al., 1970; Pomerantz and Duggal, 1972; Forbush and Beach, 1975; Крымский и др., 1981]). Большое внимание к этой научной области связано с тем, что анизотропия чутко реагирует на все основные проявления солнечной активности, например, основные солнечные циклы (11- и 22-летний) [Forbush, 1969; Duggal et al., 1970; Pomerantz and Duggal, 1971; Forbush, 1973; Forbush and Beach, 1975; Moraal, 1976; Samsonov et al., 1979; Mori et al., 1981; Bieber and Chen, 1991; Крымский и др., 2007; Oh et al., 2010; Tiwari et al., 2012; Абунина и др., 2013б; Munakata et al., 2013, 2014] или короткопериодные флуктуации параметров солнечно-ветра и межпланетного магнитного поля, которые являются причиной Форбуш-эффектов (ФЭ) [Forbush, 1937, 1938; Yoshida, 1956; Kaminer et al., 1981; Dvornikov et al., 1983; Mishra and Mishra, 2007; Абунина и др. 2013а].

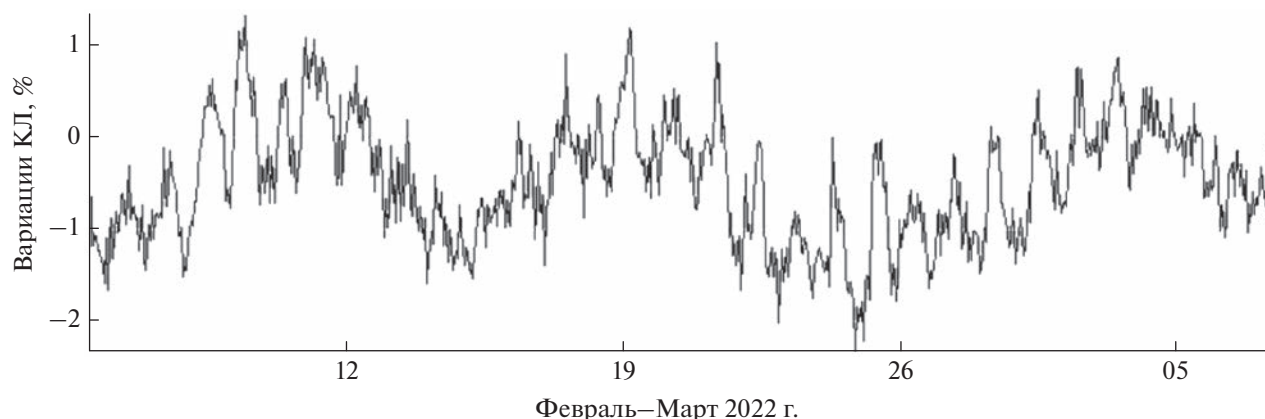


Рис. 1. Вариации скорости счета НМ ст. Москва в феврале–марте 2022 г. Адаптировано с (<http://cr0.izmiran.ru/mosc/>).

Большинство исследований проводилось разными способами по данным одного или нескольких наземных детекторов [Mori et al., 1977; Sari et al., 1978; Kumar et al., 1993; Oh et al., 2010], с использованием ионизационных камер [Compton, 1934; Шафер, 1984; Beer et al., 2012 и ссылки в ней] или по данным шаров-зондов [Bazilevskaya and Svirzhevskaya, 1998; Stozhkov et al., 2009]. Большому числу работ по анизотропии КЛ отчасти способствовала легкость ее выделения. Но следует подчеркнуть, что довольно легко получить среднесуточные характеристики солнечно-суточной анизотропии только в сравнительно спокойные периоды. Во время возмущений среднесуточные характеристики малополезны, а выделение анизотропии в более короткие периоды (например, за каждый час) — это более трудная задача, требующая специальных подходов и методов.

Глобальные методы изучения вариаций первичных КЛ (например, метод глобальной съемки — GSM (*Global Survey Method*)) объединяют одновременные наземные наблюдения КЛ на отдельных детекторах для получения основных характеристик их вариаций за пределами атмосферы и магнитосферы Земли. В данном методе вся сеть НМ используется как единый многоканальный прибор, где в роли каждого канала выступает станция, которая получает информацию из определенного сектора, а все каналы целиком перекрывают небесную сферу. Многоканальность такого прибора обеспечивает надежность и непрерывность измерений, при этом статистическая точность сети заметно возрастает, а влияние аппаратных эффектов существенно уменьшается. К примеру, отдельный нейтронный монитор (НМ64) обеспечивает статистическую точность 0.1–0.2%/ч, в то время как вся сеть станций обеспечивает точность порядка ~0.01%/ч.

Метод глобальной съемки позволяет определить плотность (изотропную часть интенсивности)

и анизотропию потока галактических КЛ за каждый час за пределами магнитосферы и атмосферы. Одна из самых первых и успешных реализаций глобального метода была создана в Якутске [Крымский и др., 1966а, 1966б, 1967, 1981; Altuchov et al., 1969]. Практически в это же время свою методику предложили и японские исследователи [Nagashima, 1971].

Немного позже, в начале 70-х гг., модификация этого метода была разработана в ИЗМИРАН [Belov et al., 1973, 1974] и применена для обработки нескольких событий в октябре–ноябре 1968 г., а затем использовалась для обработки часовых данных нейтронных мониторов за весь период наблюдений. Детальное описание версии GSM, разработанной в ИЗМИРАН, приведено в работах [Белов и др., 2018; Belov et al., 2018].

Группа иркутских исследователей разработала свою версию — глобально-спектрографический метод [Dvornikov and Sdobnov, 1998], который стал самым сложным и многоцелевым из существующих в мире методов обработки данных НМ. Он используется для вычисления первой и второй гармоники анизотропии космических лучей и для определения вариаций планетарного распределения жесткостей геомагнитного обрезания [Дворников и др., 1986; Richardson et al., 2000].

Отдельно стоит упомянуть, что существует еще один глобальный способ исследования солнечно-суточных вариаций КЛ — это метод кольца станций, который позволяет получать свойства углового распределения КЛ без разложения на гармоники. Он позволяет получить мгновенное (точнее, ежечасное) долготное распределение интенсивности КЛ, не прибегая к его моделированию. Данный метод основан на том, что основной вклад в скорость счета НМ вносят первичные КЛ, проходящие с достаточно узкой полосы долгот. В связи с этим для метода кольца станций используются данные не всех НМ, исключаются высокоширотные (приполярные), низкоширот-

ные и высокогорные станции. Подробное описание метода кольца станций, его особенности, ограничения и применимость приведены в работах [Абунина и др., 2020a, 2020b; Abunina et al., 2020].

Есть и другой метод, похожий на описанный выше метод кольца станций, но реализованный для меньшего числа высокоширотных станций, входящих в проект Spaceship Earth (<https://neutronm.bartol.udel.edu/>). Этот метод рассчитывает ежечасное пич-угловое распределение интенсивности КЛ и также позволяет наблюдать предвестники приближающихся межпланетных возмущений. Оба упомянутых метода сейчас реализованы в реальном времени, ознакомиться с результатом их работы можно по ссылкам (<https://crst.izmiran.ru/aid/ros>) и (<https://neutronm.bartol.udel.edu/spaceweather/lossconegraph.html>).

Существуют также локальные методы исследования вариаций КЛ, в основе которых лежит обработка данных одного или нескольких НМ различными способами. Так, разными авторами на протяжении уже нескольких десятилетий используется метод гармонического анализа временных рядов скорости счета НМ [Patel et al., 1968; Forbush, 1973; Singh and Badruddin, 2006; Oh et al., 2010; Tivari et al., 2012] или Фурье-анализ [Mathews et al., 1969; Dubey, 2001; Mishra and Mishra, 2006; Sabbah, 2013; Okike, 2021]. В этих исследованиях описаны различные особенности поведения анизотропии КЛ в разные периоды времени (в т.ч. в спокойные и во время ФЭ), энергетический спектр анизотропии, долговременные изменения и т.д. Подобные исследования проводились также по данным мюонных телескопов (напр., [Mori et al., 1977; Fenton et al., 1983; Munakata et al., 2013, 2014]).

Наглядность — это одно из преимуществ локального метода выделения анизотропии. Есть и другие. Локальный подход почти незаменим там, где нет возможности организовать одновременные наблюдения КЛ для всей небесной сферы. Это трудно сделать для более высоких энергий, чем эффективные энергии НМ и пока невозможно осуществить на других планетах (на Марсе, к примеру). Невозможно было обойтись без локальных методов в начале 19-го солнечного цикла, когда уже были непрерывные наблюдения, но еще не было мировой сети НМ. Локальные методы дали нам основные сведения о второй и третьей гармониках анизотропии КЛ [Крымский и др., 1973; Kota, 1975; Кравцов, 1980; Munakata and Nagashima, 1985; Kaushik et al., 2001; Munakata et al., 2022]. И, по-видимому, они же будут пополнять эти сведения в ближайшие время, поскольку включение высоких гармоник в модель вариации, используемой в глобальных методах, делает результаты менее надежными из-за большого числа

определяемых параметров. Вторая гармоника неплохо выделяется во время больших ФЭ, когда она велика, что показано в (напр., [Kamoldinov et al., 1975; Krivoshapkin et al., 1981; Richardson et al., 2000]), но не в спокойные периоды. Локальный подход может быть основным (и, как минимум, важен) для изучения долгопериодных вариаций (связанных с солнечными циклами или сезонных) и для определения энергетической (жесткостной) зависимости характеристик анизотропии КЛ.

Перечисляя достоинства локальных методов (а они многочисленны), нельзя забывать и о его ограничениях и недостатках. Главный из которых в том, что он мало пригоден для изучения короткопериодных вариаций. Гармонический анализ данных отдельного детектора КЛ не подходит для надежного выделения анизотропии во время ФЭ. Назовем только две главные причины, препятствующие этому. Во-первых, характеристики анизотропии могут значительно и быстро изменяться в это время, а в больших ФЭ это неизбежно. Во-вторых, изменения изотропной части интенсивности КЛ во время ФЭ вносят существенный (часто определяющий) вклад в результаты гармонического анализа, и эти результаты теряют связь с реальной анизотропией. В целом можно сделать вывод (несколько упрощенный): в спокойные времена локальный подход хорош, а иногда и неизбежен, тогда как в возмущенные периоды нужны глобальные методы.

Целью данной работы является создание и описание методики выделения солнечно-суточной анизотропии потока КЛ в спокойные дни на примере данных нейтронного монитора ст. Москва за длительный период с 1965 по 2020 гг., а также сравнение полученных характеристик солнечно-суточной анизотропии с результатами обработки данных методом глобальной съемки.

2. ДАННЫЕ

Выбор данных нейтронного монитора ст. Москва представляется естественным, поскольку авторы работают именно в ИЗМИРАН, им легче понять особенности данных этого детектора и полученных на их основе результатов. Но это не единственная причина выбора. НМ ст. Москва один из самых больших (5 секций) и наиболее долго работающих нейтронных мониторов. Первые данные НМ ст. Москва относятся к 1958 г., а с мая 1966 г. нейтронный монитор старого типа (МГГ) был заменен на современный монитор типа НМ64. Понятно, что длинный однородный ряд данных нужен для изучения долгопериодных вариаций. А размер детектора для данного исследования имеет особое значение, поскольку анизотропия КЛ в спокойные периоды мала и сравнима со ста-

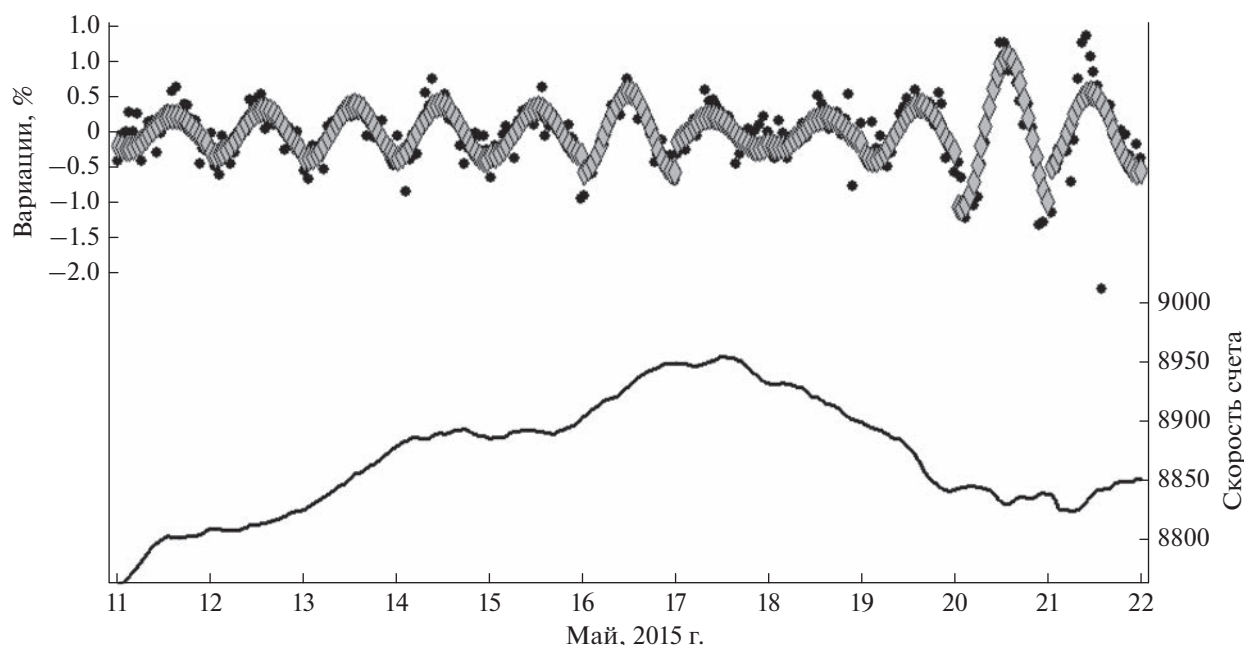


Рис. 2. Пример типичного периода. Сглаженная за скользящие 24 ч скорость счета НМ ст. Москва (нижняя кривая), результат гармонического анализа (ромбы) и среднечасовые отклонения от нее (вариации скорости счета — черные точки).

тистической погрешностью среднечасовых данных нейтронных мониторов.

3. МЕТОДЫ

Основной метод, используемый в работе, — это гармонический анализ после скользящего сглаживания. Вначале сглаживается скорость счета за каждые 24 ч со сдвигом на час. Если $N_R(k)$ — сглаженная скорость счета для часа k , а $N(k)$ — скорость счета в k -тый час, то вариацию для этого часа можно записать как:

$$\delta_k^{obs} = \frac{N(k) - N_R(k)}{N_R(k)} \times 100\%. \quad (1)$$

И в ней должны содержаться все суточные гармоники. Если таких гармоник только две, то их можно представить в виде:

$$\delta_k = c_0 + c_1 \cos(\varphi_k) + c_2 \sin(\varphi_k) + c_3 \cos(2\varphi_k) + c_4 \sin(2\varphi_k), \quad (2)$$

где $k = 1...24$ — номер часа, φ_k — долгота, соответствующая часу k .

Дисперсия между ожидаемой и наблюдаемой вариаций может быть рассчитана следующим образом:

$$D = \sigma_2^2 = \frac{1}{19} \sum_{k=1}^{24} (\delta_k^{obs} - \delta_k)^2, \quad (3)$$

и ее значения будут минимальны при выполнении следующих условий: $c_0 = \frac{1}{24} \sum_{k=1}^{24} \delta_k$; $c_1 = A_x = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^{24} \delta_k \cos(\varphi_k)$; $c_2 = A_y = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^{24} \delta_k \sin(\varphi_k)$; $c_3 = A_{2x} = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^{24} \delta_k \cos(2\varphi_k)$; $c_4 = A_{2y} = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^{24} \delta_k \sin(2\varphi_k)$. В нашем случае $c_0 \approx 0$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 2 представлен пример типичного периода (11–22 мая 2015 г.) обрабатываемого ряда данных НМ ст. Москва. В нижней части рисунка показана сглаженная за скользящие 24 ч скорость счета НМ (правая ось). За каждый час в соответствующих сутках были посчитаны среднечасовые отклонения от сглаженной скорости счета (δ_k^{obs}) согласно формуле (1), на рисунке эти значения отмечены черными точками в верхней части. Затем был проведен гармонический анализ, позволивший отобразить суточную вариацию в виде синусоиды (ромбы), и были рассчитаны соответствующие значения дисперсии (σ_2^2) по формуле (3).

Рассмотрим остаточную дисперсию для спокойных периодов более подробно. Мы ограничились днями, для которых часовая вариация КЛ не отклонялась от сглаженного среднего больше чем на 3%. Распределение величины σ_2 за все дни 1965–2020 гг. приведено на рис. 3.

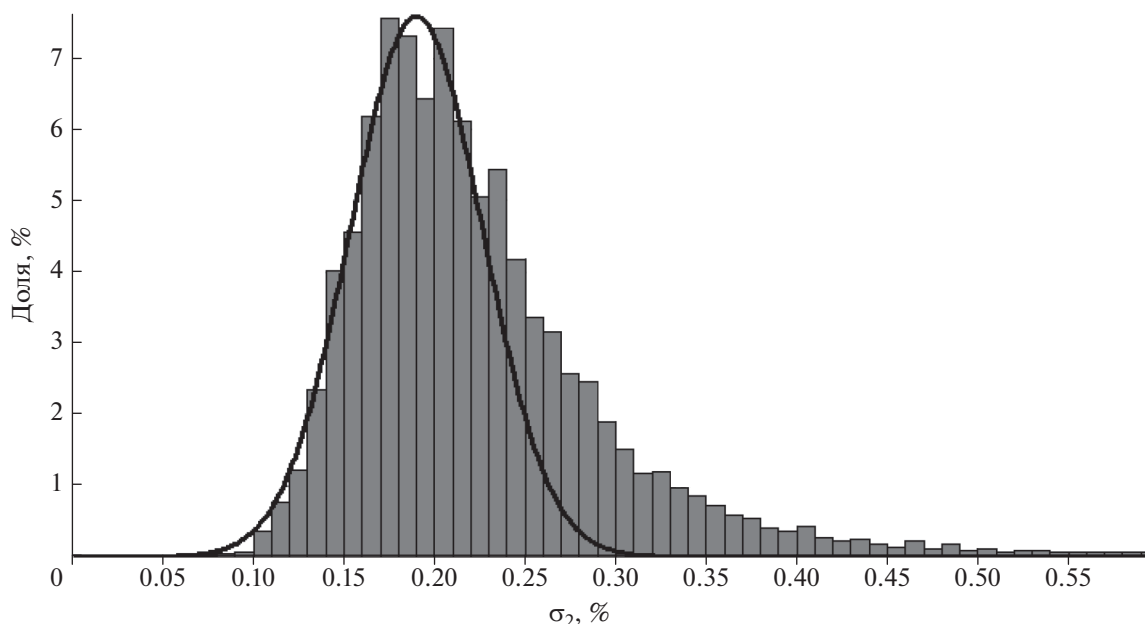


Рис. 3. Распределение величины σ_2 за все дни 1965–2020 гг., в которые часовая вариация КЛ не отклонялась от сглаженного среднего больше чем на 3%.

Можно видеть, что σ_2 чаще всего была в диапазоне 0.16–0.22%. Это близко к ожидаемой стандартной статистической погрешности НМ ст. Москва, которая в зависимости от числа работающих счетчиков и интенсивности первичных КЛ, менялась для среднечасовых данных от 0.15 до 0.21%. Из-за этой неизбежной статистической погрешности практически невозможно идеальное совпадение наблюдений и используемой аппроксимации, и, действительно, мы не видели $\sigma_2 < 0.08\%$, а $\sigma_2 < 0.15\%$ встречалась редко. Левая часть распределения не противоречит нормальному распределению. Его можно аппроксимировать функцией вида:

$$b_{\max} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_2 - \sigma_{2m}}{\sigma_n}\right)^2\right), \quad (4)$$

где $b_{\max} = 7.585\%$, $\sigma_{2m} = 0.19\%$, $\sigma_n = 0.0365\%$, показанной на рис. 3 кривой поверх гистограммы. Естественно предположить, что эта часть распределения стандартного отклонения относится к спокойным периодам, когда используемый локальный метод должен давать надежные результаты. Длинный “хвост” в правой части распределения — свидетельство того, что наша модель далеко не всегда хорошо описывает реальные вариации. Именно это следовало ожидать, и остается только порадоваться, что большинство дней все же укладывается в нормальное распределение. Приведенная функция будет нормальной функцией, если $b_{\max}$ заменить на $\frac{100}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} = 9.15\%$,

что означает, что эта функция описывает $\approx 82.9\%$ всех дней.

Полученные результаты позволяют рассмотреть долгосрочные изменения качества данных. На рис. 4 показаны изменения величины σ_2 за весь рассматриваемый период с 1965 по 2020 гг.

Наблюдаемые изменения остаточной дисперсии, в основном, объясняются двумя факторами: изменениями площади детектора и циклом солнечной активности. В периоды пониженной солнечной активности дисперсия низкая и практически нет ее выбросов вверх. В максимумах солнечной активности дисперсия, в среднем, выше, чем в минимумах, и часто наблюдаются anomalously большие значения (по-видимому, во время больших ФЭ).

Самые большие долгопериодные изменения были в начальный период (1965–1966 гг.), когда НМ типа МГГ был заменен на 12НМ64. Это снизило остаточную дисперсию приблизительно на порядок. Как и предполагалось при выборе исследуемого периода, возможности НМ типа МГГ (за исключением высокогорных) для выделения анизотропии КЛ существенно ограничены. Надежные результаты для отдельных дней не получишь, нужно усреднять данные за много дней. В период работы НМ64 дисперсия продолжала снижаться при увеличении количества счетчиков (до 18, с января 1995 г.). Наилучшее качество данных держалось в 2006–2017 гг., когда счетчиков было 24, с 2017 г. количество нормально работающих счетчиков было 21–23, и дисперсия несколько возросла. Anomalously низкая дисперсия в 1968 г.,

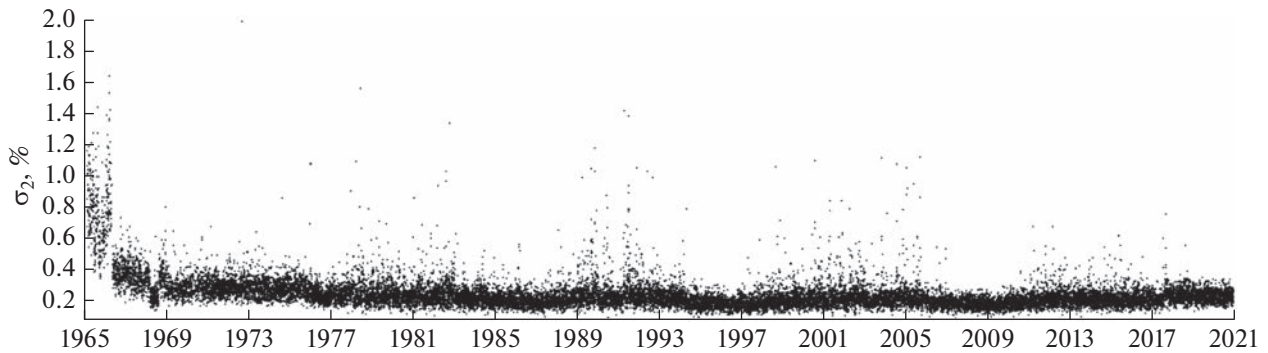


Рис. 4. Изменения величины σ_2 в 1965–2020 гг.

согласно воспоминаниям старожилов института, обусловлена экспериментами с мертвым временем регистратора.

В целом, можно утверждать, что НМ ст. Москва вполне пригоден для выделения среднесуточных характеристик анизотропии, а модель с двумя первыми гармониками достаточна и адекватна.

5. НЕОБХОДИМЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ

Поскольку нас интересуют не просто вариации КЛ в течение дня, а вариации, обусловленные анизотропией КЛ, необходимо помнить про ограничения локальной методики. Среднесуточные характеристики анизотропии КЛ невозможно точно определить с помощью гармонического анализа, если они существенно изменяются в течение суток. При этом остаточная дисперсия увеличивается. Она возрастет так же и при проблемах с данными аппаратного и методического происхождения. Таким образом, величина σ_2 — это один из основных критериев надежности полученных результатов. В данном исследовании для получения численных результатов мы использовали только дни с $\sigma_2 < 0.25\%$, а это 69.1% всех дней. Кроме этого не использовались дни с пропусками данных, но таких дней было мало.

Еще одним важным критерием для отбора подходящих дней был критерий нелинейности в поведении изотропной части вариации. Любая такая нелинейность искажает результаты гармонического анализа, создавая ложные гармоники анизотропии. Для того чтобы оценить размер этой опасности, мы аппроксимировали сглаженные средние данные отдельно за каждые сутки простой линейной функцией:

$$N = N_0 + b(t_k - 12), \quad (5)$$

где t_k — час от начала суток. Относительные отклонения от этой функции, рассчитанные как:

$$\delta_r = \frac{N - N_0}{N_0} \times 100\% \quad (6)$$

дают еще одну остаточную дисперсию:

$$\sigma_{ra}^2 = \frac{1}{22} \sum_{k=1}^{24} \delta_r^2(t_k). \quad (7)$$

Величину σ_{ra} можно считать индексом нелинейности. Она определяется из анализа сглаженных данных и поэтому $\sigma_{ra} < \sigma_2$, что видно из распределения, приведенного на рис. 5.

Здесь, как и в распределении σ_2 , левая часть могла бы принадлежать узкому нормальному распределению, которое создается в спокойное время флуктуациями КЛ без реальной нелинейности, но правая часть свидетельствует, что значительная нелинейность в поведении изотропной части КЛ — скорее правило, чем исключение. Величина σ_{ra} тесно связана с амплитудой ложных гармоник (рис. 6). Можно видеть, что в отдельные возмущенные дни ложная солнечно-суточная вариация не только сопоставима с реальной анизотропией, но и может ее существенно превышать. Иногда (во время больших ФЭ) $A1_{is} > 1\%$.

Похожая связь существует между σ_{ra} и амплитудой ложной второй гармоники анизотропии — $A2_{is}$. Вторая ложная гармоника также может в возмущенные периоды в разы превышать обычные амплитуды второй гармоники, создаваемой анизотропией КЛ.

Для получения результатов, требующих уверенности, что мы имеем дело с эффектами анизотропии КЛ, были использованы дни с $\sigma_{ra} < 0.06\%$ (71.9% от всех дней). Совместное использование всех критериев (полнота данных, $\sigma_2 < 0.25\%$ и $\sigma_{ra} < 0.06\%$) оставило нам 57.8% из начального ряда данных.

В предыдущем примере (рис. 2) были отбракованы 3 дня из 11 (11, 20 и 21 мая). 11 мая из-за критерия $\sigma_{ra} < 0.06\%$, а 20–21 мая из-за критерия $\sigma_2 < 0.25\%$. В эти дни наблюдались небольшие межпланетные возмущения и Форбуш-эффекты малой величины. Больших ФЭ в этот период не было, но небольшие ФЭ зарегистрированы не только в от-

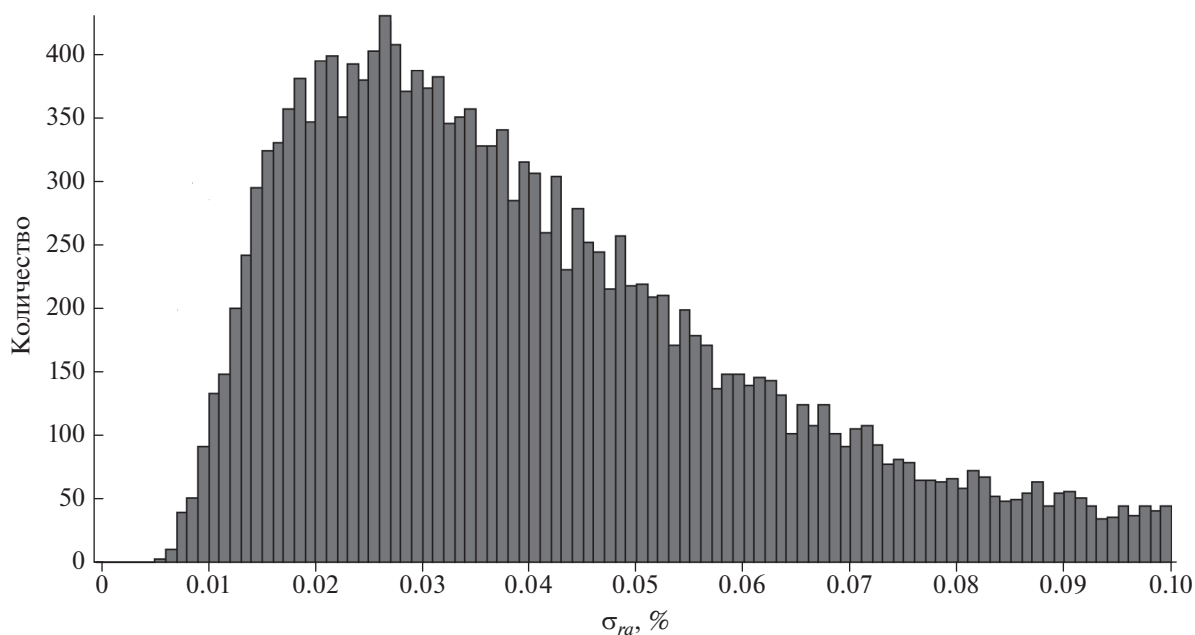


Рис. 5. Распределение индекса нелинейности (σ_{ra}).

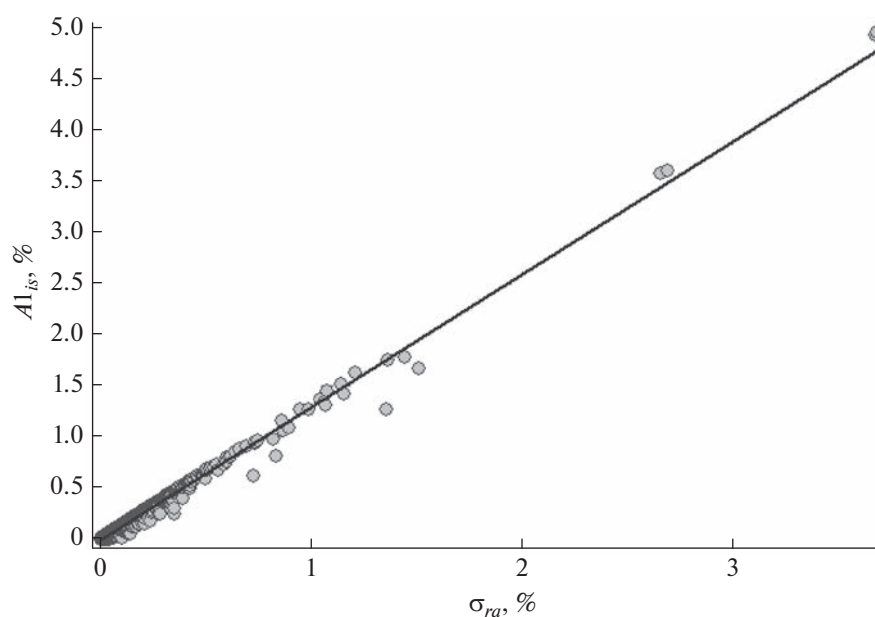


Рис. 6. Связь индекса нелинейности σ_{ra} и амплитуды ложной первой гармоники анизотропии $A1_{is}$.

бракованные дни, но и 12, 16–19 мая. Однако в эти дни плотность КЛ менялась достаточно регулярно и линейно по времени, а анизотропия КЛ была достаточно стабильна в течение суток, и эти дни вписались в утвержденные критерии.

Полученные результаты (обсуждаемые также далее) говорят в пользу того, что наша выборка дней и использованные критерии достаточно хо-

роши для выделения анизотропии КЛ локальным методом. Однако нужно заметить, что хотя в этой выборке нет дней с большими значениями $A1_{is}$ и $A2_{is}$, но приблизительно в половине дней $A1_{is}$ была в диапазоне 0.03–0.08%. В этой статье мы обсуждаем численные результаты, полученные при усреднении за длительный период, и ложные суточные волны на них практически не влияют. Но

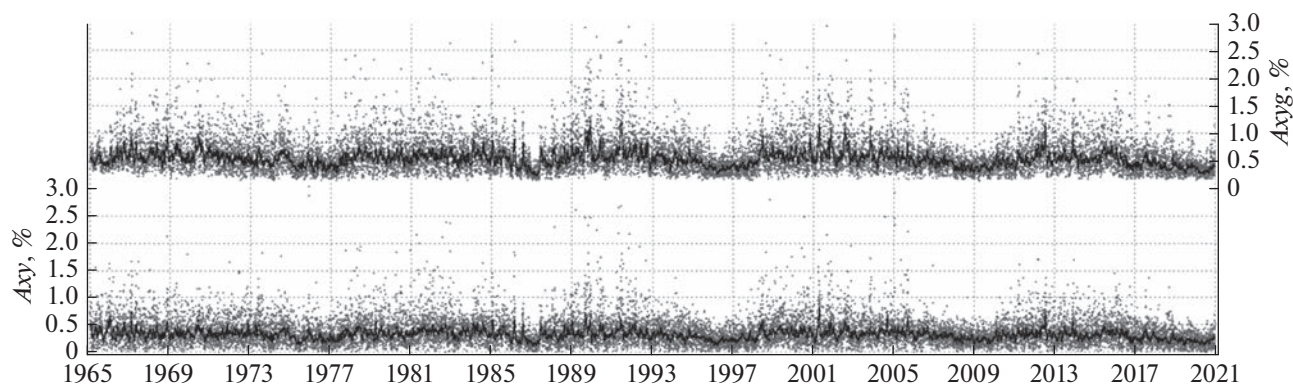


Рис. 7. Среднесуточные амплитуды первой гармоники анизотропии КЛ (точки), полученные по данным НМ ст. Москва (нижняя панель) и с помощью GSM (верхняя панель) за 1965–2020 гг. Кривыми показаны соответствующие 27-дневные скользящие средние значения амплитуд анизотропии.

в будущем при более детальном анализе, вероятно, придется применять более жесткие критерии, особенно для индекса нелинейности σ_{ra} .

6. СРАВНЕНИЕ АМПЛИТУД СОЛНЕЧНО-СУТОЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ, ПОЛУЧЕННЫХ ЛОКАЛЬНЫМ И ГЛОБАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

На рисунке 7 приведены среднесуточные амплитуды солнечно-суточной анизотропии (точки), полученные в шести последних солнечных циклах двумя способами: глобальным (A_{xyg} , верхняя панель) и локальным (A_{xy} , нижняя панель) методом. Кривыми соответственно показаны 27-дневные скользящие средние значения амплитуд анизотропии. Значения A_{xy} и A_{xyg} получались из составляющих вектора анизотропии A_x и A_y , определенных локальным методом, и A_x^k и A_y^k , определяемых из GSM за каждый час k :

$$A_{xy} = \sqrt{A_x^2 + A_y^2}, \quad (8)$$

$$A_{xyg} = \sqrt{\left(\frac{1}{24} \sum_{k=1}^{24} A_x^k\right)^2 + \left(\frac{1}{24} \sum_{k=1}^{24} A_y^k\right)^2}. \quad (9)$$

Хорошо видно, что поведение амплитуд анизотропии связано с солнечной активностью: в периоды повышенной активности они увеличиваются, а в отдельные дни это повышение значительно, иногда на порядок. Проверка таких дней показывает, что они связаны с большими ФЭ. В годы минимума солнечной активности средние амплитуды заметно снижаются, а выбросы вверх практически исчезают. Все эти особенности хорошо видны и в ряду A_{xyg} , и в ряду A_{xy} , а значит можно говорить о согласии в главных чертах долговременного поведения солнечно-суточной анизотропии, полученного разными способами.

Амплитуды A_{xyg} и A_{xy} достаточно хорошо коррелируют между собой (рис. 8): регрессионный коэффициент, определяющий наклон прямой равен 0.652 ± 0.004 , а коэффициент корреляции $cc = 0.78$. В среднем A_{xy} приблизительно в 1.5 раза меньше A_{xyg} .

Дело в том, что GSM дает информацию об истинной амплитуде векторной анизотропии КЛ с жесткостью 10 ГВ, а солнечно-суточная анизотропия, определяемая по данным наземного детектора, собирающего частицы КЛ из широкого приемного сектора, имеет меньшую амплитуду. Можно считать, что

$$A_{xy} = C11 A_{xyg}, \quad (10)$$

где $C11$ — это приемный коэффициент наземного детектора для солнечно-суточной анизотропии.

В обычно используемом нашей группой варианте метода глобальной съемки [Белов и др., 2018] для НМ ст. Москва используется величина $C11 = 0.661$, рассчитанная для плоского спектра анизотропии в диапазоне 0–100 ГВ [Yasue et al., 1982]. В целом, получается хорошее согласие отношения величин амплитуд A_{xy} и A_{xyg} с $C11$.

7. СРАВНЕНИЕ ФАЗ ВЕКТОРНОЙ СОЛНЕЧНО-СУТОЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ, ПОЛУЧЕННЫХ ЛОКАЛЬНЫМ И ГЛОБАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Среднесуточные фазы солнечно-суточной анизотропии, полученной локальным (P_{xy}) и глобальным (P_{xyg}) методом, рассчитывались следующим образом:

$$P_{xy} = \arctg \frac{A_y}{A_x}, \quad (11)$$

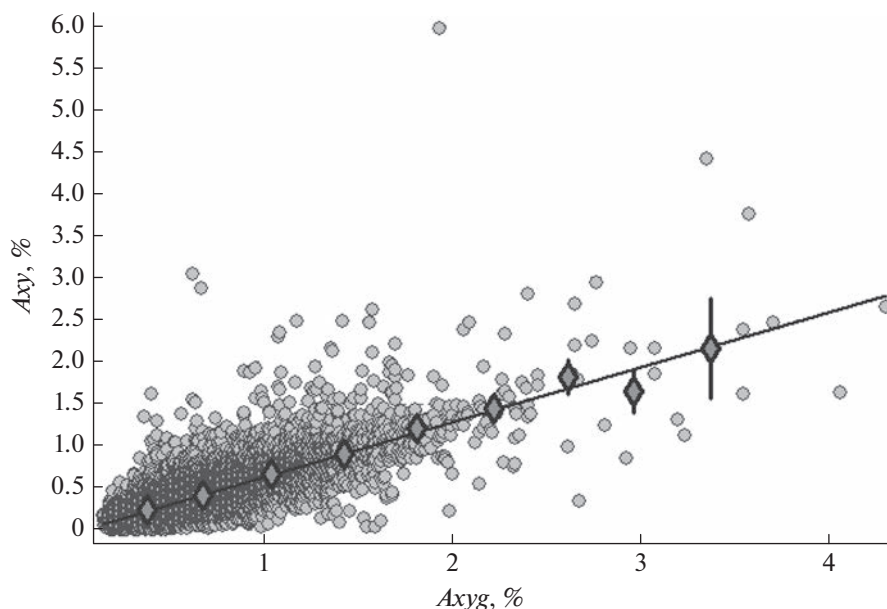


Рис. 8. Связь амплитуд солнечно-суточной анизотропии КЛ, полученных глобальным и локальным методами.

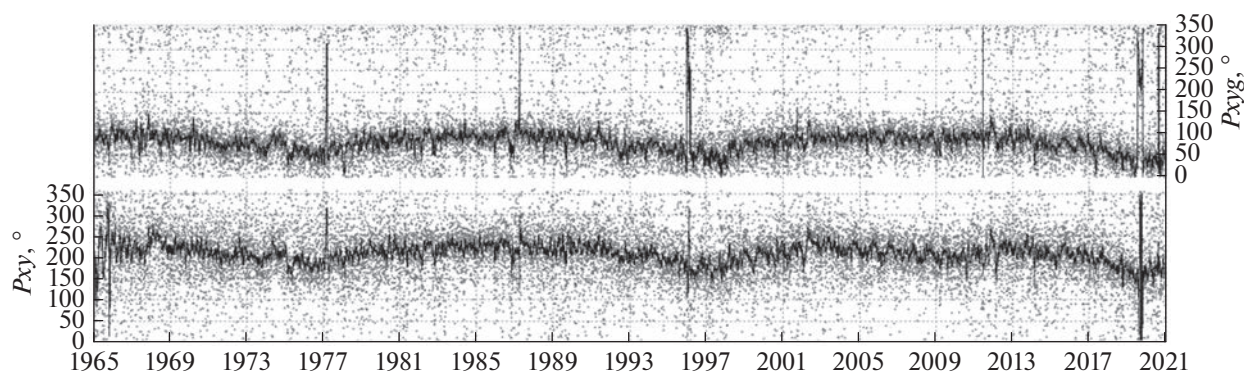


Рис. 9. Фазы первой гармоники анизотропии КЛ (точки), полученные по данным НМ ст. Москва (нижняя панель) и с помощью GSM (верхняя панель) за каждый день в 1965–2020 гг. Кривыми показаны соответствующие 27-дневные скользящие средние значения фаз анизотропии.

$$P_{xyg} = \arctg \frac{\sum_{k=1}^{24} A_y^k}{\sum_{k=1}^{24} A_x^k}. \quad (12)$$

В дальнейшем изложении фазы будут отсчитываться от направления на антисолнце, против часовой стрелки. Таким образом, типичным направлением фазы анизотропии является 90° .

Долговременные изменения фаз первой гармоники анизотропии КЛ (точки), полученные по данным НМ ст. Москва (нижняя панель) и с помощью GSM (верхняя панель), приведены на рис. 9. Соответствующими кривыми показаны 27-дневные скользящие средние значения фаз

анизотропии. Как известно [Forbush and Beach, 1975; Mori et al., 1981; Крымский и др., 2007], изменения фаз солнечно-суточной анизотропии связаны с полярностью общего магнитного поля Солнца и подчиняются солнечному магнитному циклу. Это свойство хорошо видно на рисунке. Влияние полярности наиболее заметно в минимумах солнечной активности, наибольшие долговременные отличия фаз от средних величин наблюдаются в последнем минимуме (2019–2020 гг.) и в минимумах при той же полярности 70-х и 90-х гг. Именно в эти периоды видно наиболее anomalous поведение усредненных фаз анизотропии в кривых на рис. 9.

Большие изменения и нетипичные значения фаз в отдельные дни объясняются не только из-

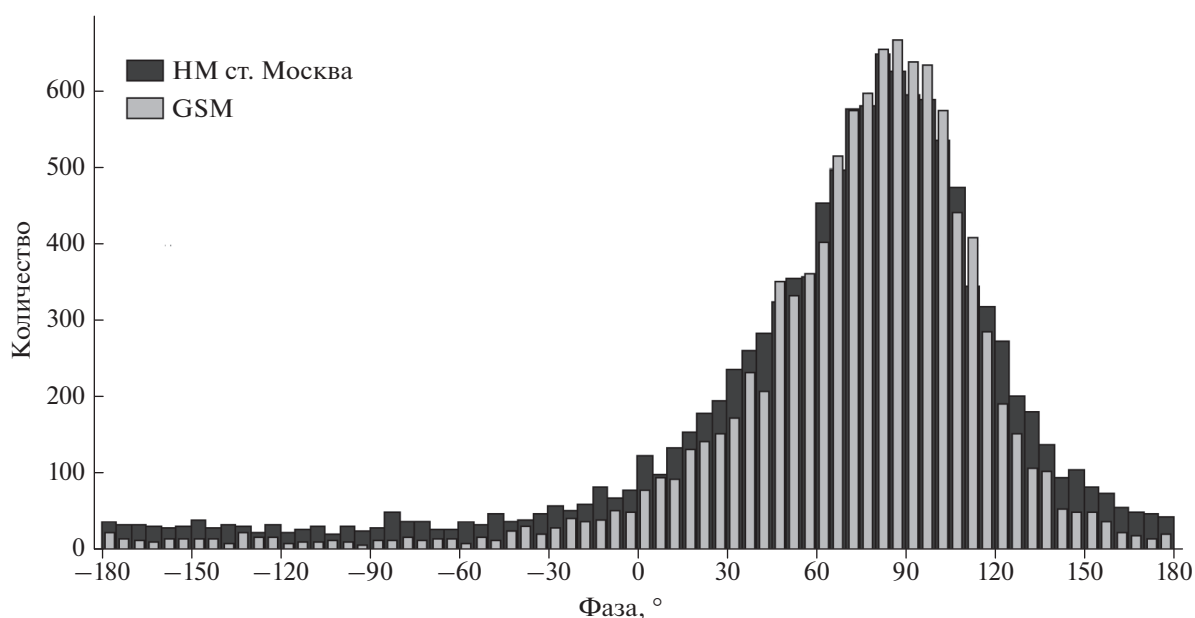


Рис. 10. Распределение среднесуточных фаз солнечной-суточной анизотропии, полученные по данным НМ ст. Москва (черные столбцы) и с помощью GSM (серые столбцы).

менчивостью анизотропии КЛ в возмущенные периоды, но и большой погрешностью в определении фаз при малых амплитудах анизотропии. По этой причине большой разброс фаз мы видим не только в периоды высокой активности, но и в спокойные годы, когда амплитуды, в основном, малы.

При явном согласии в долговременном поведении фаз, полученных двумя различными способами, между этими фазами присутствует почти постоянная разница около 130° – 140° . Так и должно быть, поскольку GSM дает оценку истинного направления анизотропии (а не направления на источник, которое отличается от направления анизотропии на 180°), и кроме того магнитосфера меняет направление прихода первичных частиц КЛ сложным образом в зависимости от точки наблюдения, энергии и направления частиц. По этой причине существует некоторый сдвиг:

$$P_{xy} = P_{xyg} + P11, \quad (13)$$

где $P11$ — эффективный магнитосферный снос направления для солнечной-суточной анизотропии для данного наземного детектора. Для НМ ст. Москва в используемой версии GSM $P11 = 51.59^\circ$ [Yasue et al., 1982]. Если сдвинуть фазы солнечной-суточной анизотропии, полученные по данным НМ ст. Москва, на эту величину, то распределения фаз P_{xy} и P_{xyg} становятся похожими (рис. 10). Распределение фаз, полученное с помощью GSM несколько уже, чем по данным НМ ст. Москва, что говорит о лучшей точности глобальной методики.

Отметим, что сравнение солнечной-суточной анизотропии, определяемой глобальным и локальным методами, позволяет оценивать приемные коэффициенты ($C11$ и $P11$) для первой гармоники из экспериментальных данных. Подробнее эту возможность обсудим в следующих разделах.

8. СРЕДНИЙ СУТОЧНЫЙ ХОД ВАРИАЦИЙ КЛ

Для того чтобы получить средний суточный ход вариаций КЛ на НМ ст. Москва были использованы вариации δ_k , рассчитанные по формуле (2). Они усреднялись отдельно для каждого часа суток для 11 784 дней с $\sigma_2 \leq 0.25\%$ и $\sigma_{ra} \leq 0.06\%$. При этом ранние годы (1965–1967 гг.) были исключены, поскольку после использования критериев отбора в них оставалось мало подходящих дней. Результаты усреднения показаны на рис. 11.

Сразу видно, что средний суточный ход соответствует гладкой регулярной функции, и эта функция близка к синусоиду. Действительно, полученный суточный ход почти идеально описывается моделью, приведенной на рис. 12, с коэффициентом корреляции $cc = 0.9995$ и остаточной дисперсией величиной 0.006% .

Это означает, что в среднем многолетнем суточном ходе вариаций КЛ на НМ ст. Москва отсутствует влияние каких-то других факторов кроме ожидаемых двух первых гармоник анизотропии. Конечно, не надо думать, что на суточную вариацию другие факторы вообще не влияют. В отдельные дни такое влияние может быть (и

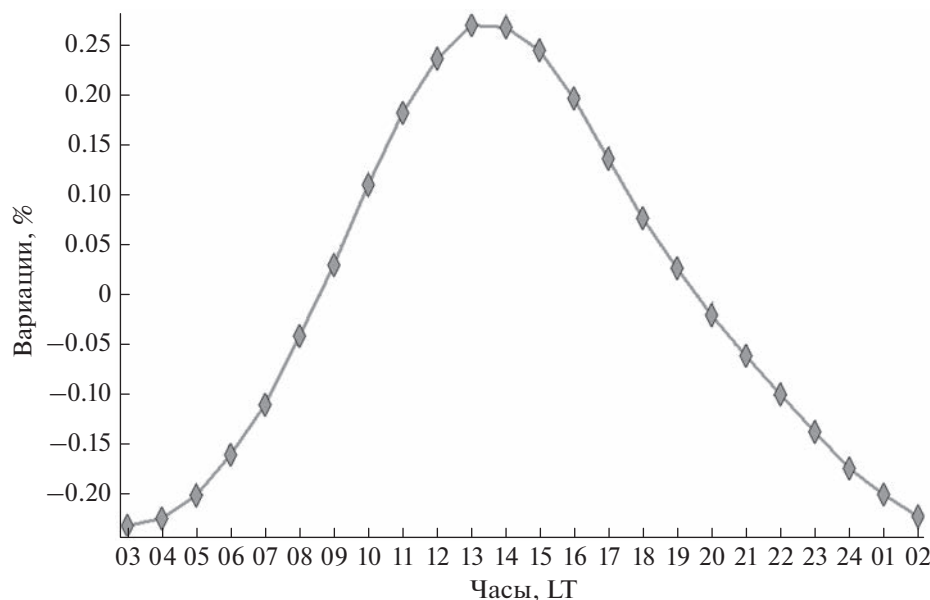


Рис. 11. Суточный ход вариаций скорости счета НМ ст. Москва, усредненный в спокойные дни ($\sigma_2 \leq 0.25\%$ и $\sigma_{ra} \leq 0.06\%$) за период 1968–2020 гг. По нижней оси приведено локальное время.

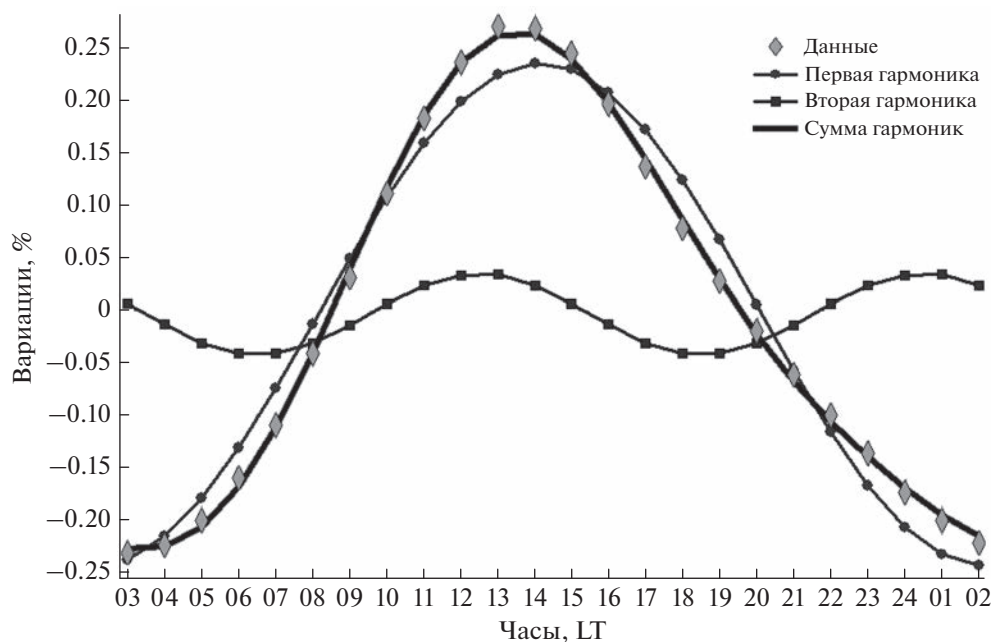


Рис. 12. Средняя суточная вариация потока КЛ на НМ ст. Москва (ромбы) и соответствующие ей первая (кружки) и вторая (квадраты) гармоники, а также их сумма (толстая кривая). По нижней оси приведено локальное время.

действительно было) значительным, но при многолетнем усреднении и рассмотрении спокойных периодов оно практически исчезает.

Амплитуда первой гармоники, соответствующей многолетней суточной вариации и показанной на рис. 12, $A_{xy} = 0.239 \pm 0.002\%$, а ее направление (фаза) составляет $31.9^\circ \pm 0.4^\circ$. Приведем

аналогичные величины и для второй гармоники: $A_{xy2} = 0.0386 \pm 0.0017\%$, а ее ось (максимумы) направлены на $15.3^\circ \pm 2.5^\circ$ и $195.3^\circ \pm 2.5^\circ$. В данной работе мы больше не будем говорить о второй гармонике, поскольку здесь мы сравниваем глобальный и локальный подходы, а в тот вариант глобального метода, который нами используется,

вторая гармоника не включена. Однако в дальнейшем будет интересно изучить свойства полученной второй гармоники и ее изменения во времени.

Для первой гармоники у нас имеются полные данные для сравнения. Мы рассчитали средний вектор анизотропии (A_{xyg}), используя те же самые дни, участвовавшие в определении средней суточной вариации на НМ ст. Москва. Оказалось, что в спокойные дни средняя амплитуда $A_{xyg} = 0.362 \pm 0.003\%$, а фаза $P_{xyg} = 80.1^\circ \pm 0.3^\circ$.

Отношение средних амплитуд A_{xy}/A_{xyg} дает $C11 = 0.661 \pm 0.009\%$, что в точности совпадает с приемным коэффициентом, используемым в нашем варианте GSM. Сравнение средних фаз дает оценку $P11 = P_{xyg} - P_{xy} = 48.1^\circ \pm 0.3^\circ$, что всего на 3.5° отличается от рассчитанной величины $P11$ [Yasue et al., 1982]. Таким образом, сравнение результатов, полученных двумя методами в спокойные дни позволяет получить значительно более точные оценки приемных коэффициентов, чем оценки, полученные для всех дней, включая возмущенные. Это еще одно напоминание о том, что в возмущенные дни в суточную вариацию вмешиваются факторы, не связанные с анизотропией КЛ.

На основе полученных результатов можно утверждать, что сопоставление характеристик анизотропии КЛ, определенных независимо глобальным и локальным методом, дает возможность оценивать приемные коэффициенты наземных детекторов по экспериментальным данным.

9. НАПРАВЛЕНИЯ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Одним из перспективных направлений однозначно является исследование долгопериодных (многолетних) вариаций амплитуды и фазы солнечно-суточной анизотропии, которые зависят от цикла солнечной активности и магнитного солнечного цикла. Как было показано выше, эти изменения одинаково хорошо описываются и глобальным, и локальным методами, а доступные ряды данных отдельных детекторов включают периоды, когда мировая сеть НМ, используемая в GSM, еще не существовала.

Локальный метод, использующий для анализа данные только спокойных дней, позволяет сравнить спокойные периоды при разных уровнях солнечной активности (например, в максимуме и минимуме циклов, когда полярность магнитного поля Солнца еще изменяется или уже устойчива) и при разных полярностях солнечного магнитного поля, когда отличаются радиальные градиенты потока КЛ. Обнаружение изменений фазы анизотропии КЛ позволит уточнить данные о начале и окончании влияния переполюсовки магнитного поля Солнца на КЛ.

Исследование сезонных вариаций анизотропии также возможно с использованием локального метода, в т.ч. можно провести оценку влияния температурного эффекта, который значительно отличается в летний и зимний периоды.

Кроме того, существуют довольно длительные (>нескольких солнечных оборотов) аномалии в величине и направлении анизотропии, которые не были ранее основательно исследованы: например, хорошо выражены периоды пониженной анизотропии в минимумах солнечной активности; существует аномалия 1974 г., когда внезапно поменялась фаза анизотропии из-за обратной смены полярности солнечного магнитного поля и др.

Нами также было показано, что локальный метод применим и для оценки качества работы детектора на основании анализа распределения дисперсии между ожидаемой и наблюдаемой вариацией КЛ.

Очень интересной и полезной также представляется возможность экспериментального определения приемных коэффициентов при сопоставлении данных конкретного детектора с результатами GSM, поскольку теоретические расчеты приемных коэффициентов довольно сложны, не вполне однозначны и произведены не для всех наземных детекторов КЛ.

Оценка надежности разделения изотропных и анизотропных вариаций также является важной задачей, поскольку часто изотропные вариации влияют на анизотропию (например, во время ФЭ), и, в частности из-за этого, использование локального метода и гармонического анализа подходит только для спокойных периодов.

Определение жесткостного спектра анизотропии на основании данных одного НМ невозможно, но привлечение к сравнению обработанных аналогичным образом данных других станций (значительно отличающихся жесткостью геомагнитного обрезания) или данных мюонных детекторов позволит оценить жесткостной спектр.

Что касается короткопериодных вариаций, данный метод также вполне применим для исследования 27-дневных циклов изменения амплитуды и фазы анизотропии, поскольку в спокойные периоды в минимуме солнечной активности хорошо прослеживается, например, воздействие высокоскоростных потоков из долгоживущих корональных дыр. Кроме того, существуют периоды аномально высоких или низких значений анизотропии, наблюдающиеся на протяжении нескольких дней, причины и свойства которых также могут быть исследованы и объяснены на основании наших данных.

Отдельной темой могут стать вариации второй гармоники анизотропии КЛ, поскольку локальный метод определяет ее в спокойные периоды вполне надежно. Интересно также изучить взаи-

мосьвязь вариаций плотности КЛ с изменениями 1-ой и 2-ой гармоник анизотропии.

10. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Получены характеристики солнечно-суточной вариации, наблюдавшейся на нейтронном мониторе ст. Москва в спокойные дни за период 1965–2020 гг.

2. Сравнение этих результатов со среднесуточными характеристиками экваториальной составляющей векторной анизотропии, полученными с помощью GSM, показало хорошее согласие.

3. Средний суточный ход вариаций КЛ на НМ ст. Москва практически полностью описывается двумя гармониками солнечно-суточной анизотропии и не содержит признаков других влияний.

4. Показано, что при правильном применении глобальная и локальная методики выделения векторной анизотропии надежны и дополняют друг друга.

5. Из сравнения локальных и глобальных результатов получены оценки приемных коэффициентов первой гармоники анизотропии для НМ ст. Москва. Предложен новый экспериментальный метод расчета приемных коэффициентов отдельных детекторов.

6. Обсуждены и обоснованы ограничения локальной методики. Во время Форбуш-эффектов она не дает надежных результатов.

7. Подробно обсуждены возможности продолжения и расширения данного исследования.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа А.А. Абунина, М.А. Абуниной, А.В. Белова и Н.С. Шлык поддержана Российским научным фондом, грант № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Абунина М.А., Абунин А.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Асипенка А.С., Оленева В.А., Янке В.Г. Связь параметров Форбуш-эффектов с гелиодолготой солнечных источников // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 1. С. 13–22. 2013а.
– Абунина М.А., Абунин А.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Долгопериодные изменения

амплитудно-фазовой взаимозависимости первой гармоники анизотропии космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 5. С. 601–610. 2013б.

– Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г., Мелкумян А.А. Метод кольца станций в исследовании вариаций космических лучей: 1. Общее описание // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 1. С. 41–48. 2020а.

<https://doi.org/10.31857/S0016794020010022>

– Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г., Мелкумян А.А. Метод кольца станций в исследовании вариаций космических лучей: 2. Примеры использования // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 2. С. 187–194. 2020б.

<https://doi.org/10.31857/S0016794020020029>

– Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.

<https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>

– Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Сергеев А.В. Метод спектрографической глобальной съемки для изучения вариаций интенсивности космических лучей межпланетного и магнитосферного происхождения / Сб. “Вариации космических лучей и исследования космоса”, ИЗМИРАН. С. 232–237. 1986.

– Кравцов Н.Г. Третья гармоника интенсивности космических лучей. Вариации космических лучей и солнечный ветер. Под. ред. Н.П. Чиркова. Якутск: ЯФ СО АН СССР. С. 55–61. 1980.

– Крымский Г.Ф., Алтухов А.М., Кузьмин А.И., Скрипин Г.В. Новый метод исследования анизотропии космических лучей. Исследование по геомагнетизму и аэрономии. М.: Наука. 1966а. 105 с.

– Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Чирков Н.П. Распределение космических лучей и приемные векторы детекторов. I. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 6. № 8. С. 991–996. 1966б.

– Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Чирков Н.П. и др. Распределение космических лучей и приемные векторы детекторов. II. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 7. № 1. С. 11–15. 1967.

– Крымский Г.Ф., Скрипин Г.В., Григорьев В.Г. О третьей гармонике в суточной вариации космических лучей / В кн.: Распределение галактических космических лучей и динамика структурных образований в солнечном ветре. Якутск: ЯФ СО АН СССР. С. 118–125. 1973.

– Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Мамрукова В.П., Григорьев В.Г., Герасимова С.К. 11- и 22-летние вариации анизотропии галактических космических лучей // Изв. РАН. Сер. Физ. Т. 71. № 7. С. 1003–1005. 2007.

– Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А., Самсонов И.С., Скрипин Г.В., Транский И.А., Чирков Н.П. Космические лучи и солнечный ветер. Новосибирск: Наука. 1981. 224 с.

– Шафер Г.В. Прецизионные наблюдения космических лучей в Якутске. Наука, СО, Новосибирск. 1984. 732 с.

– Abunina M.A., Belov A.V., Eroshenko E.A., Abunin A.A., Yanke V.G., Melkumyan A.A., Shlyk N.S., Pryamushkina I.I. Ring of Stations Method in Cosmic Rays Variations Re-

- search // Solar Phys. V. 295. N. 1. Article number 69. 2020.
<https://doi.org/10.1007/s11207-020-01639-7>
- *Altuchov A.M., Krimsky G.F., Kuzmin A.I.* The method of “Global survey” for investigation cosmic ray modulation / Proc. 11th ICRC, Budapest. V. 4. P. 457–460. 1969.
- *Bazilevskaya G.A., Svirzhetskaya A.K.* On the stratospheric measurements of cosmic rays // Space Sci. Rev. V. 85. P. 431–521. 1998.
- *Beer J., McCracken K., von Steiger R.* Cosmogenic Radionuclides. Theory and Applications in the Terrestrial and Space Environments. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2012. 425 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-14651-0>
- *Belov A.V., Blokh Ya.A., Dorman L.I., Eroshenko E.A., Inozemtseva O.I., Kaminer N.S.* Studies of isotropic and anisotropic cosmic ray variations in the Earth’s vicinities during disturbed periods / Proc. 13th ICRC, Denver. V. 2. P. 1247–1255. 1973.
- *Belov A.V., Blokh Ya.L., Dorman L.I., Eroshenko E.A., Inozemtseva O.I., Kaminer N.S.* Anisotropy and time-dependent changes in the spectrum of cosmic-ray intensity variations during August, 1972 // AN USSR, Izv., Ser. Fiz. V. 38. P. 1867–1875. 1974.
- *Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Oleneva V., Abunin A., Abunina M., Papaioannou A., Mavromichalaki H.* The Global Survey Method applied to ground-level cosmic ray measurements // Solar Phys. V. 293. № 4. article id. 68. 23 pp. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s11207-018-1277-6>
- *Bieber J.W., Chen J.* Cosmic-ray diurnal anisotropy, 1936–1988: Implications for drift and modulation theories // Astrophys. J. V. 372. P. 301–313. 1991.
- *Briggs R.M., Hicks R.B., Standi S.* Sidereal-time variations in the cosmic ray intensity // Nuovo Cimento. V. 66. № 1. P. 97–104. 1970.
- *Dubey S.K., Kumar S., Agrawal R.* Results of diurnal anisotropy in CR intensity on different geomagnetic conditions / Proc. 27th ICRC, Hamburg, Germany. P. 3963–3965. 2001.
- *Duggal S., Forbush S., Pomerantz M.* Variations of the diurnal anisotropy with periods of one and two solar cycles / Proc. 11th ICRC, Budapest. V. 29. P. 55–59. 1970.
- *Duperier A.* Solar and sidereal diurnal variations of cosmic rays // Nature. V. 158. P. 196. 1946.
- *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E.* Analyzing the solar proton event of 22 October 1989, using the method of Spectrographic Global Survey // Sol. Phys. V. 178. P. 405–422. 1998.
<https://doi.org/10.1023/A:1005069806374>
- *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V.* Analysis of cosmic ray pitch-angle anisotropy during the Forbush-effect in June 1972 by the method of spectrographic global survey / Proc. 19th ICRC, La Jolla. V. 3. P. 249–252. 1983.
- *Elliot H.* The variations of cosmic ray intensity // Progress in Cosmic Ray Phys. V. 1. P. 453–514. 1952.
- *Fenton A.G., Humble J.E., Thambyahpillai T.* Long-term changes in the solar diurnal variation / Proc. 18th ICRC, Bangalore, India. V. 10. P. 186–189. 1983.
- *Firor J.W., Fonger W.H., Simpson J.A.* Cosmic radiation intensity-time variations and their origin. V. The daily variation of intensity // Phys. Rev. V. 94. I. 4. P. 1031–1036. 1954.
- *Forbush S.E.* On the effects in the cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.
- *Forbush S.E.* On cosmic ray effects associated with magnetic storm // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. V. 43. № 3. P. 203–218. 1938.
- *Forbush S.E.* Variation with a period of two solar cycles in the cosmic-ray diurnal anisotropy and the superposed variations correlated with magnetic activity // J. Geophys. Res. V. 74. I. 14. P. 3451–3468. 1969.
- *Forbush S.E.* Cosmic ray diurnal anisotropy 1937–1972 // J. Geophys. Res. V. 78. № 34. P. 7933–7941. 1973.
- *Forbush S., Beach L.* Cosmic-ray diurnal anisotropy and the Sun’s polar magnetic field / Proc. 14th ICRC, Munich. V. 4. P. 1204–1208. 1975.
- *Jacklyn R., Vrana A.* Recent evidence concerning the sidereal anisotropy in the charged primary cosmic radiation / Proc. Astron. Soc. Australia. V. 1. P. 278. 1969.
- *Kaminer N.S., Kuzmicheva A.E., Myrmina N.V.* The Cosmic-ray anisotropy associated with high-velocity solar wind flux / Proc. 17th ICRC, Paris, France. V. 4. P. 146–149. 1981.
- *Kamoldinov S.M., Mamrukova V.P., Altukhov A.M., Krivoschapkin P.A., Krymsky G.F.* The Influence of Magnetic “Corks” upon the Galactic Cosmic Ray Distribution / Proc. 14th ICRC, München, Germany. V. 3. P. 1102. 1975.
- *Kane R.P.* Sidereal component of the diurnal variation of cosmic ray intensity // Nuovo Cimento. V. 41. № 1. P. 90–114. 1966.
- *Kaushik S.C., Shrivastava P.K., Rastogi V.K.* Comparative study of first three harmonics of cosmic ray intensity during recent solar cycle / Proc. 27th ICRC, Hamburg, Germany. P. 3809. 2001.
- *Kota J.* On the second spherical harmonics of the cosmic ray angular distribution // J. Phys. A: Mathematical and General. V. 8. I. 8. P. 1349–1360. 1975.
<https://doi.org/10.1088/0305-4470/8/8/019>
- *Krivoshapkin P.A., Krymskii G.F., Mamrukova V.P., Skripin G.V., Shafer G.V.* The second harmonic of cosmic-ray anisotropy and energy spectrum of the Forbush-decreases / Proc. 17th ICRC, Paris, France. V. 4. P. 164. 1981.
- *Kumar S., Gulati U., Khare D.K., Richharia M.K.* Comparative study of diurnal anisotropy in CR intensity on quiet days and all days // Bull. Astr. Soc. India. V. 21. P. 395–397. 1993.
- *Mathews T., Venkatesan D., Wiison B. G.* Pronounced diurnal variation in cosmic-ray intensity // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 74. № 5. P. 1218–1229. 1969.
- *Mishra R.A., Mishra R.K.* Influence of solar heliospheric parameters on cosmic rays anisotropy // Astrophysics. V. 49. № 4. P. 555–566. 2006.
- *Mishra R.K., Mishra R.A.* Interplanetary transients and cosmic-ray anisotropy // Solar Phys. V. 240. P. 359–372. 2007.
<https://doi.org/10.1007/s11207-006-0242-y>
- *Moraal H.* Observations of the eleven-year cosmic-ray modulation cycle // Space Sci. Rev. V. 19. I. 6. P. 845–920. 1976.
<https://doi.org/10.1007/BF00173707>

- *Mori S., Yasue S., Ichinose M., Munakata Y.* Cosmic ray daily variation at solar activity minimum / Proc 15th ICRC, Budapesht. V. 4. P. 65–69. 1977.
- *Mori S., Swinson D.B., Fujimoto K., Nagashima Y.* 22-year variation in the solar diurnal anisotropy of cosmic rays / Proc 17th ICRC, Paris, France. V. 10. P. 218–221. 1981.
- *Munakata K., Kozai M., Kato C., Kota J.* Long-term variation of the solar diurnal anisotropy of galactic cosmic rays observed with the Nagoya multi-directional muon detector // *Astrophys. J.* V. 791. id 22. 16 p. 2014.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/791/1/22>
- *Munakata K., Kozai M., Kato C. et al.* Large amplitude bi-directional anisotropy of cosmic-ray intensity observed with world-wide networks of ground-based neutron monitors and muon detectors in November, 2021 // *Astrophys. J.* V. 938. id 30. 11 p. 2022.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac91c5>
- *Munakata K., Kozai M., Ishizaki A., Nakajima T., Kato C., Yasue S., Kota J.* Long term variation of the solar diurnal anisotropy of galactic cosmic rays over four solar activity cycles / Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brazil. P. 1370. 2013.
- *Munakata K., Nagashima K.* The First three harmonics of solar daily variation caused by the diffusive propagation of galactic cosmic rays through the heliosphere / Proc. 19th ICRC, La Jolla, USA. V. 5. P. 98. 1985.
- *Nagashima K., Ueno H., Mori S., Sagisaka S.* A two-way sidereal anisotropy // *Can. J. Phys.* V. 46. P. S611–S613. 1968.
- *Nagashima K.* Three-dimensional cosmic ray anisotropy in interplanetary space // *Rep. Ionosphere Space Res.* V. 25. P. 189–211. 1971.
- *Oh S.Y., Yi Y., Bieber J.W.* Modulation cycles of galactic cosmic ray diurnal anisotropy variation // *Solar Phys.* V. 262. P. 199–212. 2010.
<https://doi.org/10.1007/s11207-009-9504-9>
- *Okike O.* Amplitude of the usual cosmic ray diurnal and enhanced anisotropies: Implications for the observed magnitude, timing, and ranking of Forbush Decreases // *Astrophys. J.* V. 915. I. 1. id.60. 23 p. 2021.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abfe60>
- *Patel D., Sarabhai V., Subramanian G.* Anisotropies of galactic cosmic rays in the solar system // *Planet. Space Sci.* V. 16. P. 1131–1146. 1968.
- *Pomerantz M.A., Duggal S.P.* The cosmic ray solar diurnal anisotropy // *Space Sci. Rev.* V. 12. I. 1. P. 75–130. 1971.
- *Pomerantz M.A., Duggal S.P.* North-south anisotropies in the cosmic radiation // *J. Geophys. Res.* V. 77. P. 263–265. 1972.
- *Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Cane H.V.* Bidirectional particle flows at cosmic ray and lower (~1 MeV) energies and their association with interplanetary coronal mass ejections/ejecta // *J. Geophys. Res.* V. 105. P. 12579–12592. 2000.
- *Sabbah I.* Solar magnetic polarity dependency of the cosmic ray diurnal variation // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 118. P. 4739–4747. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50431>
- *Samsonov I., Grigoryev V., Samsonova Z., Chirkov N.* Anomalous behavior of the solar wind speed and galactic cosmic ray anisotropy with solar activity cycle / Proc. 16th ICRC, Kyoto. V. 3. P. 508–513. 1979.
- *Sarabhai V., Nerurkar N.* Time variations of primary cosmic rays // *Annual Review of Nuclear and Particle Sciences.* V. 6. P. 1–42. 1956.
- *Sari J.W., Venkatesan D., Lanzerotti L.J., MacLennan C.G.* Diurnal variation of cosmic ray intensity 1. Two approaches to the study // *J. Geophys. Res.* V. 83. № A11. P. 5139–5150. 1978.
- *Sekido Y., Nagashima K., Kondo I., Murayama T., Okuda H., Sakakibara S.* Sidereal time variation of high-energy cosmic rays observed by an air Cerenkov telescope // *Can. J. Phys.* V. 46. P. S607–S610. 1968.
- *Singh M., Badruddin.* Study of the cosmic ray diurnal anisotropy during different solar and magnetic conditions // *Solar Phys.* V. 233. P. 291–317. 2006.
<https://doi.org/10.1007/s11207-006-2050-9>
- *Somogyi A.J.* Some problems of detecting galactic anisotropies // *Ann. IQSY.* V. 4. P. 269–273. 1969.
- *Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Makhmutov V.S., Svirzhevskaya A.K.* Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // *Adv. Space Res.* V. 44. P. 1124–1137. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.10.038>
- *Swinson D.B.* Sidereal cosmic-ray diurnal variations // *J. Geophys. Res.* V. 74. № 24. P. 5591–5598. 1969.
- *Swinson D.B.* Diurnal variations underground since 1959 / Proc. 24th ICRC, Rome. V. 3. P. 627–630. 1995.
- *Thompson J.L.* A critical analysis for sidereal time variations of cosmic rays on the pacific // *Phys. Rev.* V. 55. P. 11–15. 1939.
- *Tiwari A.K., Singh A., Agrawal S.P.* Study of the diurnal variation of cosmic rays during different phases of solar activity // *Solar Phys.* V. 279. P. 253–267. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-012-9962-3>
- *Yasue S., Mori S., Sakakibara S., Nagashima K.* Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for neutron monitor stations. Nagoya: Cosmic ray research laboratory. 1982. CRRL Rep. no. 7.
- *Yoshida S.* Anisotropy of cosmic rays during the cosmic-ray storms // *Il Nuovo Cimento.* V. 4. № 6. P. 1410–1432. 1956.

УДК 550.385.4

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ СУББУРЬ ПАКЕТОМ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ НЕЙРОСЕТЕЙ

© 2023 г. Н. А. Бархатов¹, *, С. Е. Ревунов¹, О. М. Бархатова²,
Е. А. Ревунова², В. Г. Воробьев³

¹Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина,
Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия

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

*e-mail: nbarkhatov@inbox.ru

Поступила в редакцию 19.11.2022 г.

После доработки 14.12.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Выполнен нейросетевой прогноз суббурь, обусловленных воздействием потоков плазмы солнечного ветра на магнитосферу Земли. Для этого были созданы рекуррентные нейросетевые модели, основанные на физических причинно-следственных связях динамики высокоширотной геомагнитной активности (по индексу AL) с параметрами межпланетного магнитного поля (ММП) и плазмы солнечного ветра (ПСВ). В качестве входных последовательностей использованы два параметра — B_z -компонента ММП и интегральный параметр $\Sigma[NV^2]$, учитывающий предысторию процесса накопления кинетической энергии солнечного ветра в магнитосферу, где N и V — концентрация плазмы и скорость солнечного ветра, соответственно. Выполнен полноценный прогноз AL -индекса по данным ПСВ и ММП на 10 мин и т.д. с 10 мин дискретностью по отдельности индивидуальной искусственной нейронной сетью (ИНС) на каждую точку, отвечающую динамике AL -индекса. Это означает, что прогноз непрерывного ряда значений AL -индекса достигается параллельно работающим пакетом ИНС. Количество ИНС в пакете определяется скважностью необходимого прогнозируемого ряда AL -индекса, при этом учет 90 мин предыстории входных параметров в каждой из сетей обеспечивает прогноз значений AL -индекса с точностью до ~80%.

DOI: 10.31857/S0016794023600084, EDN: PMFOXX

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование физических процессов с применением технологий искусственных нейронных сетей позволяет для каждой конкретной задачи учесть не только многокритериальные причинно-следственные связи, но и принять во внимание предысторию происходящих процессов. В процессе настройки ИНС циклически решаются однокритериальные задачи оптимизации [Хайкин, 2006]. Известно, что структура любой нейросети может быть адаптирована к задаче путем включения дополнительных нейронов, если исходная нейросеть не способна обеспечить решение задачи с нужной точностью или из нейросети могут быть исключены лишние нейроны и связи между ними, если исходная нейросеть избыточна для решения задачи. Нейросеть может сама выделить наиболее информативные для задачи входные сигналы, отбросить неинформативные, шумовые сигналы и в итоге повысить надежность решения. При этом нейронная сеть учитывает ранее сфор-

мированные навыки, ускоряя, таким образом, свое дообучение.

Приоритетная задача современной гелиогеофизики связана с решением вопроса разработки математических моделей для прогнозирования геомагнитных возмущений. Предполагается, что актуальная группировка патрульных космических аппаратов (КА), находящихся за пределами магнитосферы, в режиме реального времени обеспечивает поток необходимых цифровых данных о параметрах околоземного космического пространства. Такие данные требуются для интернет-систем, функционирующих в режиме реального времени. Результаты их работы позволяют заранее принимать необходимые меры по защите, например, энергетических систем или средств связи в период воздействия на магнитосферу Земли возмущенных потоков солнечного ветра. На современном этапе развития электронно-вычислительной техники и методов постпроцессинга цифровых данных в глобальной сети интернет можно

найти большое число разнообразных веб-узлов, предоставляющих результаты обработки информации для разных прикладных сфер. В сети интернет работает большое число веб-узлов, предоставляющих информацию о геомагнитной обстановке, часто выражаемой геомагнитными индексами, и о состоянии межпланетного космического пространства в режиме реального времени. Большинство существующих интернет-машин направлено на прогнозирование динамики глобальной геомагнитной обстановки как следствия взаимодействия магнитосферы Земли с межпланетной средой. Известными ресурсами среди специалистов на сегодняшний день являются следующие: World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (<http://swdcw-ww.kugi.kyoto-u.ac.jp>), сайт поддержки патрульного космического аппарата ACE (<http://www.srl.caltech.edu/ACE>), сайт поддержки спутников с полярной орбитой DMSP и POLAR (<https://dm-sp.bc.edu/>), сайт поддержки спутника SOHO (<http://sohowww.nascom.nasa.gov>).

Прогнозирование AL -индекса может осуществляться различными методами с использованием, как динамических систем, так и искусственного интеллекта. Основу прогнозирования составляет тесная связь состояния магнитосферы с параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП). Краткий обзор различных нейросетевых методов и моделей представлен в работе [Li et al., 2007]. Определенные успехи в конструировании и прогнозировании AL -индекса с использованием ИНС были достигнуты в работах [Hernandez et al., 1993; Weigel et al., 2003; Valach et al., 2014 и других]. Так, в работе [Hernandez et al., 1993] использовались нейронные сети для прогнозирования AL -индекса с 15 мин разрешением на основе данных по $V B_s$ и AL , где V — направленная к Земле компонента скорости солнечного ветра, а B_s — южная компонента ММП. В работе [Weigel et al., 2003] были использованы те же данные, что и в предыдущем исследовании, но эти авторы создали новую архитектуру ИНС с различными ветвями, учитывающими уровень магнитной активности. Рассмотренные нейросетевые решения работают на основе мгновенных значений параметров околоземного космического пространства. В настоящей работе моделируется физический процесс накопления энергии в магнитосфере путем использования во входных параметрах кумулятивных сумм.

В течение последних 15 лет открыт доступ к разработанному нами универсальному нейросетевому интернет-сервису для восстановления и прогноза числовых рядов в режиме реального времени, расположенному по адресу (<http://spacelab.mininuniver.ru/>). Для демонстрации возможностей сервиса были отобраны несколько наиболее актуальных гелиогеофизических задач, предъяв-

ляющих повышенные требования к оперативности и качеству прогнозируемых параметров. Среди таких задач: поиск нелинейной связи индексов геомагнитной активности с параметрами околоземного космического пространства [Бархатов и др., 2000]; прогнозирование Dst -индекса глобальной геомагнитной активности в реальном времени на интервал от 1 до 12 ч [Бархатов и др., 2000]; восстановление классических индексов $AE(12)$ полярных электроджетов по неполным современным данным магнитных наблюдений [Бархатов и др., 2004]; прогноз критической частоты среднеширотной и высокоширотной ионосферы для слоя $F2$ на интервал от 1 до 24 ч [Barkhatov et al., 2005]; классификация проявлений высокоширотной геомагнитной активности [Barkhatov et al., 2020].

В основу предлагаемого в настоящей работе исследования положен физический процесс накопления энергии в магнитосфере, который возможен только при условии непрерывного поступления в нее кинетической энергии частиц (NV^2) солнечного ветра на интервале подготовительной фазы суббури (N — плотность, а V — скорость солнечного ветра). Постепенное накопление энергии невозможно учесть, основываясь только на мгновенных значениях параметров ММП и плазмы солнечного ветра, поэтому для описания процесса формирования суббуревой активности в настоящей работе нами предлагается использование интегрального параметра в виде кумулятивной суммы $\sum[NV^2]$ наравне с другими геоэффективными параметрами солнечного ветра. Алгоритм описания процесса формирования суббури реализован с помощью инструмента в виде ИНС типа Элмана путем прогнозирования AL -индекса с использованием динамики вводимого нами интегрального параметра. Применение интегрального параметра на входе ИНС позволяет имитировать структуру и интеллектуальные свойства биологической нервной системы, поскольку таким способом обеспечивается дополнительная реализация памяти о предыстории моделируемого процесса [Бархатов и др., 2017].

Разрабатываемый в настоящем исследовании алгоритм параллельного нейросетевого прогнозирования изолированных суббурь дополняет ряд прогностических интернет-сервисов. Решение задачи прогноза индекса AL по данным ПСВ и ММП выполняется с применением пакета из 12 параллельных ИНС, где каждая нейросеть независимо выполняет прогноз суббуревой активности на определенный временной интервал при учете предыстории состояния солнечного ветра на основе предварительно проинтегрированных его параметров. Итогом работы алгоритма является полноценный прогноз AL -индекса на 120 мин с 10-ти минутной дискретностью. В этом заклю-

чается принципиальная разница между настоящим исследованием и работой [Бархатов и др., 2017], где выполнялось поточечное восстановление динамики индекса AL . Вычислительные возможности предлагаемой в исследовании системы ориентированы на применение в расчетах онлайн данных по солнечному ветру в реальном времени.

2. ИСПОЛЪЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ПАРАМЕТРЫ НЕЙРОСЕТЕВОЙ МОДЕЛИ

Демонстрация функционирования нейросетевого прогноза выполнена на минутных данных, зарегистрированных в 1998–2012 гг. (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>) и отвечающих 8 часовым интервалам 70 изолированных магнитосферных суббурь. Часть событий выборки (65 событий) использовались для обучения ИНС, другая часть (5 событий) использовались для тестирования качества обучения нейросетей. Данные ПСВ и ММП учитывают время переноса возмущения от патрульного КА до границ магнитосферы. В связи с этим, расчетное время прогноза можно считать увеличенным на 35–45 мин, поскольку прогноз в режиме реального времени не будет иметь возможности учитывать такую корректировку. Предлагаемая прогностическая модель суббуревой активности на 120 мин выполнена с использованием пакета из 12 нейросетей, где каждая ИНС прогнозировала AL индекс на конкретное время от текущего момента: +10 мин, +20 мин, ... +120 мин. Таким образом, полученный спрогнозированный ряд AL -индекса содержит 12 значений с дискретностью 10 мин.

В исследовании применена нейросеть Элмана, содержащая дополнительный слой нейронов (контекстные нейроны), обеспечивающий “внутреннюю память” о предыстории восстанавливаемого динамического процесса [Бархатов и Ревунов, 2010]. Искусственная нейронная сеть является рекуррентной ИНС с обратным распространением ошибки и включенной петлей обратной связи, исходящей из скрытого слоя (см. рис. 1). Представленная архитектура предполагает параллельность обработки данных внутри каждой ИНС из применяемого пакета. Такой подход уменьшает время решения задачи, что позволяет использовать такие алгоритмы в приложениях реального времени или для решения большого объема вычислений. Большинство решаемых прогностических задач или задач по восстановлению рядов данных доводятся до конечного результата благодаря применению именно таких сетей [Barkhatov et al., 2005].

В настоящем исследовании выполняется отдельный независимый нейросетевой прогноз AL по данным ПСВ и ММП на каждую из точек с 10 минутной скважностью. Таким образом, прогноз непрерывного ряда значений AL -индекса

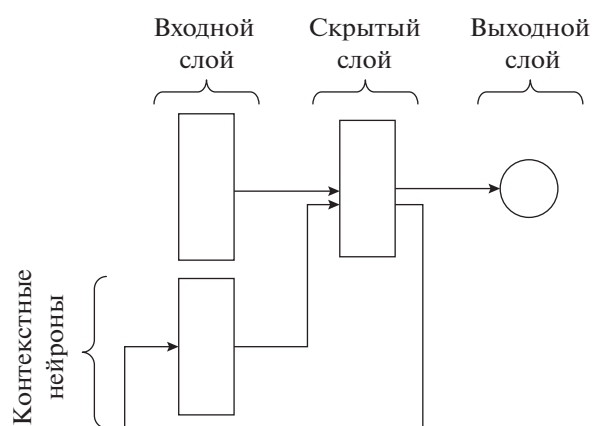


Рис. 1. Применяемая архитектура ИНС Элмана.

достигается пакетом параллельно работающих ИНС. Количество ИНС в пакете определяется скважностью необходимого прогнозируемого ряда AL -индекса, при этом учет 90 мин предыстории входных параметров в каждой из сетей обеспечивает прогнозирование значения AL -индекса с точностью до ~80%.

В качестве входных последовательностей всего пакета нейросетевых моделей, использованы три параметра – компонента ММП $Bz(t)$, интегральный параметр $\sum[NV^2](t)$, учитывающий предысторию процесса накачки кинетической энергии в магнитосферу в течение 90 мин, значения индекса $AL(t)$. Единственный выходной нейрон генерирует последовательность значений $AL(t + n)$ с заданным временным сдвигом n , моделирующим прогностическую последовательность. С целью минимизации эффекта “запоминания” последнего обучающего образца предлагаемые последовательности данных нормировались и подавались на вход каждой ИНС в случайном порядке. Таким образом, тестирование качества настройки ИНС всегда выполнялось на последовательность данных, исключенных из обучающего массива.

Объективная оценка качества прогнозирования AL -индекса выполнялась путем вычисления классического коэффициента корреляции R и эффективности прогнозирования PE (Prediction Effectiveness) между реальными (целевыми) и сгенерированными нейронной сетью значениями. Эффективность прогнозирования PE вычислялась по формуле [Barkhatov et al., 2005]:

$$PE = \left(1 - \frac{\sum_{\mu=1}^k (T^{\mu} - O^{\mu})^2}{\sum_{\mu=1}^k (T^{\mu} - \langle T \rangle)^2} \right) \times 100\%, \quad \mu = 1, 2, \dots, k,$$

где T^{μ} – целевое (реально зарегистрированное) значение для сопоставления с выходом для μ -го

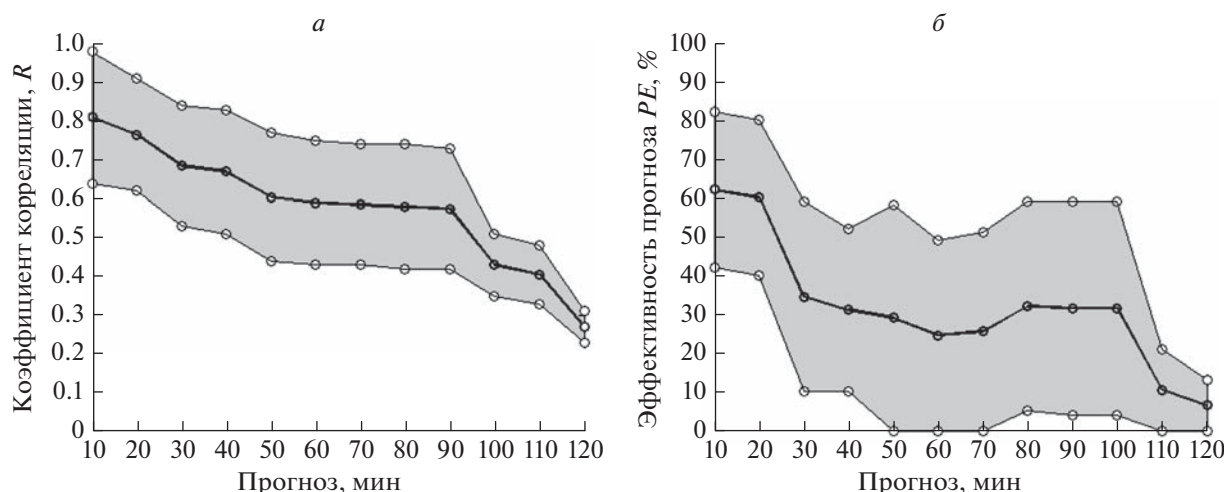


Рис. 2. Динамика объективного качества обучения пакета ИНС при прогнозе AL -индекса. Приведены данные для всех событий, участвующих в исследовании. Серая область ограничена минимальными и максимальными значениями, жирная черная кривая — усредненные данные. По оси абсцисс указано время прогноза в минутах. (а) — коэффициент корреляции R , (б) — эффективность прогноза PE .

примера во входной последовательности, O^μ — значение μ -го выхода ИНС для μ -го примера входной последовательности, $\langle T \rangle$ — среднее по всем целевым значениям выхода ИНС, k — число точек целевого процесса. Таким образом, под эффективностью прогнозирования понимается единица, уменьшенная на величину средней относительной вариации, которая в свою очередь является отношением среднеквадратичной ошибки к дисперсии целевого процесса.

3. НЕЙРОСЕТЕВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПРОГНОЗИРОВАНИЮ ДИНАМИКИ AL -ИНДЕКСА

Ранее отмечалось, что в исследовании использованы выборки 8-часовых интервалов данных, соответствующих 70 изолированным магнитосферным суббурям. Для оценки эффективности прогностической технологии, для каждого события пакетом ИНС выполнялся независимый прогноз AL по данным ПСВ и ММП на конкретное время. Таким образом, была собрана статистика, включающая все возможные исходы нейросетевых экспериментов для данной выборки, для всех событий и разных времен прогноза. Изменение качества прогнозируемых данных AL -индекса с увеличением времени прогнозирования на интервале от 10 до 120 мин. показано на рис. 2. Максимальные и минимальные значения динамики коэффициента корреляции R (рис. 2а) и эффективности прогноза PE (рис. 2б) соответствуют глобальным максимумам и минимумам, полученным для всех 70 событий, участвующих в исследовании. Поскольку максимальные и минимальные

значения в данной серии экспериментов детерминированы и характеризуют исключительно рассматриваемую выборку, общий вывод о качестве работы пакета ИНС можно получить из усредненных данных (жирная черная кривая на рис. 2).

Как видно из графиков на рис. 2, при последовательном увеличении времени прогнозирования качество синтезированного пакетом ИНС индекса AL постепенно снижается от $R \sim 0.8$ до ~ 0.2 и PE от $\sim 70\%$ до $\sim 0\%$, указывая на то, что прогноз индекса AL на времена свыше 2 часов крайне затруднен. С точки зрения физики, такой результат можно объяснить тем, что характерные времена процесса развития суббуревоего возмущения не превышают этого значения.

Объективная оценка качества прогноза AL -индекса выполнялась вычислением коэффициента корреляции R и эффективности прогноза PE между реальными (целевыми) и сгенерированными значениями, полученными 12 параллельно работающими ИНС. В экспериментах показано, что в среднем качество прогнозируемого ряда значений AL -индекса снижается от $R = 0.82$, $PE = 79\%$ для прогноза на 10 мин до $R = 0.30$, $PE = 10\%$ для прогноза на 120 мин. Таким образом, созданные нейросетевые модели с достаточной эффективностью могут быть применены для прогнозирования изолированных суббурь, вызываемых солнечными плазменными потоками на интервалы ~ 1.5 часа.

Демонстрация прогноза индекса AL с дискретностью 10 мин пакетом ИНС показана на рис. 3. На рис. 3а приведены спрогнозированные значения AL -индекса для события 02 ноября 2007 г.

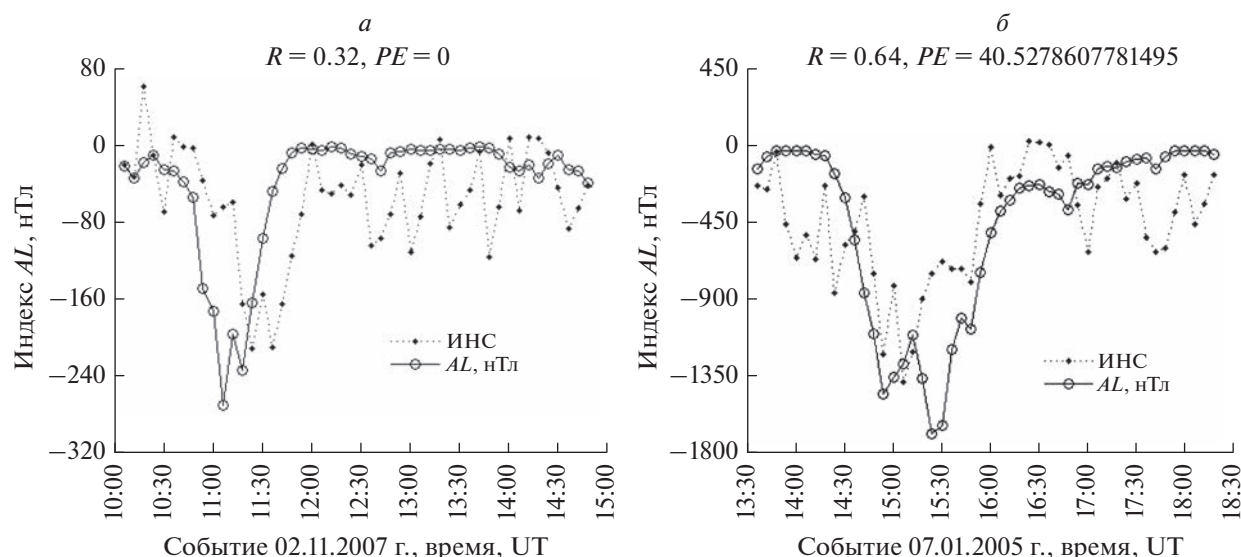


Рис. 3. Демонстрация прогноза AL -индекса пакетом ИНС данных участвующих в обучении (а), новых данных (б). На графиках пунктиром показаны синтезируемые прогностические данные, сплошной линией — реальные данные. Коэффициенты R и PE приведены над графиками.

Указанное событие было включено в обучающую выборку, но высокого качества прогноза для него не наблюдается. Заметим, что при обучении нейросетей никогда не ставится цель настроить их на близкое к 100% повторение целевых данных из обучающего массива. В этом случае интеллектуальные возможности ИНС при работе с новыми событиями значительно снижаются, наблюдается эффект переобучения, сужается “кругозор” ИНС. Так, коэффициент корреляции между синтезированными и реальными данными для события 02 ноября 2007 г. несколько выше 30% ($R = 0.32$) и эффективность прогноза в этом случае вообще не может быть подсчитана ($PE = 0\%$). Тем не менее, данное событие является важным элементом обучающей выборки, поскольку на нем пакет ИНС учится определять моменты перехода к экстремумам, хотя сам экстремум может быть не достигнут в абсолютных значениях. Это видно по запаздыванию реакции пакета ИНС примерно на 30 мин: реальный экстремум $AL = 240$ нТл наблюдается в 11:00 UT, синтезированный экстремум $AL = 200$ нТл наблюдается в 11:30 UT.

На рис. 3б приведены значения AL -индекса для нового, не участвующего в обучении пакета ИНС, события 07 января 2005 г. Здесь коэффициент корреляции между синтезированными и реальными данными уже выше 60% ($R = 0.64$), эффективность прогноза $PE = 40\%$. Данный пример демонстрирует интеллектуальные возможности пакета ИНС по прогнозированию локальных и глобальных экстремумов. Как видно на рис. 3б, событие 07 января 2005 г. отличается не только высокими абсолютными значениями AL , но и се-

рией экстремумов, которые удалось воспроизвести пакетом ИНС. Высокий коэффициент корреляции и показания эффективности прогноза свидетельствуют о том, что значения и динамика синтезированного пакетом ИНС индекса AL близки к реальной ситуации. Такой вывод следует учитывать при решении задачи прогнозирования динамики AL -индекса с использованием данных патрульного КА.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье демонстрируются возможности созданного нами инструмента для прогнозирования изолированных магнитосферных суббурь, представляющего собой пакет параллельно работающих искусственных нейронных сетей. При этом учитываются физические явления, приводящие к высокоширотным геомагнитным проявлениям. Конкретно принят во внимание процесс медленной загрузки магнитосферы Земли кинетической энергией солнечного ветра. Предлагаемый алгоритм представляет собой пакет из 12 параллельных нейросетей, выполняющих прогноз суббуревой активности на 120 мин с 10-ти минутной дискретностью. Последовательность параллельно работающих ИНС обеспечивает таким образом прогноз непрерывного ряда значений AL -индекса. Дискретность прогнозируемого ряда может быть определена индивидуально для каждой конкретной прикладной задачи путем изменения “плотности” пакета ИНС. Экспериментально подтверждено изменение качества прогнозируемого ряда значений AL -индекса от $R = 0.82$, $PE = 79\%$ для краткосрочного прогноза на 10 мин до

$R = 0.30$, $PE = 10\%$ для прогноза на 2 ч при учете предыстории во входных параметрах нейросетей. Отдельные нейросетевые эксперименты продемонстрировали, что прогноз индекса AL на большее время затруднен и в целом невозможен, т.к. характерные времена процесса развития суббурового возмущения не превышают нескольких часов. Выполненное исследование показало успешность прогнозирования динамики AL -индекса при использовании онлайн данных патрульного космического аппарата, регистрирующего параметры плазмы солнечного ветра и ММП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Barkhatov N.A., Revunov S.E., Uryadov V.P.* Artificial neural network technique for predicting the critical frequency of the ionospheric F2 layer // *Radiophys. Quantum. Electron.* V. 48. P. 1–13. 2005.
<https://doi.org/10.1007/s11141-005-0043-4>
- *Barkhatov N.A., Vorobjev V.G., Revunov S.E., Barkhatova O.M., Revunova E.A. and Yagodkina O.I.* Neural network classification of substorm geomagnetic activity caused by solar wind magnetic clouds // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* V. 205. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105301>
- *Elman J.L.* Learning and development in neural networks: The importance of starting small. *Cognition.* V. 48. P. 71–99. 1993
- *Hernandez J.V., Tajima T., Horton W.* Neural net forecasting for geomagnetic activity // *Geophys. Res. Lett.* V. 20. № 23. P. 2707–2710. 1993.
<https://doi.org/10.1029/93GL02848>
- *Li X., Oh K.S., Temerin M.* Prediction of the AL index using solar wind parameters // *J. Geophys. Res.* V. 112. A06224. 2007.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011918>
- *Valach F., Bochnicek J., Hejda P., Revallo M.* Strong magnetic activity forecast by neural networks under dominant southern orientation of interplanetary magnetic field // *Adv. SpaceRes.* V. 53. № 4. P. 589–598. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.12.005>
- *Weigel R.S., Klimas A.J., Vassiliadis D.* Solar wind coupling to and predictability of ground magnetic field and their time derivatives // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A7. P. 1298. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009627>
- *Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С., Левитин А.Е., Сахаров С.Ю.* Сравнение эффективности предсказания индекса геомагнитной активности Dst искусственными нейронными сетями. // *Изв. ВУЗов “Радиофизика”.* Т. 43. № 5 С. 385–394. 2000
- *Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И.* Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуровой активности // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 57. № 3. С. 273–279. 2017
- *Бархатов Н.А., Королев А.В., Левитин А.Е., Сахаров С.Ю.* Пересчет современных индексов полярной активности к классическим // *Изв. ВУЗов “Радиофизика”.* Т. 47. № 3. С. 200–208. 2004
- *Бархатов Н.А., Ревунов С.Е.* Искусственные нейронные сети в задачах солнечно-земной физики. Монография. Изд-во “Поволжье”. 407 С. 2010.
- *Хайкин С.* Нейронные сети, Полный курс. 2-е изд., пер. с англ., М.: “Вильямс”. 1104 с. 2006.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРНЫХ СУББУРЬ: АНАЛИЗ ОТДЕЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

© 2023 г. Н. Г. Клейменова¹, *, Л. И. Громова², **, И. В. Дэспирак³,
Л. М. Малышева¹, С. В. Громов², А. А. Любчик³

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

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

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

*e-mail: ngk1935@yandex.ru

**e-mail: gromova@izmiran.ru

Поступила в редакцию 12.01.2023 г.

После доработки 18.01.2023 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

К полярным суббурям относятся суббури, наблюдаемые на геомагнитных широтах выше 70° MLAT при отсутствии одновременных отрицательных магнитных бухт на более низких широтах, т.е. суббури на сжатом авроральном овале. На примере отдельных событий, зарегистрированных на арх. Шпицберген, рассмотрены общие морфологические особенности полярных суббурь. Показано, что полярные суббури, как и “классические” суббури, характеризуются формированием токового клина суббури, скачкообразным перемещением к полюсу после начала суббури; генерацией геомагнитных пульсаций $Pi2$, возрастанием PC -индекса полярной шапки перед началом суббури. В то же время имеются определенные отличия полярных суббурь от “классических” суббурь, а именно, начало на более удаленных L-оболочках, развитие в области сжатого аврорального овала, появления в более ранние предполуночные часы, генерация только при низкой скорости солнечного ветра и в слабо возмущенных геомагнитных условиях. Высказано предположение, что полярные суббури, по-видимому, представляют собой специфический тип “классических” суббурь, развивающихся в вечернем секторе при магнито-спокойных или слабо возмущенных условиях, когда авроральный овал сжат. Источником полярных суббурь может быть также локальная интенсификация существующих ранее суббурь в послеполуночном секторе.

DOI: 10.31857/S0016794023600023, EDN: PMHUMI

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитосферные суббури являются важным элементом космической погоды, поэтому они интенсивно исследуются в последние 50 лет. Энергия, поступающая из солнечного ветра, в подготовительную фазу суббури (*growth phase*) накапливается в магнитосфере и ее хвосте, а затем в фазу развития суббури (*expansion phase*), называемой также “активной фазой”, взрывообразно высвобождается. При этом в магнитосфере усиливаются продольные токи и вызываемые ими ионосферные токи, наблюдаемые на земной поверхности в виде бухтообразных возмущений геомагнитного поля, вспыхивают полярные сияния, происходит генерация геомагнитных пульсаций и ОНЧ-излучений, усиливается выпадение энергичных частиц в ионосферу и т.д.

Концепция магнитосферной суббури была предложена в работе [Akasofu et al., 1964] как ком-

плекс явлений и процессов, охватывающих почти всю магнитосферу. В дальнейшем будем называть такие суббури “классическими”. Исследованию различных геофизических проявлений суббури и их физике посвящены сотни публикаций, однако пока еще нет окончательного ответа на вопрос, что же является источником суббури, и где он расположен. Магнитосферная суббуря — типичное ночное возмущение в области аврорального овала [Фельдштейн, 1963], т.е. в области развития дискретных форм сияний, которая в зависимости от магнитной активности может находиться на геомагнитных широтах от ~ 60 до $\sim 75^\circ$ MLAT и выше. С уменьшением геомагнитной активности овал сжимается и сдвигается к полюсу [Feldstein and Starkov, 1967]. К настоящему времени надежно установлено, что суббуря начинается с внезапного уярчения спокойной дуги вблизи экваториальной границы овала. В зависимости от положения этой границы авроральный овал считается

“нормальным”, если эта граница расположена в интервале 65° – 66° MLAT, “расширенным” (*expanded*), если граница находится ниже 65° MLAT, и “сжатым” (*contracted*), если выше 66° MLAT [Lui et al., 1973].

Полярная граница аврорального овала совпадает с границей замкнутой магнитосферы, т.е. с ионосферной проекцией границы открытых и замкнутых силовых линий (*open/closed field line boundary* — OCB), которая является границей полярной шапки (*polar cap boundary* — PCB). На спутнике DMSP полярная граница аврорального овала определялась как граница выпадения частиц *b5i* и *b5e* [Newell et al., 1996]. В работе [Clausen et al., 2012] показано, что широта положения максимума интенсивности высокоширотных продольных токов зоны *R1* [Iijima and Potemra, 1978] находится примерно на 1° экваториальнее границы полярной шапки, а низкоширотная зона продольных токов *R2* локализована вблизи экваториальной границы овала. В работе [Clausen et al., 2012] положение максимумов интенсивности продольных токов *R1* и *R2*, определялись по магнитным наблюдениям на высотах ионосферы (~ 780 км) в проекте AMPERE (*Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment*), включающему одновременную регистрацию на 66 спутниках связи.

В магнито-возмущенные периоды при большой скорости солнечного ветра суббури могут распространяться до очень высоких широт и наблюдаться на земной поверхности почти до геомагнитного полюса, например, [Сергеев и др., 1979; Loomer and Gupta, 1980; Nielsen et al., 1988; Mende et al. 1999; Дэспирак и др., 2008]. При этом, чем выше скорость солнечного ветра, тем больше широта, до которой распространяется суббуря [Дмитриева и Сергеев, 1984]. Это так называемые “расширенные” суббури [Дэспирак и др., 2008; Despirak et al., 2018] или “суббури на расширенном овале”.

В то же время было установлено, что на таких высоких широтах суббури могут наблюдаться и в магнито-спокойное время, когда авроральный овал сжат и его экваториальная граница отмечается на геомагнитных широтах выше 66° MLAT. Эти суббури были названы “суббуриями на сжатом овале” [Akasofu et al., 1973; Lui et al., 1976; Milan et al., 2008], позднее такие суббури стали называть “полярными суббуриями” [Клейменова и др., 2012; Дэспирак и др. 2014, 2022; Сафаргалиев и др., 2018; Safargaleev et al., 2020], так как они наблюдаются вблизи полярной границы овала. Исследования этих суббурь как специфического вида классических суббурь явно недостаточны и, по существу, только начинаются.

Было установлено [Клейменова и др., 2012], что полярные суббури наблюдаются в предпо-

ночные часы (20–22 MLT) при слабой геомагнитной активности ($Kp \sim 2$), наиболее часто в позднюю восстановительную фазу магнитной бури и сопровождаются интенсивными геомагнитными пульсациями диапазона *Pi2* и *Pi3*, более чем на порядок превышающих типичную амплитуду этих пульсаций в авроральных широтах. При благоприятных метеоусловиях во время полярных суббурь регистрируются полярные сияния в виде вытянутых вдоль овала дуг, иногда с необычными спиральными структурами. Во время взрывной фазы суббури дуги быстро перемещаются к полюсу, что подтверждено в работах [Safargaleev et al., 2020; Дэспирак и др., 2022]. Было установлено [Дэспирак и др., 2014, 2019; Despirak et al., 2018], что полярные суббури регистрируются при низкой скорости солнечного ветра, наблюдаемой после прохождения высокоскоростного рекуррентного потока, или во время медленного потока солнечного ветра, а также в поздней восстановительной фазе геомагнитной бури.

Целью данной работы является продолжение исследований полярных суббурь для выявления их отличий (или подобия) от морфологических характеристик “классических” суббурь.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Данная работа основана на анализе наблюдений на скандинавском меридиане сети магнитометров IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) с дискретизацией 10 с. Это единственная в мире плотная сеть станций, расположенных почти вдоль геомагнитного меридиана ($\sim 105^{\circ}$ – 110° MLON, с MLT = UT + 2.5 ч) от полярных широт архипелага Шпицберген до средних широт Белоруссии. Мы рассматривали данные наблюдений за зимние месяцы (ноябрь–февраль), когда проводится регистрация полярных сияний, 24-го цикла солнечной активности, с 2010 по 2021 год.

К полярным суббурям мы относили суббури, которые были зарегистрированы на Шпицбергене на геомагнитных широтах выше 70° MLAT при отсутствии отрицательных магнитных бухт на более низких широтах, т.е. на материковых станциях. На рисунке 1а показана географическая карта Скандинавии с указанием станций IMAGE, используемых в данной работе. На карте видно, что промежуточной станцией между архипелагом Шпицберген и материком является станция Bear Island (BJN, 71.4° MLAT) на острове Медвежий, южнее которого расположено море, на берегу которого находится первая континентальная станция Soerøya (SOR, 67.8° MLAT). Если магнитные бухты наблюдались в BJN, но отсутствовали в SOR, то условной низкоширотной границей появления магнитных бухт можно считать середину расстояния между пунктами BJN и NOR, т.е. порядка 70° MLAT, поэтому эта широта и использо-

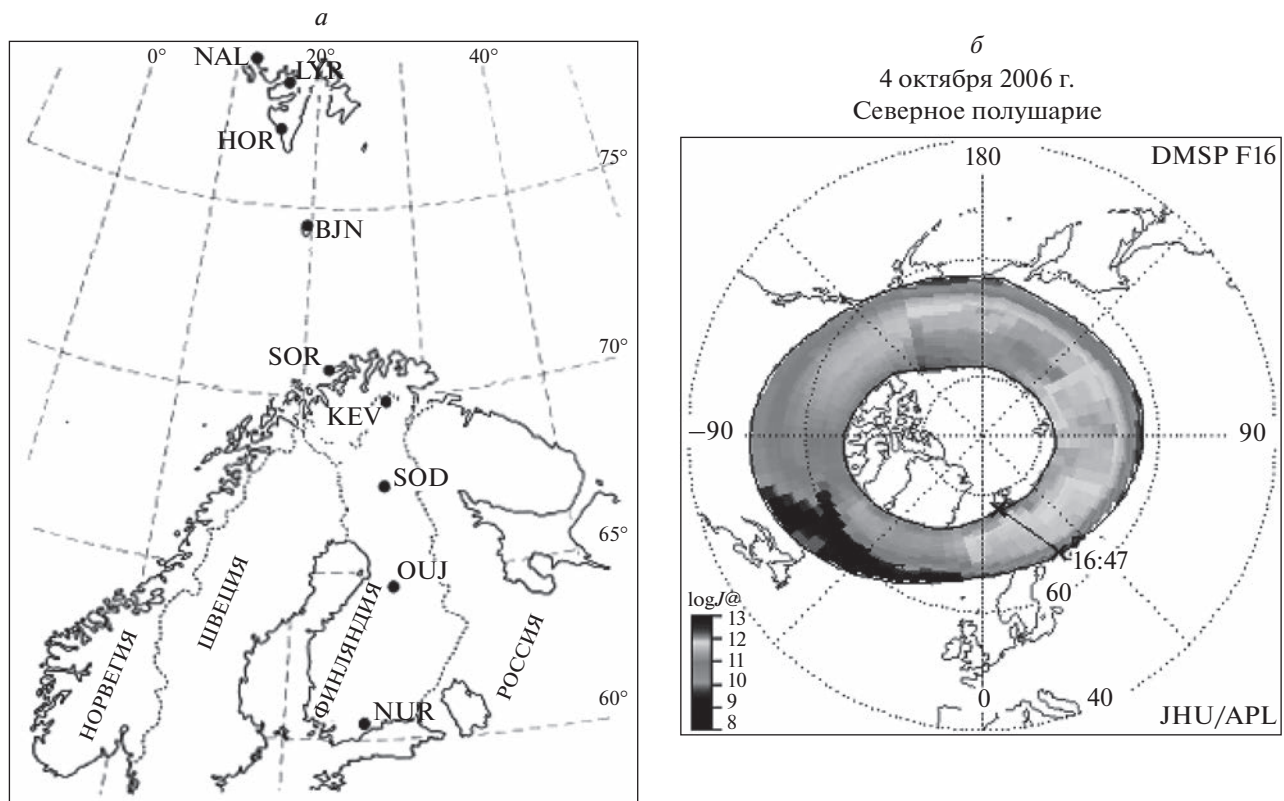


Рис. 1. Географическая карта используемых станций профиля IMAGE (а) и положение аврорального овала 4 октября 2006 г. (б).

вася как граничная в развитии полярных суббурь. Это соответствует условиям сжатого овала [Lui et al., 1973]. На рис. 1б приведено типичное положение аврорального овала во время развития полярной суббури, которая будет подробно рассмотрена ниже.

Для дальнейшего анализа было выбрано 290 случаев полярных суббурь, зарегистрированных на Шпицбергене. Анализ суточного хода их появления показал, что подавляющее большинство (82%) событий наблюдалось до геомагнитной полночи.

2.1. Суточный ход времени начала полярных суббурь

Важной характеристикой суббури является время и место ее резкого начала (*onset*), эти исследования важны для решения вопроса о природе и механизме начала суббури [Frey et al., 2004]. На земной поверхности начало суббури определяется по времени внезапного резкого падения *X*-компоненты магнитного поля на самой низкоширотной станции появления суббури. В исследуемых событиях, как правило, это была станция BJN.

В работе [Milan et al., 2010] были исследованы данные о местном магнитном времени (MLT) начал (*onset*) около 2000 изолированных суббурь, за-

регистрированных на спутнике IMAGE [Mende et al., 2000] в 2000–2002 гг. [Frey et al., 2004]. На рис. 2 представлены полученные в работе [Milan et al., 2010] результаты. В этой работе суббури выбирались по очень строгим критериям: исследовались только изолированные суббури, начало которых сопровождалось локальным уярчением полярных сияний, быстро перемещающихся затем к полюсу и к западу, в вечерний сектор. На среднем графике рис. 2 показано полученное в работе [Milan et al., 2010] облако точек начал суббурь относительно MLT и геомагнитной широты, а на верхнем и правом графиках это же распределение по числу случаев (*n*). На верхний график мы нанесли жирными точками полученное нами распределение начал полярных суббурь на Шпицбергене (цифры на правой шкале).

Из рис. 2 видно, что большинство суббурь, которое можно отнести к “классическим” суббурям начинается на геомагнитных широтах 65°–67° MLAT (т.е. на “нормальном” овале по [Lui et al., 1973] перед полуночью (в 22–24 MLT)). Большая часть исследуемых нами суббурь начиналась вблизи BJN, т.е. на более высоких геомагнитных широтах, порядка 70° MLAT, в интервале 20–23 MLT. В общих чертах это согласуется с графиком [Milan et al., 2010] положения начал суббурь

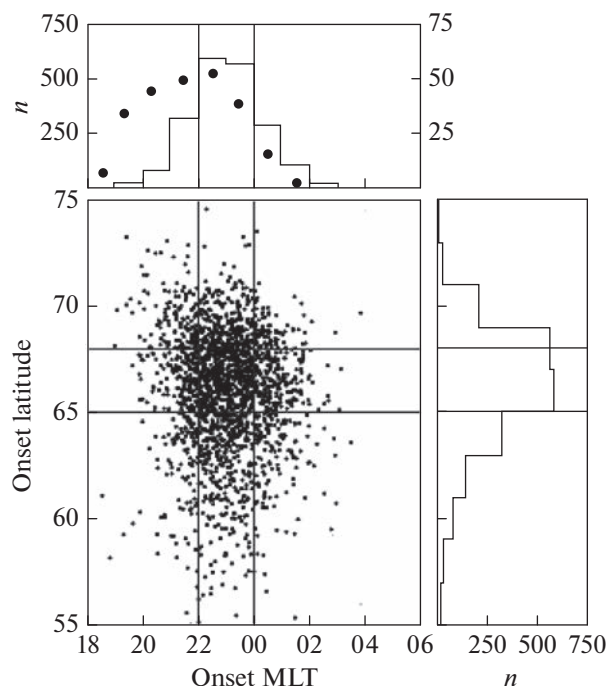


Рис. 2. Суточный ход начал суббурь из работы [Milan et al., 2010]. Жирными точками показан полученный нами суточный ход начал полярных суббурь, зарегистрированных на арх. Шпицберген.

на таких широтах (верхний левый угол облака распределений на рис. 2). Таким образом, в отличие от “классических” суббурь, начало полярных суббурь наблюдается в вечернем секторе и на более высоких широтах.

2.2. Полярная суббуря 4 октября 2006 г.

Для детального анализа отдельных событий была выбрана полярная суббуря, зарегистрированная на Шпицбергене 4 октября 2006 года в 16:30–17:30 UT, так как за это время в своих архивах мы нашли положение аврорального овала в географических координатах (рис. 1б), определенное по программе OVATION, которая к настоящему времени закрыта. Особенностью этого события было то, что в этот интервал времени положение овала было определено по данным наблюдений выпадения частиц на спутнике DMSP F16, пролетающим над Шпицбергенем. Положение аврорального овала в других секторах местного времени были построены по модельным расчетам. К сожалению, сайт спутников DMSP не дает результатов регистрации на пролетах позже 15 UT (интересующий нас пролет был в 16:47 UT).

На рис. 3а, 3б представлены магнитограммы высокоширотных станций IMAGE. Видно, что полярная суббуря началась около 16.30 UT между станциями BJN и HOR. Сопоставляя это с поло-

жением аврорального овала (рис. 1б), можно прийти к выводу, что в отличие от “классических” суббурь, начинающихся вблизи экваториальной границы овала, данная полярная суббуря началась и развивалась в более высоких широтах, ближе к приполюсной границе овала. Такое же развитие полярной суббури отмечалось и в работе [Safargaleev et al., 2020].

Метеоусловия на Шпицбергене в этот день не позволили провести наблюдения полярных сияний. Заметим, что в окрестностях BJN нет камер полного неба для регистрации сияний (*all-sky camera* – ASC). Ближайшая континентальная станция, где проводятся такие наблюдения, Абиско (ABK) находится южнее BJN примерно на 800 км. Обычно, если начало полярной суббури регистрировалось вблизи BJN, то в условиях хорошей погоды в самом верхнем углу обзора ASC камеры в ABK можно было увидеть появление свечения, соответствующее брейкапу сияний в BJN.

Рисунок 3в показывает, что обсуждаемая полярная суббуря, как и “классическая” суббуря, сопровождалась развитием положительной магнитной бухты в более низких широтах. Это свидетельствует о формировании токового клина суббури (*substorm current wedge* – SCW) [McPherron et al., 1973; Sergeev, 1974; Horning et al., 1974] с центром на меридиане начала суббури, т.е. развитие трехмерной токовой системы, механизмы генерации которой подробно рассмотрены, например, в обзорной работе [Kerko et al., 2015]. Долготные размеры области ионосферной проекции SCW могут быть определены по знаку Y -компоненты магнитного поля на среднеширотных станциях. На рисунке 3г показаны магнитограммы среднеширотных станций Борок (BOX, 54.4° MLAT, 114° MLON), расположенной вблизи меридиана сети IMAGE, и станции Новосибирск (NVS, 51.3° MLAT, 156° MLON). Видно, что знак вариаций Y -компоненты поля на этих станциях имел противоположное направление. Следовательно, центр токового клина суббури, т.е. область начала (*onset*) рассматриваемой полярной суббури, находился между этими станциями, восточнее Скандинавского меридиана IMAGE.

Небольшие положительные отклонения поля видны на магнитограммах субавроральных и среднеширотных станций и перед началом суббури, что согласно работе [Troshichev et al., 1974] может быть результатом усиления восточного электроджета в вечернем секторе за счет возрастания магнитосферной конвекции в подготовительную фазу суббури.

Рассмотрим особенности типичных для начала суббури геомагнитных пульсаций диапазона $Pi2$ (периоды 40–150 с), характеристики которых обсуждались во многих статьях и обзорах, например, [Saito, 1969; Troitskaya and Kleimenova, 1972;

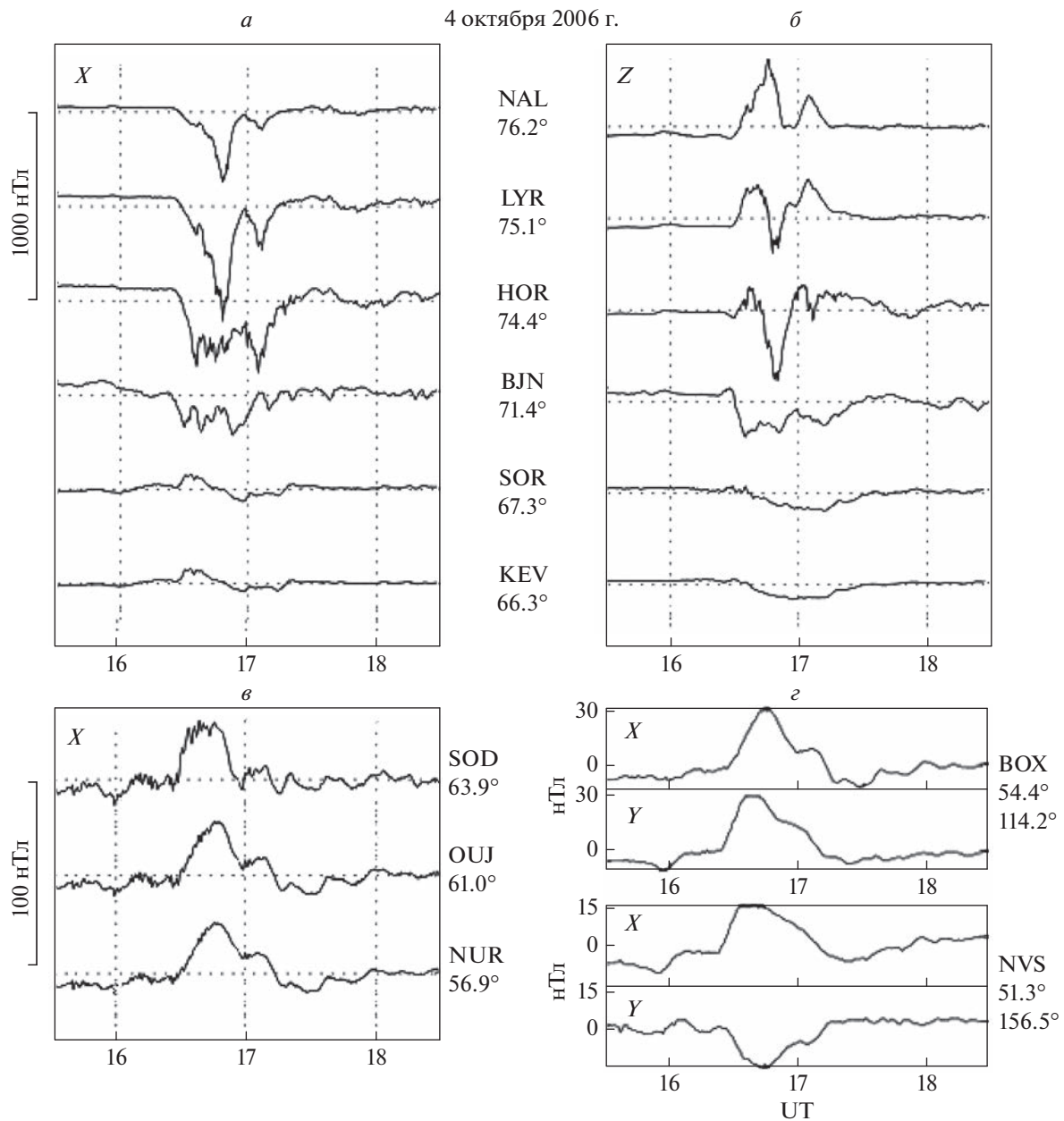


Рис. 3. Магнитограммы высокоширотных (а, б) и субавроральных (в) станций профиля IMAGE для события полярной суббури 4 октября 2006; (г) магнитограммы низкоширотных станций Борок (BOX) и Новосибирск (NVS).

Пудовкин и др., 1976; Pashin et al., 1982; Olson, 1999; Keiling and Takahasi, 2011]. На рис. 4 приведена X -компонента геомагнитных пульсации диапазона $Pi2$ во время этой суббури, полученных в результате фильтрации 10-с магнитограмм в полосе частот 7–20 мГц. На верхнем графике рис. 4 показаны пульсации на более высокоширотных станциях профиля IMAGE, а на нижнем графике – на более низкоширотных станциях (геомагнитная широта каждой станции приведена справа от магнитограммы, под кодом станции). Масштаб верх-

них и нижних графиков отличается в 10 раз. Видно, что, как и в случае “классических” суббурь, начало полярной суббури и каждая ее активизация сопровождались в высоких широтах всплеском геомагнитных пульсаций $Pi2$, амплитуда которых доходила до 40–50 нТл, т.е. была на порядок выше типичных амплитуд $Pi2$ -пульсаций. Такая особенность высокоширотных $Pi2$ -пульсаций во время полярных суббурь ранее отмечалась в работе [Клейменова и др., 2012]. Начало всплеска $Pi2$ перемещалась со временем в сторону по-

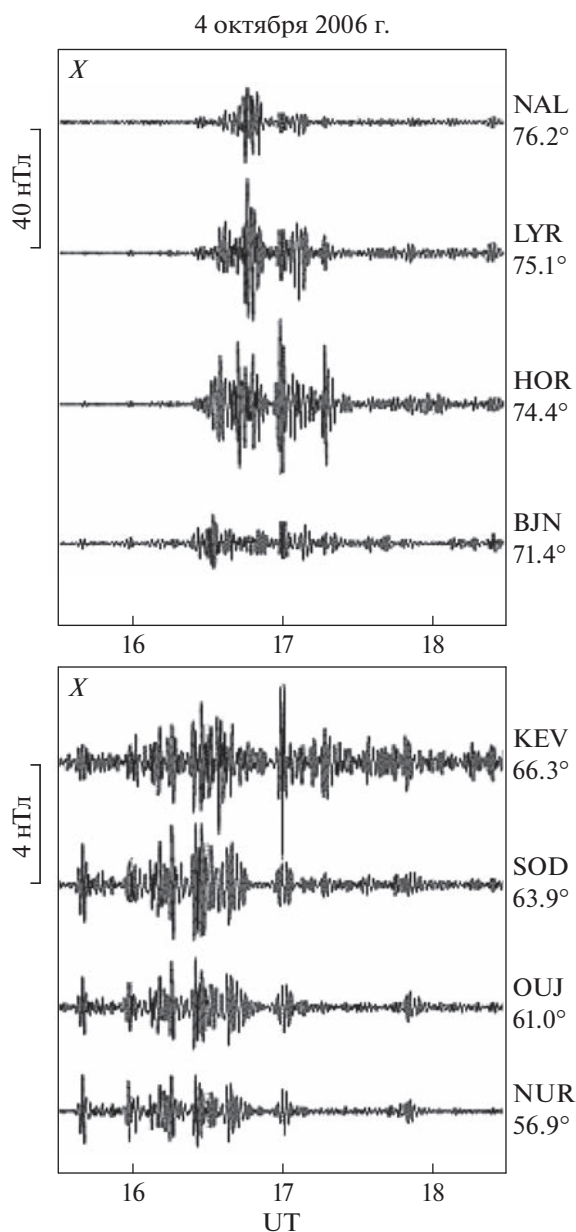


Рис. 4. Геомагнитные пульсации диапазона $Pi2$ на станциях профиля IMAGE 4 октября 2006.

люса, синхронно с началом полярной суббури, что типично и для “классической” суббури.

Как следует из магнитограмм на рис. 3, в 17:00 UT в HOR началась новая, более слабая суббуря с максимумом интенсивности в HOR. В геомагнитных пульсациях (рис. 4) начало этой суббури проявилось в виде короткого, но очень интенсивного всплеска $Pi2$, когерентного на всех широтах (наиболее четко видно на более низкоширотных станциях), что типично для “классической” суббури.

Отдельные когерентные всплески $Pi2$ -пульсаций в субавроральных широтах с амплитудой до

3 нТл наблюдались и перед полярной суббурей (нижний график на рис. 4), в ее подготовительную фазу, что также типично для “классической” суббури, например, [Зверев и др., 1969]. Эти пульсации практически не видны на верхнем графике из-за относительно грубого вертикального масштаба.

Таким образом, поведение геомагнитных пульсаций $Pi2$ во время развития полярной суббури такое же, как и в случае “классической” суббури, но в отличие от “классической” суббури амплитуда высокоширотных $Pi2$ -пульсаций во время полярной суббури почти на порядок выше.

2.3. Полярная суббуря 17 декабря 2013 г.

Для примера рассмотрим еще один случай полярной суббури, зарегистрированной в более поздние годы (17 декабря 2013 г.), когда имелись данные наблюдений по проекту AMPERE [Anderson et al., 2002]. Как и в предыдущем случае, эта полярная суббуря наблюдалась в относительно магнито-спокойное время ($Kp = 1-2$). В нашей работе использовались общедоступные данные проекта AMPERE, представленные на сайте (<https://ampere.jhuapl.edu/browse/>) в виде обобщенных за 10 мин карт распределения ионосферных токов, построенных по результатам сферического гармонического анализа магнитных измерений на 66 одновременно работающих ионосферных спутниках. По этим измерениям также вычисляются карты распределения втекающих и вытекающих в ионосферу продольных токов. В нашей работе карты продольных токов не приводятся, так как на них втекающие и вытекающие токи показаны синим и красным цветом, которые при переводе их в черно-белый вариант, к сожалению, становятся неразличимыми.

На рис. 5 приведены магнитограммы тех же станций IMAGE, что и на рис. 3 в таком же формате. Полярная суббуря началась около 18:20 UT между станциями BJN и SOR, ближе к BJN. Затем суббуря начала быстро перемещаться к полюсу. Максимум интенсивности суббури сначала отмечался в HOR, и ионосферный ток, судя по вариациям Z -компоненты поля, находился ниже HOR, но затем быстро переместился в более высокие широты. Интенсивность этой полярной суббури была почти вдвое меньше, чем полярной суббури 4 октября 2006 (рис. 3).

Как и в рассмотренном выше событии 4 октября 2006 г., в случае полярной суббури 17 декабря 2013 г. в субавроральных и средних широтах наблюдалась положительная магнитная бухта, пик которой сначала был в SOD и совпадал с максимумом суббури в BJN. Интересно отметить, что величина положительного пика в SOD, соответствующего максимуму суббури в BJN, виден и на

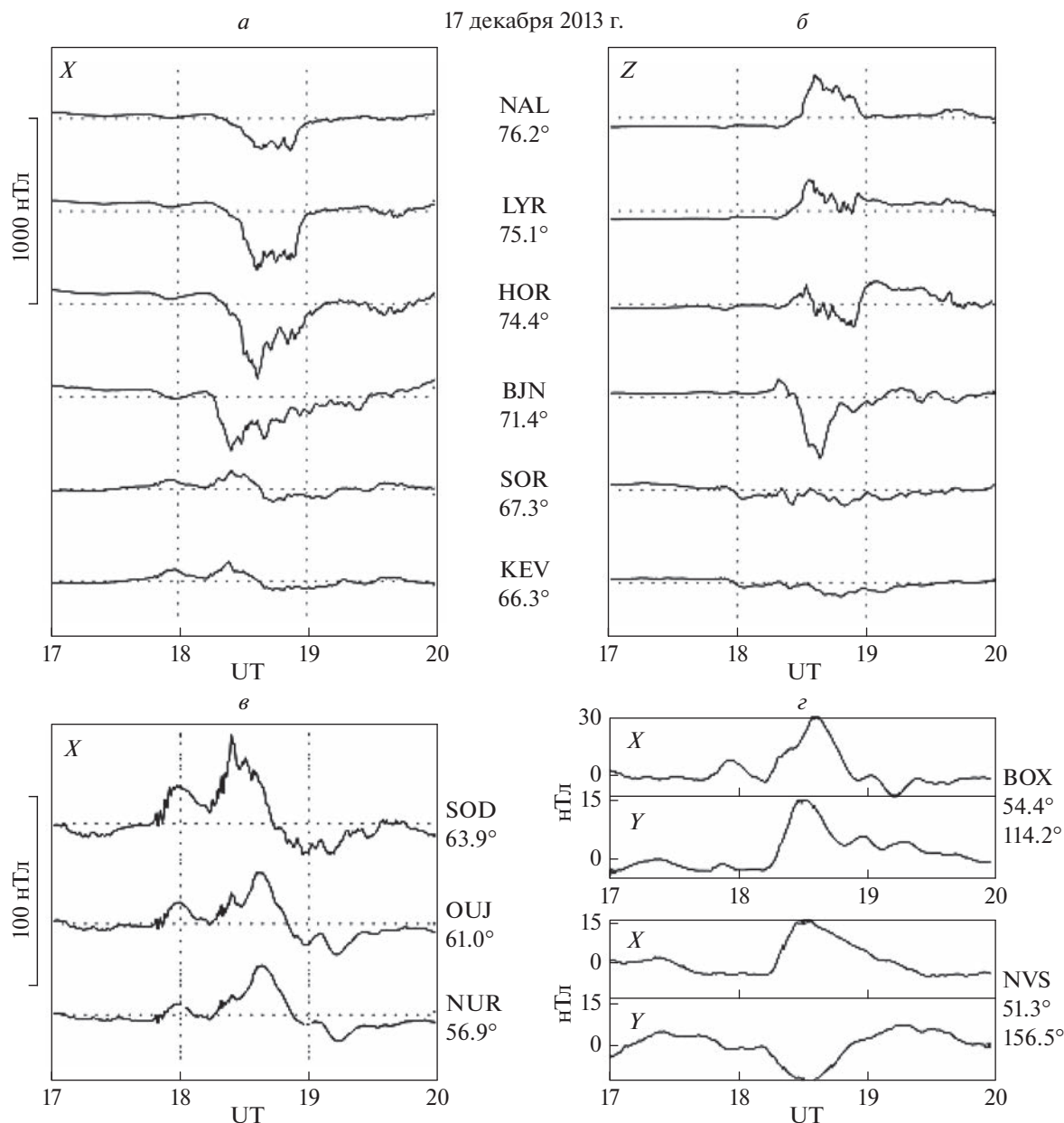


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для события 17 декабря 2013.

более низкоширотных станциях OUI и NUR (рис. 5) с амплитудой, быстро уменьшающейся с широтой. Следующий пологий максимум субавроральной положительной бухты совпал с максимумом суббури в HOR четко виден на всех трех станциях (SOD, OUI, NUR) с близкой амплитудой. Вариации X - и Y -компонент поля в низкоширотных станциях BOX и NVS свидетельствуют о том, что центр токового клина этой полярной суббури, как и в предыдущем случае, находился восточнее меридиана IMAGE.

Как и в предыдущем событии, перед началом суббури на субавроральных и среднеширотных

станциях наблюдались небольшие положительные отклонения в X -компоненте поля (рис. 5), свидетельствующие об усилении восточного электроджета в вечернем секторе в подготовительную фазу суббури. Видно, что амплитуда этих отклонений уменьшалась с уменьшением широты. Такие вариации типичны для “классической” суббури, например, [Troshichev et al., 1974].

Геомагнитные пульсации $Pi2$, сопровождающие эту суббурю приведены на рис. 6. Общие закономерности динамики геомагнитных пульсаций были подобны событию 4 октября 2006. Однако на высокоширотных станциях амплитуда

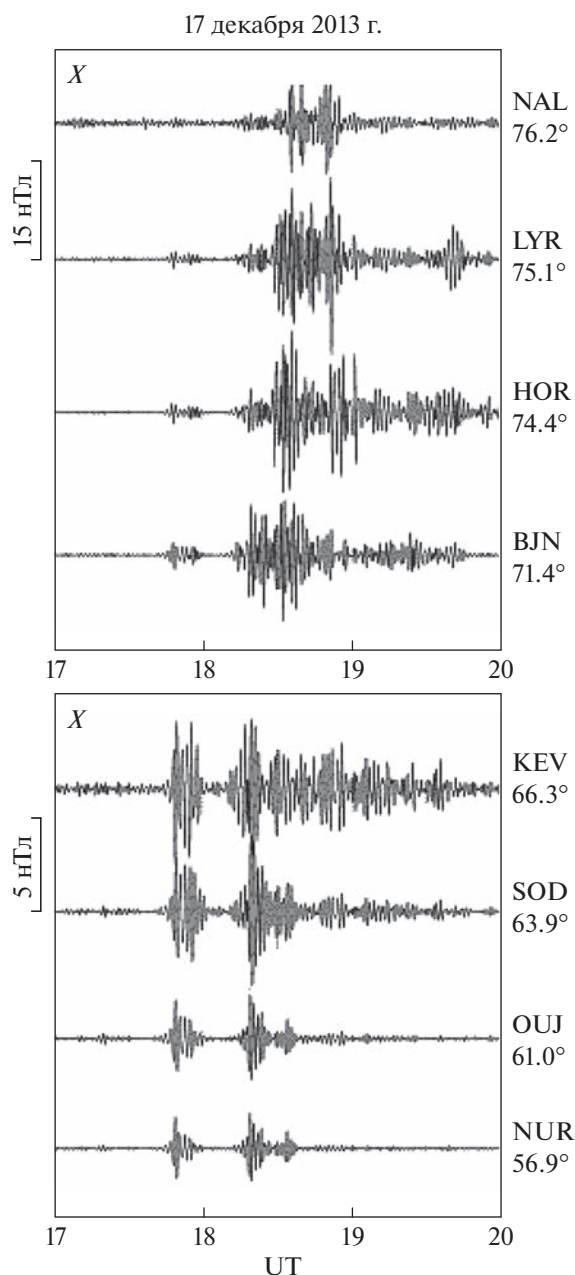


Рис. 6. То же, что на рис. 4, для события 17 декабря 2013.

Pi2, как и возмущений магнитного поля 17 декабря 2013 г, была меньше, чем в событии 4 октября 2006 г. Это означает, что генерация пульсаций в высоких широтах как-то (пока еще не понятно каким образом) связана с интенсивностью ионосферного тока или с проводимостью ионосферы. Интересно отметить, что в низких широтах наблюдалась обратная закономерность. Амплитуда пульсаций *Pi2* в KEV и SOD 17 декабря 2013 г. была значительно больше, чем в случае 4 октября 2006 г. (см. разницу в вертикальном масштабе на рис. 4 и 6). Пульсации *Pi2* в подготовительную

фазу суббури 17 декабря 2013 г. тоже были значительно интенсивнее. Пока не удастся объяснить этот факт.

На рис. 7 приведены две карты AMPERE распределения ионосферных токов перед началом полярной суббури, т.е. в ее подготовительную фазу (около 18 UT) и во время начала этой суббури (в 18:25 UT). Видно, что перед данной суббурей в вечернем секторе наблюдался восточный электроджет, усиление которого отмечается на субавроральных станциях IMAGE (рис. 5). В утреннем секторе (~02–09 MLT) отмечалось усиление западного электроджета, что на земной поверхности проявилось как развитие магнитной суббури, четко видимой в ~04 MLT на магнитограммах станции Тикси, 66.7° MLAT (эти данные здесь не приводятся).

Начало полярной суббури было связано с появлением вблизи Шпицбергена сильного вихря (правая карта на рис. 7), свидетельствующего об усилении продольных токов, что отмечалось и на цветных картах продольных токов AMPERE, которые здесь не приводятся. Вблизи локальной магнитной полуночи в этой области пространства находится граница между восточным (вечерним) и западным (послеполуночным) током (разрыв Харанга). В приполярных широтах вечернего сектора развился достаточно интенсивный западный ток, который на земной поверхности наблюдался как полярная суббури на Шпицбергене. При этом над материковыми станциями виден восточный электроджет, а на более высоких широтах — западный электроджет.

Таким образом, анализируемая полярная суббури не является отдельным независимым явлением, а представляет собой результат развития высокоширотного магнитного возмущения в вечернем секторе как локальной интенсификации существующей ранее суббури в послеполуночном секторе Земли.

2. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше были представлены результаты детального исследования двух суббурь, зарегистрированных на арх. Шпицберген в условиях сжатого овала. В обоих случаях на меридиане IMAGE возмущения наблюдались только на высоких геомагнитных широтах (>70° MLAT) при отсутствии отрицательных магнитных бухт на более низких широтах, т.е. по определению [Клейменова и др., 2012] обе суббури могут быть отнесены к “полярным суббурям”.

Заметим, что в ряде ранних работ, например, [Hones et al., 1971, 1985] бухтообразные возмущения в приполярных широтах рассматривались как внезапное перемещение полярных сияний и западного электроджета в высокие широты

17 декабря 2013 г.

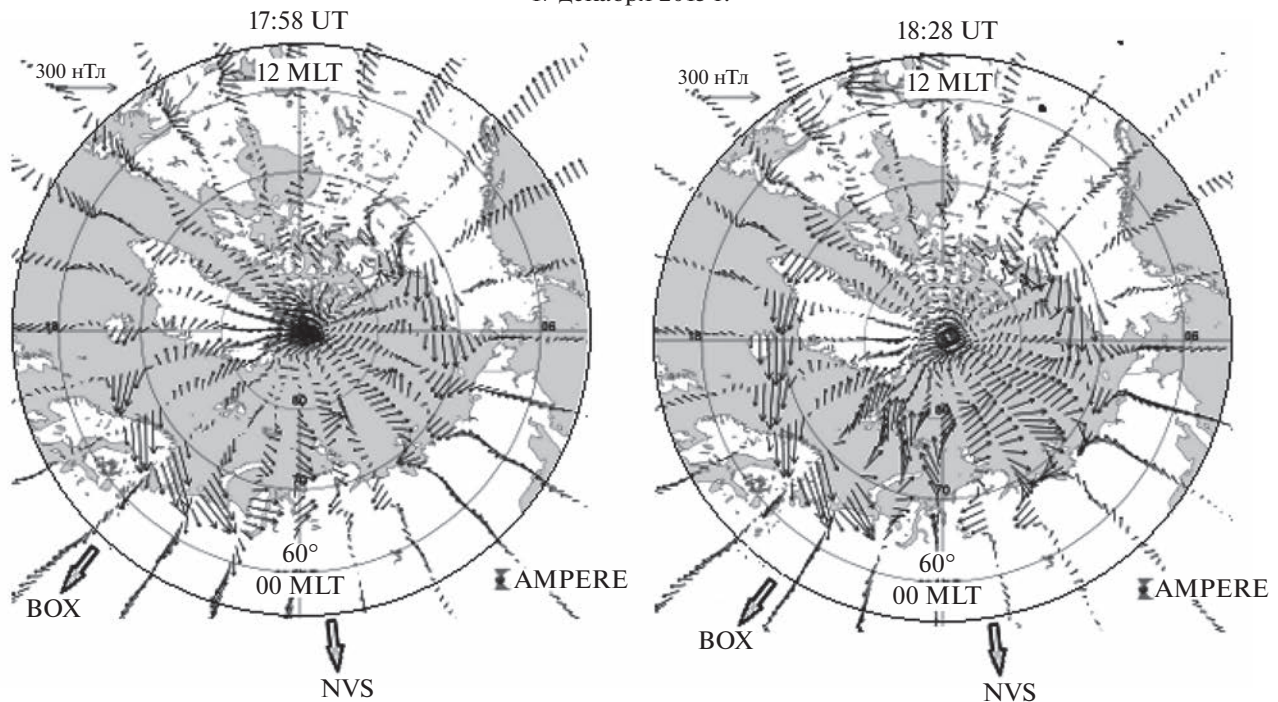


Рис. 7. Карты AMPERE ионосферных токов до и во время полярной суббури 17 декабря 2013 г.

(“poleward leap”), или оторвавшиеся “облака” вытекающих продольных токов (“detached region”), [Iijima and Potemra, 1978]. Согласно работе [Pytte et al., 1978] “poleward leap” появляется в позднюю восстановительную фазу суббури и связан с вытягиванием силовых линий в хвосте магнитосферы. Морфологические характеристики “poleward leap” принципиально отличаются от характеристик высокоширотной экспансии магнитосферных суббурь [Pytte et al., 1978], прежде всего, отсутствием геомагнитных пульсаций $Pi2$, которые являются характерным признаком развития суббури [Saito et al., 1976] и ее активизаций, а также отсутствием формирования токового клина, т.е. отсутствием положительных магнитных бухт на субавроральных и средних широтах. Следовательно, рассмотренные в нашей работе полярные суббури не могут быть отнесены к категории возмущений типа “poleward leap”.

Обе рассмотренные суббури наблюдались при спокойной космической погоде, в предшествующие дни не было существенных возмущений. В таких условиях экваториальная граница аврорального овала перемещается в сторону высоких широт, т.е. овал становится поджатым к полярной шапке. На рис. 8 приведены вариации параметров межпланетного магнитного поля (ММП) и солнечного ветра (скорость и динамическое давление) по 1-мин данным OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) во время обеих рассмотренных

полярных суббурь. Видно, что отличительной чертой обоих событий была низкая скорость солнечного ветра (порядка 400 км/с и ниже), что привело к уменьшению размера аврорального овала (его поджатию к полюсу). Полярные суббури наблюдались на фоне и небольших, но относительно длительных отрицательных значений B_z ММП, которые появились примерно за 6 ч перед первой рассмотренной полярной суббурей и примерно за 3 ч перед второй. Это привело к усилению магнитосферной конвекции и соответствующему возрастанию восточного электроджета в вечернем секторе и западного электроджета в утреннем секторе. Значения PC -индекса полярной шапки, являющегося индикатором уровня передачи энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли [Troshichev et al., 2014], также начали возрастать почти за 3 ч до начала полярной суббури, что свидетельствует об усилении поступления энергии солнечного ветра в магнитосферу, как это рассмотрено, например, в работах [Troshichev and Janzhura, 2009; Troshichev et al., 2014].

Значения AL -индекса во время первой анализируемой полярной суббури (4 октября 2006 г.) были почти вдвое меньше, чем во время второй (17 декабря 2013 г), в то же время первая полярная суббуря была почти вдвое интенсивнее (порядка 600 нТл), чем вторая (порядка 300 нТл). Высокоширотные станции, на которых наблюдались полярные суббури не входят в набор станций, по

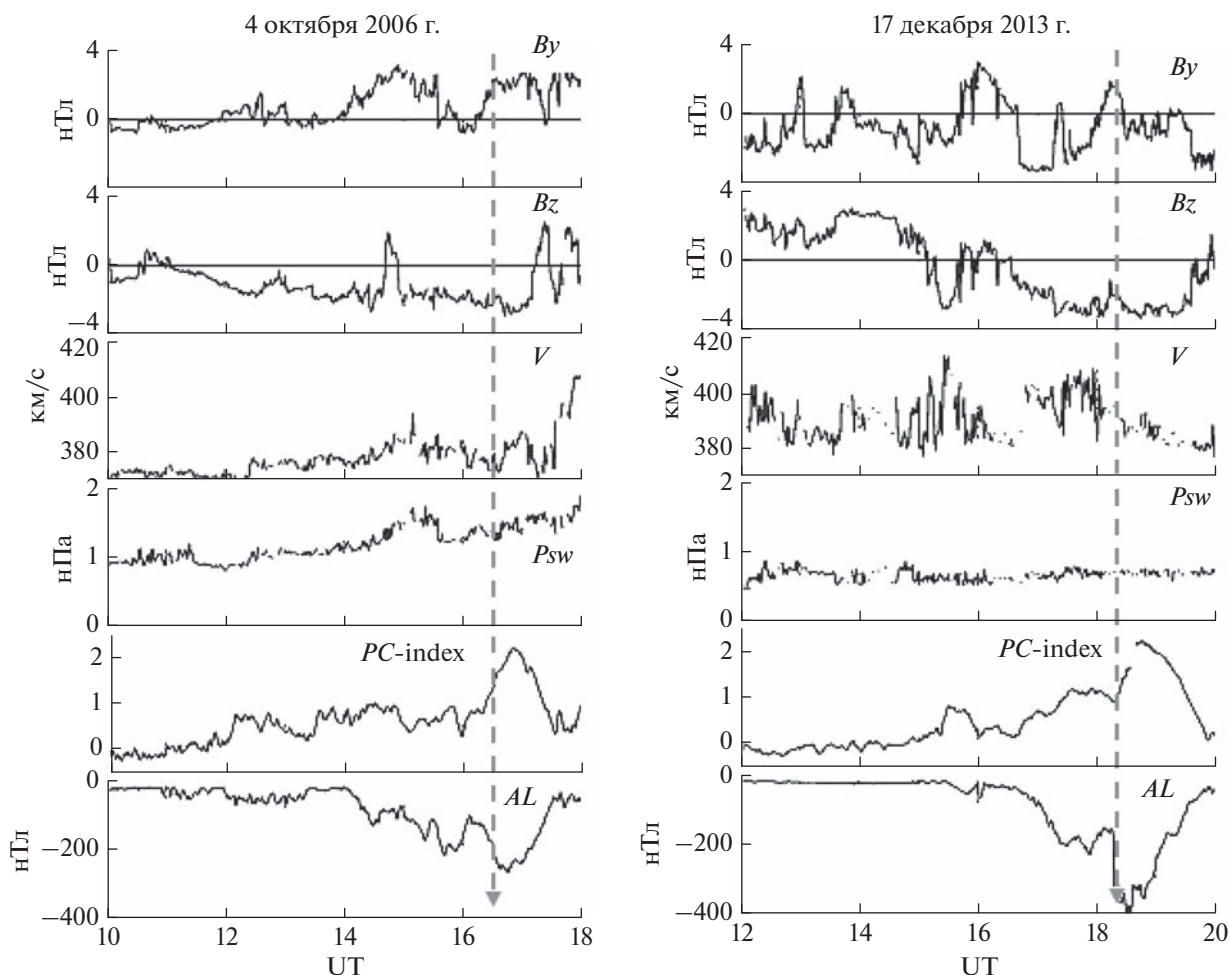


Рис. 8. Вариации параметров ММП и солнечного ветра по данным OMNI во время обсуждаемых событий. Вертикальной штриховой линией показано время начала обсуждаемых полярных суббурь.

данным наблюдения на которых вычисляется AL -индекс. Основной вклад в величину AL -индекса в 18–20 UT вносят наблюдения на российских авроральных станциях Тикси, Диксон и Челюскин, которые в это время находятся в послеполуночном секторе Земли. Анализ магнитограмм на этих станциях показал, что в обоих случаях в Тикси регистрировалась суббуря с амплитудой около 200 нТл, а 17 декабря 2013 г. наиболее интенсивная суббуря (почти до 400 нТл) наблюдалась на станции Диксон (эти магнитограммы здесь не приводятся, их можно найти на сайте сети SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/>)). Это и привело к повышенным значениям AL -индекса во втором случае. Можно также сделать вывод, что амплитуда полярной суббури в вечернем секторе не зависит от амплитуды суббури, наблюдаемой в это время в послеполуночном (утреннем) секторе.

Заметим, что начало генерации полярных суббурь как и “классических” суббурь, согласно ряду

исследователей, в том числе и Akasofu [2017], связывается с процессами внутри замкнутой магнитосферы (а не в ее хвосте), и происходит, по-видимому, внутри плазменного кольца, окружающего Землю как внешней части кольцевого тока, как это рассмотрено в работах [Antonova et al., 2015, 2016]. В магнито-спокойное время в этой области магнитосферы усиливаются продольные токи за счет азимутального плазменного давления [Antonova et al., 2023]. В настоящее время активно обсуждается роль турбулентности в этом процессе.

Мы установили, что общие закономерности развития полярных суббурь соответствуют типичным характеристикам “классических” суббурь, а именно, формирование токового клина суббури (положительных магнитных бухт в более низких широтах), скачкообразное перемещение активизаций к полюсу после начала суббури, генерация геомагнитных пульсаций $Pi2$.

Известно, что начало (*onset*) “классической” суббури определяется как внезапное уярчение самой экваториальной спокойной авроральной дуги, т.е. вблизи экваториальной границы аврорального овала. Поскольку полярные суббури наблюдаются на сжатом овале, то и неудивительно, что экваториальная граница овала находится в более высоких широтах, чем в типичных условиях. Значит, источник начала возбуждения полярных суббурь находится в магнитосфере на более удаленных *L*-оболочках в области более слабого магнитного поля, где, вероятно, менее жесткие критерии к развитию соответствующей неустойчивости, поэтому полярные суббури наблюдаются в слабо возмущенных геомагнитных условиях и при низкой скорости солнечного ветра.

3. ВЫВОДЫ

Мы установили, что общие закономерности развития полярных суббурь соответствуют типичным характеристикам “классических” суббурь, а именно, (1) формирование токового клина суббури (положительных магнитных бухт в более низких широтах); (2) скачкообразное перемещение активизаций к полюсу после начала суббури; (3) генерация геомагнитных пульсаций *Pi2*; (4) возрастание *PC*-индекса полярной шапки перед началом суббури.

В то же время установлено, что имеют место определенные отличия полярных суббурь от “классических” суббурь, а именно, (1) развитие отрицательных магнитных бухт в области сжатого аврорального овала, т.е. на широтах выше $\sim 70^\circ$ MLAT; (2) максимум появления в более ранние предположенные часы местного геомагнитного времени; (3) генерация только при низкой скорости солнечного ветра; (4) развитие в магнито-спокойных или слабо возмущенных геомагнитных условиях.

Таким образом, можно сделать вывод, что полярные суббури представляют собой специфический тип “классических” суббурь и являются характерным возмущением, развивающимся в условиях сжатого аврорального овала, т.е. на более дальних *L*-оболочках по сравнению с “классическими” суббуриями.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность создателям базы данных OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>), баз данных SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/>), IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) и AMPERE (<https://ampere.jhuapl.edu/browse/>) за возможность их использования в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Н.Г. Клейменовой и Л.М. Малышевой выполнена в рамках государственного задания ИФЗ РАН, Л.И. Громовой и С.В. Громова — в рамках государственного задания ИЗМИРАН, И.В. Дэспирак и А.А. Любича — в рамках государственного задания ПГИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дмитриева Н.П., Сергеев В.А. Появление авроральной электроструи на широтах полярной шапки: характеристики явления и возможность его использования для диагностики крупномасштабных высокоскоростных потоков солнечного ветра // Магнитосферные исследования. № 3. С. 58–66. 1984.
- Дэспирак И.В., Любич А.А., Бирнат Х.К., Яхнин А.Г. Полярная экспансия суббурного западного электроджета в зависимости от параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 48. № 3. С. 297–305. 2008.
- Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г. “Полярные” и “высокоширотные” суббури и условия в солнечном ветре // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 5. С. 619–626. 2014.
<https://doi.org/10.1134/S0016793214050041>
- Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г. Суперсуббури и условия в солнечном ветре // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 2. С. 183–190. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S001679401902007X>
- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Любич А.А., Малышева Л.М., Громова Л.И., Ролдугин А.В., Козелов Б.В. Полярные магнитные суббури и сияния на Шпицбергене: событие 17 декабря 2012 // Изв. РАН. Сер. Физ. Т. 86. № 3. С. 340–348. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0367676522030097>
- Зверев В.А., Логинов Г.А., Пудовкин М.И., Распопов О.М. О поведении пульсаций геомагнитного поля в период, предшествующий полярным магнитным возмущениям // Геомагнитные исследования. № 11. С. 37–44. 1969.
- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Малышева Л.М., Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Волновая структура магнитных суббурь в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 52. № 6. С. 785–793. 2012.
<https://doi.org/10.1134/S0016793212060059>
- Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 2. Короткопериодные колебания геомагнитного поля. Л.: ЛГУ, 1976. 271 с.
- Сафаргалеев В.В., Митрофанов В.М., Козловский А.Е. Комплексный анализ полярных суббурь на основе магнитных, оптических и радарных наблюдений на Шпицбергене // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 4. С. 793–808. 2018.
<https://doi.org/10.1134/S0016793218040151>
- Сергеев В.А., Яхнин А.Г., Дмитриева Н.П. Суббури в полярной шапке — эффект высокоскоростных потоков солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 19. № 6. С. 1121–1122. 1979.

- Фельдштейн Я.И. Некоторые вопросы морфологии полярных сияний и магнитных возмущений в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 3. № 2. С. 227–239. 1963.
- Akasofu S.-I. The development of the auroral substorm // Planet. Space Sci. V. 12(4). P. 273–282. 1964. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(64\)90151-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90151-5)
- Akasofu S.-I., Perreault P.D., Yasuhara F., Meng C.-I. Auroral substorms and the interplanetary magnetic field. J. Geophys. Res. V. 78(31). P. 7490–7508. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i031p07490>
- Akasofu S.-I. Where is the magnetic energy for the expansion phase of auroral substorms accumulated? 2. The main body, not the magnetotail // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 122. P. 8479–8487. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023074>
- Anderson B.J., Takahashi K., Kamei T., Waters C.L., Toth B.A. Birkeland current system key parameters derived from Iridium observations: method and initial validation results // J. Geophys. Res. V. 107. P. 1079. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000080>
- Antonova E.E., Vorobjev V.G., Kirpichev I.P., Yagodkina O.I., Stepanova M.V. Problems with mapping the auroral oval and magnetospheric substorms // Earth Planets Space. V. 67. P. 166. 2015. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0336-6>
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P. et al. Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 177. P. 103–114. 2016. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.013>
- Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P. Main features of magnetospheric dynamics in the conditions of pressure balance // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 242. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105994>
- Clausen L.B.N., Baker J.B.H., Ruohoniemi J.M., Milan S.E., Anderson B.J. Dynamics of the region 1 Birkeland current oval derived from the Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment (AMPERE) // J. Geophys. Res. V. 117. P. A06233. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA017666>
- Despirak I.V., Lubchich A.A., Kleimenova N.G. High-latitude substorm dependence on space weather conditions in solar cycle 23 and 24 (SC23 and SC24) // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2018. V. 177. P. 54–62. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.09.011>
- Feldstein Y.L., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and geomagnetic disturbances // Planet. Space Sci. V. 15. № 2. P. 209–229. 1967. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(67\)90190-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90190-0)
- Frey H.U., Mende S.B., Angelopoulos V., Donovan E.F. Substorm onset observations by IMAGE-FUV // J. Geophys. Res. V. 109/ P. A10304. 2004. <https://doi.org/10.1029/2004JA010607>
- Hones E.W., Akasofu Jr. S.-I., Bame S.J., Singer S. Poleward expansion of the auroral oval and associated phenomena in the magnetotail during auroral substorms, 2. // J. Geophys. Res. V. 76. P. 8241–8257. 1971. <https://doi.org/10.1029/JA076i034p08241>
- Hones E.W. The poleward leap of the auroral electrojet as seen in auroral images // J. Geophys. Res. V. 90. P. 5333–5337. 1985. <https://doi.org/10.1029/JA090iA06p05333>
- Horning B.L., McPherron R.L., Jackson D.D. Application of linear inverse theory to a line current model of substorm current systems // J. Geophys. Res. V. 9(34). P. 5202–5210. 1974. <https://doi.org/10.1029/JA079i034p05202>
- Iijima T., Potemra T.A. Large-scale characteristics of field aligned currents associated with substorms // J. Geophys. Res. V. 83(2). P. 599–615. <https://doi.org/10.1029/JA083iA02p00599>
- Keiling A., Takahashi K. Review of Pi2 models // Space Sci. Rev. V. 161. P. 63–148. 2011.
- Kepko L., McPherron R.L., Amm O. et al. Substorm Current Wedge revisited // Space Sci. Rev. V. 190. P. 1–46. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0124-9>
- Loomer E.I., Gupta J.C. Some characteristics of high latitude substorms // J. Atmos. Terr. Phys. V. 42. P. 645–652. 1980.
- Lui A.T.Y., Perreault P.D., Akasofu S.-I., Anger C.D. The diffuse aurora // Planet. Space Sci. V. 21(5). P. 857–861. 1973. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(73\)90102-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(73)90102-5)
- Lui A.T.Y., Akasofu S.-I., Hones E.W., Jr., Bame S.J., McIlwain C.E. Observation of the plasma sheet during a contracted oval substorm in the prolonged quiet period // J. Geophys. Res. V. 81(7). P. 1415–1419. 1976. <https://doi.org/10.1029/JA081i007p01415>
- McPherron R.L., Russell C.T., Aubry M.P. Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms // J. Geophys. Res. V. 78(16). P. 3131–3149. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i016p03131>
- Mende S.B., Frey H.U., Geller S.P., Doolittle J.H. Multi-station observations of auroras: Polar cap substorms // J. Geophys. Res. V. 104(A2). P. 2333–2342. 1999. <https://doi.org/10.1029/1998JA900084>
- Mende S.B., Heeterds H., Frey H.U. et al. Far ultraviolet imaging from the IMAGE spacecraft. I. System design // Space Sci. Rev. V. 91. P. 243–270. 2000.
- Milan S.E., Boakes P.D., Hubert B. Response of the expanding/contracting polar cap to weak and strong solar wind driving: implications for substorm onset // J. Geophys. Res. V. 113. P. A09215. 2008. <https://doi.org/10.1029/2008JA013340>
- Milan S.E., Grocott A., Hubert B. A superposed epoch analysis of auroral evolution during substorms: Local time of onset region // J. Geophys. Res. V. 115. A00104. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015663>
- Newell P.T., Feldstein Y.I., Galperin Y.I., Meng C.-I. Morphology of night-side precipitation // J. Geophys. Res. V. 101. P. 10.737–10.748. 1996. <https://doi.org/10.1029/95JA03516>
- Nielsen E., Bamber J., Chen Z.-S., Brekke A., Egeland A., Murphree J.S., Venkatesan D., Axford W.I. Substorm expansion into the polar cap // Ann. Geophys. V. 6(5). P. 559–572. 1988.
- Olson J.V. Pi2 pulsations and substorm onsets: A review // J. Geophys. Res. V. 104. P. 17499–17520. 1999.

- Pashin A.B., Glabmeier K.H., Baumjohann W., Raspopov O.M., Yahnin A.G., Opgenoorth H.J., Pellinen R.J. *Pi2* magnetic pulsations, auroral breakups, and the substorm current wedge: A case study // *J. Geophys. V. 51. P. 223–233. 1982.*
- Pytte T., McPherron R.L., Kivelson M.G., Wes H.I. Jr., Hones E.W. Multiple-satellite studies of magnetospheric substorms: Plasma sheet recovery and the poleward leap of auroral zone activity // *J. Geophys. Res. V. 83. P. 5256–5268. 1978.*
<https://doi.org/10.1029/JA083iA11p05256>
- Saito T., Yumoto K., Koyama Y. Magnetic pulsation *Pi2* as a sensitive indicator of magnetospheric substorm // *Planet. Space Sci. V. 24. P. 1025–1029. 1976.*
- Saito T. Geomagnetic pulsations // *Space Sci. Rev. V. 10. P. 319–412. 1969.*
<https://doi.org/10.1007/BF00203620>
- Safargaleev V.V., Kozlovsky A.E., Mitrofanov V.M. Polar substorm on 7 December 2015: preonset phenomena and features of auroral breakup // *Ann. Geophys. V. 38(4). P. 901–918. 2020.*
<https://doi.org/10.5194/angeo-38-901-2020>
- Sergeev V.A. On the longitudinal localization of the substorm active region and its changes during the substorm // *Planet. Space Sci. V. 22. P. 1341–1343. 1974.*
- Troitskaya V.A., Kleimenova N.G. Micropulsations and VLF-emissions during substorms // *Planet. Space Sci. V. 20(9). P. 1499–1519. 1972.*
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(72\)90053-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(72)90053-0)
- Troshichev O.A., Kuznetsov B.M., Pudovkin M.I. The current systems of the magnetic substorm growth and explosive phases // *Planet. Space Sci. V. 22. P. 1403–1412. 1974.*
- Troshichev O., Janzhura A. Relationship between the PC and AL indices during repetitive bay-like magnetic disturbances in the auroral zone // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 71. P. 1340–1352. 2009.*
- Troshichev O.A., Podorozhkina N.A., Sormakov D.A., Janzhura A.S. PC index as a proxy of the solar wind 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>

УДК 523.98;550.388.2

ВОЗМУЩЕНИЯ В МАГНИТОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ В ОТСУТСТВИЕ ПЯТЕН НА СОЛНЦЕ

© 2023 г. Т. Л. Гуляева*

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

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

Поступила в редакцию 19.10.2022 г.

После доработки 25.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Выполнен анализ геомагнитной и ионосферной активности за 541 возмущенный день ($Kp > 3.0$) без пятен на Солнце с 1995 по 2021 гг. Представлены оценки вариаций глобальных ионосферных индексов WU (положительные возмущения полного электронного содержания), WL (отрицательные возмущения), их разности WE и планетарного индекса Wp . Исходный W -индекс принимает значения от -4 до $+4$ с шагом 1, характеризующие меру отклонения текущего значения полного электронного содержания от спокойной медианы, а глобальные индексы WU , WL , WE , Wp выведены на основе глобальных карт GIM-ТЕС Лаборатории реактивного движения, JPL. Исследование сезонной зависимости показало два уровня ионосферной возмущенности: менее возмущенная ионосфера в течение 1996–1998 гг. и 2018–2021 гг. и более значительные возмущения в течение 2004–2010 гг. и 2016–2017 гг. Для ионосферной изменчивости сезонные вариации различаются для двух рядов данных. В первом наборе данных впервые выявлены сезонные вариации скорости солнечного ветра V_{sw} на околоземной орбите с максимумами в равноденствие, аналогичные вариациям Kp -индекса. Второй ряд более возмущенной ионосферы относится ко времени перехода от эпохи высокой СА к более низкой СА, характеризующейся полной перестройкой физических условий на Солнце.

DOI: 10.31857/S0016794022600582, EDN: UIRLXK

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменчивость магнитной активности Солнца характеризуется числом солнечных пятен SSN, потоком солнечного радиоизлучения $F10.7$ и другими показателями [Lean, 2000; Tapping, 2013; Clette et al., 2014; Hathaway, 2015; Gulyaeva et al., 2018; Goncharenko et al., 2021]. Пятна представляют собой сильно намагниченные области, генерируемые динамо-процессами [Solanki, 2003]. Хронология дней без пятен на Солнце (spotless day, SLD) представлена на сайте обсерватории SIDC (Solar Influences Data Analysis Center, <https://www.bis.sidc.be/silso/>).

Отсутствие пятен на Солнце ($SSN = 0$) означает крайне слабую солнечную активность, которая наблюдается на спаде солнечного цикла (СЦ), в минимуме и в начале фазы роста СЦ. Глубокий минимум солнечной активности (СА) с большим числом дней без пятен соответствует слабому крупномасштабному дипольному полю Солнца и, следовательно, слабому магнитному полю в гелиосфере [Nandy et al., 2011]. Многие исследования посвящены изменениям в солнечном ветре, магнитосфере и ионосфере в минимуме солнечной активности [Chen et al., 2011; Solomon et al., 2013;

Zerbo et al., 2015; Гуляев и Гуляева, 2018; Котонаева и др., 2021; Somaila et al., 2022], однако можно назвать лишь единичные работы для экстремально низкой активности в условиях отсутствия пятен на Солнце [Hathaway, 2015; Гуляев, 2018; Somaila et al., 2022]. В данной работе впервые исследованы вариации геомагнитной и ионосферной возмущенности в отсутствие солнечных пятен в 23–25-м циклах солнечной активности. Одной из целей данного исследования является рассмотрение сезонной зависимости исследуемых параметров в возмущенных геомагнитных условиях ($Kp > 3.0$) при слабой зависимости от солнечной активности за счет выбора дней без пятен.

Выбор интервала для исследований ограничен имеющимися глобальными ионосферными картами полного электронного содержания GIM-ТЕС за 1995–2022 гг. [Hernandez-Pajares et al., 2009]. Эта эпоха характеризуется условиями, когда после переходного 23-го цикла фоновые значения общего магнитного поля Солнца уменьшились более чем в два раза, что привело к полной перестройке физических условий на Солнце, и, как следствие, в гелиосфере, и отразилось на состоянии околоземного космического пространства [Ишков, 2022]. Исследованию солнечного ветра,

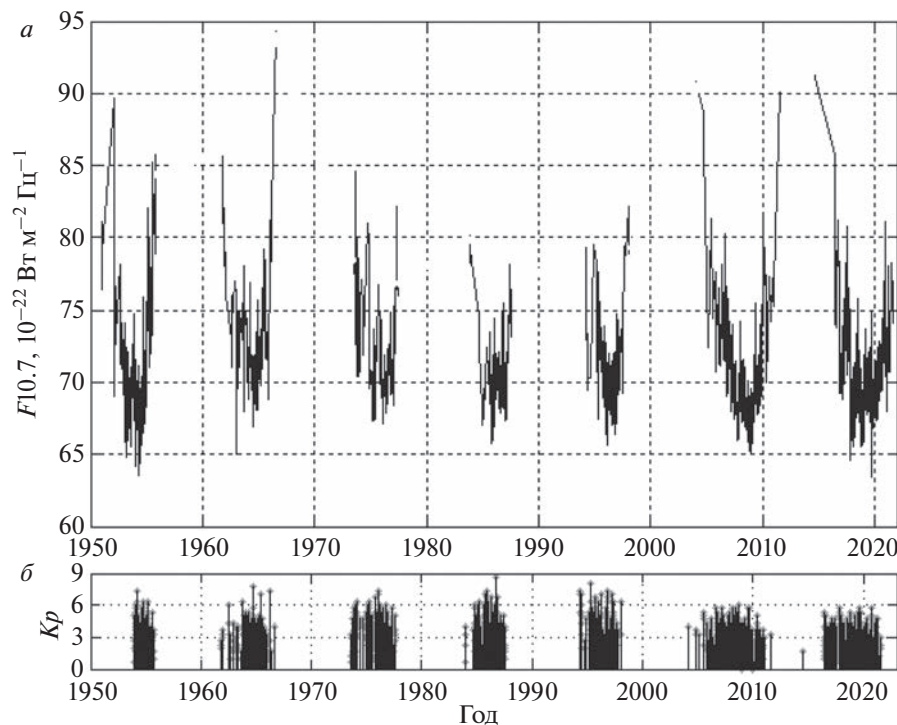


Рис. 1. Изменения потока солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см (а) и геомагнитного K_p -индекса (б) в отсутствие пятен на Солнце.

геомагнитных и ионосферных возмущений в эту необычную эпоху в экстремально спокойных условиях отсутствия пятен на Солнце посвящена данная работа.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Несмотря на отсутствие пятен на Солнце, в это время наблюдаются изменения других признаков (индексов) солнечной цикличности, таких как корональные выбросы вещества, поток солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см, высокоскоростные потоки солнечного ветра из корональных дыр, являющиеся источником ионосферных возмущений [Gulyaeva and Gulyaev, 2018; Гуляев и Гуляева, 2018], возмущения в околоземном космическом пространстве и на Земле. На рис. 1а показано изменение потока солнечного радиоизлучения $F_{10.7}$ в дни без пятен на Солнце.

В условиях крайне низкой солнечной активности с 1995 по 2021 гг. наблюдались 1995 дней без пятен на Солнце. Из них был выделен для дальнейшего анализа 541 геомагнитно-возмущенный день с индексом планетарной геомагнитной активности $K_p > 3.0$, предоставленным центром GFZ по адресу (<https://datapub.gfz-potsdam.de/download/10.5880.Kp.0001/>) [Matzka et al., 2021]. Вариации максимальных дневных значений индекса K_p в эти дни при $K_p > 3.0$ приведены на рис. 1б.

Отметим, что на рис. 1б значения K_p достигают величины 8.0, соответствующей сильной геомагнитной буре. В течение 541 дня наблюдались слабые геомагнитные бури (454 дня при $3 < K_p < 5$), умеренные бури (70 дней при $5 \leq K_p < 6$), и сильные геомагнитные бури (17 дней при $K_p \geq 6$).

Глобальные карты полного электронного содержания GIM-TEC, произведенные JPL с 1994 г., использованы для расчета карт GIM- W -индекса и глобального электронного содержания GEC [Афраймович и др., 2006; Gulyaeva et al., 2018], представленных на странице “Ионосферная погода” ИЗМИРАН (<https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/archive>). Глобальные карты GIM-TEC и соответствующие им карты GIM- W -индекса разработаны в формате IONEX [Schaer et al., 2015] на широтах от 87.5° S до 87.5° N с шагом 2.5° , долготах от 180° W до 180° E с шагом 5° , с интервалом в 1 ч от 0 до 23 ч мирового времени за каждый день. W -индекс в каждом узле карты меняется от -4 до $+4$ с шагом 1, что соответствует логарифмическому отклонению текущего значения TEC от спокойной медианы. Глобальные индексы WU (положительные возмущения TEC), WL (отрицательные возмущения) и их разность WE представляют суммирование с соответствующими весовыми коэффициентами значений W -индекса ($W = \pm 2, \pm 3, \pm 4$) по всем ячейкам карты GIM- W [Гуляева и Хараламбус, 2021; Gulyaeva

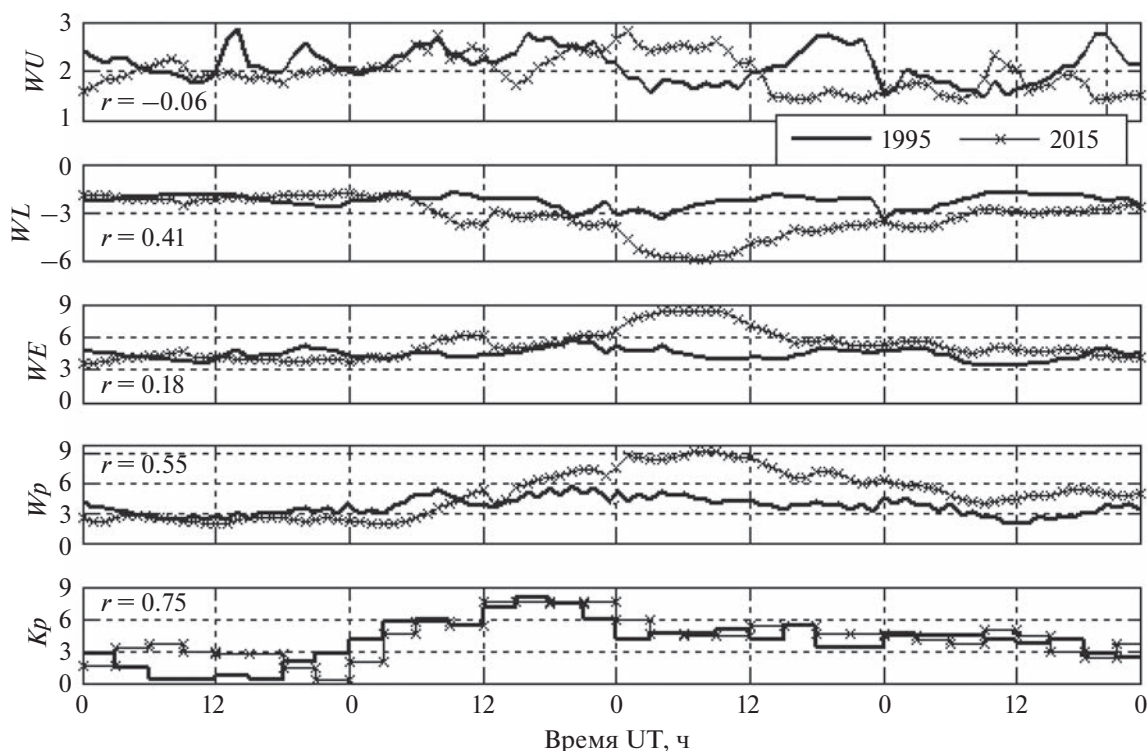


Рис. 2. Вариации ионосферных и геомагнитных индексов в экстремальных условиях: геомагнитная буря 6–9 апреля 1995 г. ($SSN = 0$, $Kp = 8.0$) и буря в день Святого Патрика 16–19 марта 2015 г. ($SSN \approx 40$, $Kp = 7.7$).

et al., 2021]. Глобальный индекс Wp выражает интегральную разность между максимальным положительным индексом ($W > 0$) и минимальным отрицательным индексом ($W < 0$) на каждой широте карт GIM- W [Gulyaeva and Stanislawski, 2008; Gulyaeva et al., 2021].

Для иллюстрации вариаций ионосферных и геомагнитных индексов на рис. 2 приведены данные для интенсивной бури в отсутствие солнечных пятен с 6 по 9 апреля 1995 г. ($Kp = 8.0$) и самой интенсивной бури 24-го СЦ в день Святого Патрика с 16 по 19 марта 2015 г. ($Kp = 7.7$) при наличии пятен на Солнце (рекалиброванное число пятен $SSN2 \approx 40$). Различные аспекты исследования бури в день Святого Патрика представлены в работах [Nava et al., 2016; Gulyaeva and Arıkan, 2017; Гуляева и Гуляев, 2018; Тимченко и др., 2022]. Оба события наблюдались в равноденствие (весна), поэтому сезонная зависимость идентична в сравниваемых результатах. На рис. 2 сверху вниз приведены индексы WU , WL , WE , Wp и Kp : сплошная кривая — для бури 1995 г., штриховая — 2015 г. На нижней панели видно подобие изменений Kp -индекса для двух событий с коэффициентом корреляции $r = 0.75$.

Изменения положительных ионосферных возмущений WU -индекса различаются чередованием иррегулярных взлетов и провалов в двух собы-

тиях (рис. 2, сверху). Их различие подтверждается отсутствием корреляции WU -индексов с коэффициентом $r = -0.06$. Максимальные значения $WU = 2.9$ достигаются в каждом из событий, но в разное время. Более упорядоченные изменения наблюдаются в ионосферных WL -, WE - и Wp -индексах с явно выраженными главной и восстановительной фазами бури, однако, амплитуда их изменений в день Святого Патрика в 2 раза превышает изменения при отсутствии солнечных пятен. Коэффициент корреляции WL -индекса показывает незначительное увеличение ($r = 0.41$) по сравнению с WU -индексом, а эффект отсутствия корреляции WU -индекса приводит к отсутствию корреляции и в их разности $WE = WU - WL$ ($r = 0.18$). Наконец, корреляция ионосферного Wp -индекса достигает приемлемого уровня ($r = 0.55$), с двойным преобладанием максимальной амплитуды во время бури в день Святого Патрика.

Таким образом, при близком соответствии геомагнитного Kp -индекса для двух событий мы наблюдаем существенные различия в двух ионосферных бурях, связанные с различием в солнечной активности. Следовательно, ионосферная возмущенность более чувствительна к воздействию солнечной составляющей, чем геомагнитная активность во время бури. Дальнейший анализ показывает, что эти две бури относятся к двум принципиально различным периодам ионосфер-

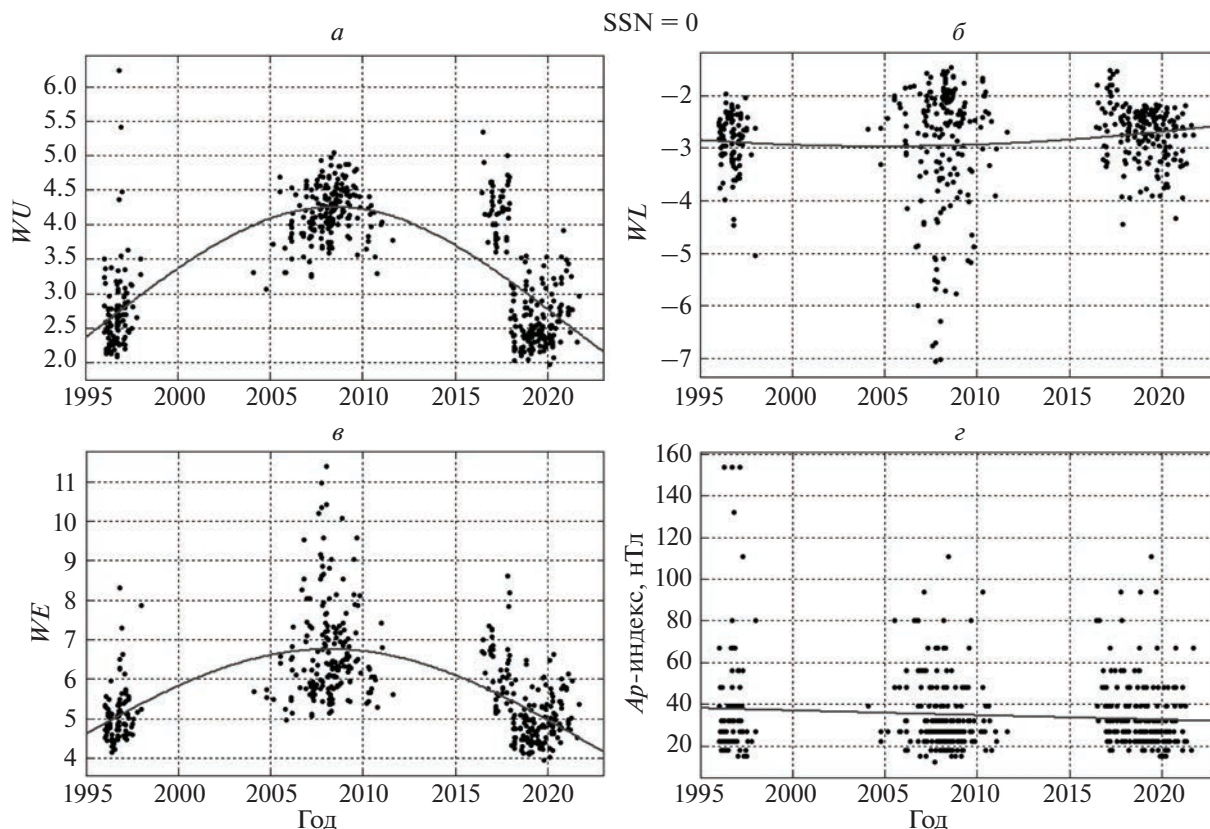


Рис. 3. Вариации глобальных ионосферных индексов: (а) WU ; (б) WL ; (в) WE ; (г) геомагнитный Ap -индекс.

ной возмущенности, наблюдавшихся для полного набора геомагнитно-возмущенных дней в отсутствие солнечных пятен.

Для 541 возмущенного дня без пятен на Солнце проведен анализ скорости солнечного ветра, V_{sw} , геомагнитного Kp -индекса и его амплитудного эквивалента Ap , глобальных ионосферных индексов WU , WL , WE и Wp с 1995 по 2021 гг. На рис. 3 приведены значения дневного максимума WU -, WE - и Ap -индексов и минимума WL -индекса (символы) и их аппроксимация по методу наименьших квадратов (сплошная кривая). На рис. 3а (WU -индекс), 3б (WL -индекс), 3в (WE -индекс) заметно повышение интенсивности ионосферных возмущений с 2004 по 2010 гг. и в 2016–2017 гг. Возмущенность в ионосфере определяется как отклонения (положительные и отрицательные возмущения) от спокойного уровня. Так как абсолютные значения спокойного уровня ионосферных параметров (в данном случае медиана полного электронного содержания, TEC_{med}) с понижением солнечной активности к минимуму уменьшаются, то относительные логарифмические отклонения TEC от медианы, $\log(TEC/TEC_{med})$, в годы минимума СА возрастают. При этом геомагнитная возмущенность амплитудного Ap -индекса (нТл), эквивалентного квазилогарифмиче-

ской шкале Kp -индекса, показывает тенденцию к убыванию (рис. 3г) [Gulyaeva et al., 2021; Somaila et al., 2022].

При построении зависимости полученных результатов от номера дня в году (сезонный ход) для всех рассмотренных дней оказалось, что они четко разделяются на два периода: ряд 1 (модель 1) – данные за 1994–1998 гг. и 2018–2021 гг.; ряд 2 (модель 2) – данные за 2004–2010 гг. и 2016–2017 гг. Разделение на два ряда определялось эмпирически путем подбора наилучшей аппроксимации в каждом наборе данных. На рис. 4 символы относятся к данным в индивидуальные дни, а их аппроксимация методом наименьших квадратов – сплошные кривые (модель 1 и модель 2). На рис. 4 видны различия в результатах по двум периодам наблюдений в отсутствие пятен на Солнце в зависимости от дня в году: (а) WU ; (б) WL ; (в) WE ; (г) скорость солнечного ветра V_{sw} ; (д) глобальное электронное содержание GEC ; (е) Kp -индекс.

Наибольшее различие в двух рядах данных наблюдается в ионосферных WU - и WE -индексах, как в самих данных, так и в аппроксимирующих кривых, вычисленных методом наименьших квадратов. Заметен минимум сезонного хода положительных возмущений в ионосфере WU -индекса (рис. 4а) в периоды равноденствий (весна – день

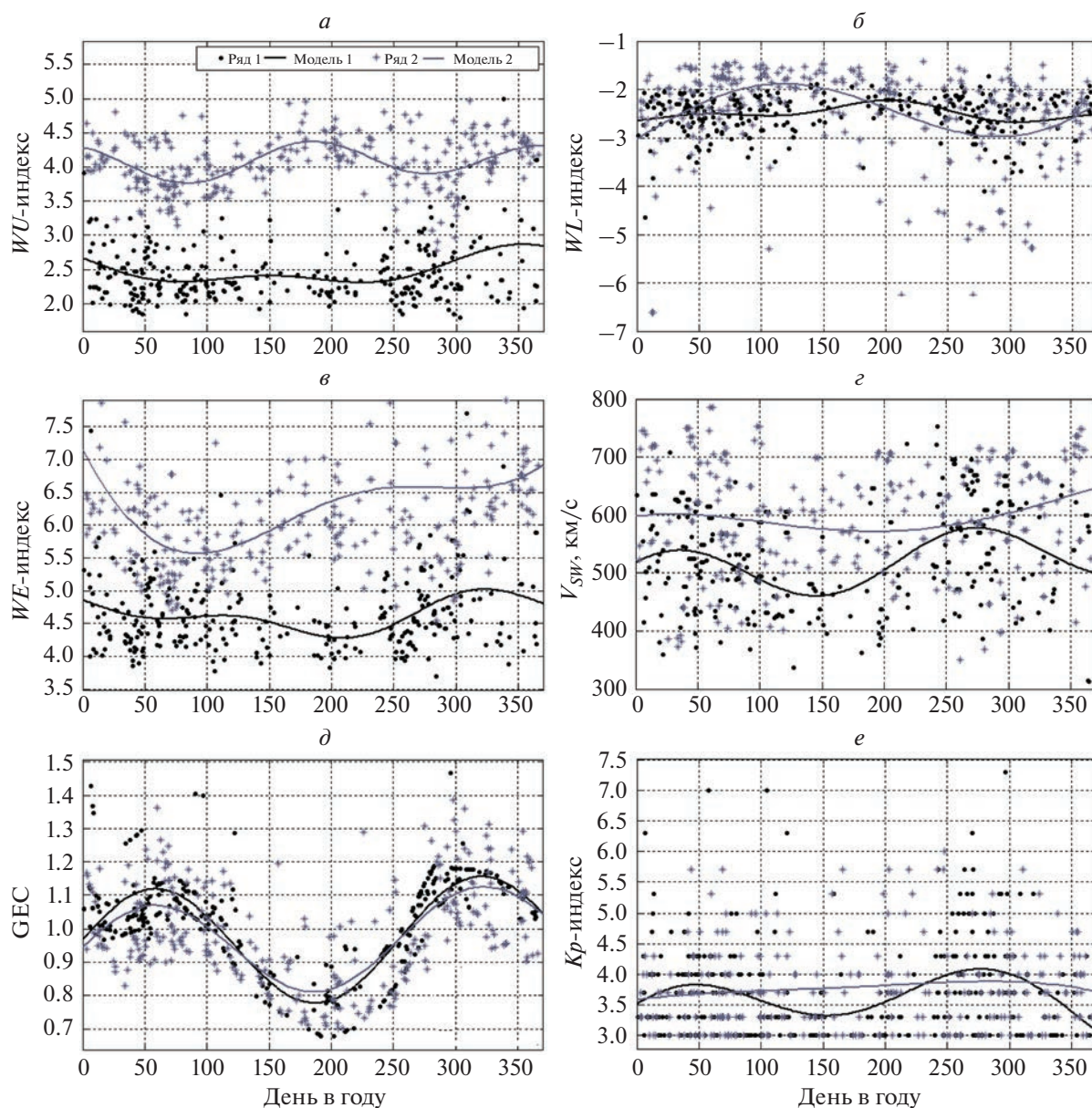


Рис. 4. Зависимость различных параметров от номера дня в году (сезонный ход) для двух периодов наблюдений: ряд 1 – данные за 1994–1998 гг. и 2018–2021 гг.; ряд 2 – данные за 2004–2010 гг. и 2016–2017 гг. (а) WU -индекс; (б) WL -индекс; (в) WE -индекс; (г) скорость солнечного ветра V_{sw} ; (д) глобальное электронное содержание GEC; (е) Kp -индекс.

весеннего равноденствия 82 ± 30 дней, осень – день осеннего равноденствия 266 ± 30 дней). Он отличается от вариаций индекса диапазона $WE = WU - WL$ (рис. 4в), который включает в себя также зависимость от WL . Индекс WL показывает отрицательные ионосферные возмущения, возрастающие по абсолютной величине к равноденствию для 1-го ряда данных, и весенне-осеннюю асимметрию для 2-го ряда (рис. 4б). В то же время индекс WL не показывает такого различия в двух рядах данных, как индексы WU и WE . Асимметрия сезонных изменений положительных и отри-

цательных ионосферных возмущений наиболее значительна в полярных областях, как было отмечено ранее [Gulyaeva et al., 2022].

Изменения в скорости солнечного ветра (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) несколько отличаются для двух классов наблюдений (рис. 4г). При этом сезонные различия V_{sw} с максимумами в равноденствия наблюдаются только в ряде 1. Источником солнечного ветра являются корональные дыры и корональные выбросы вещества на Солнце. Различия в вариациях скорости солнечного ветра в двух рядах данных можно объяс-

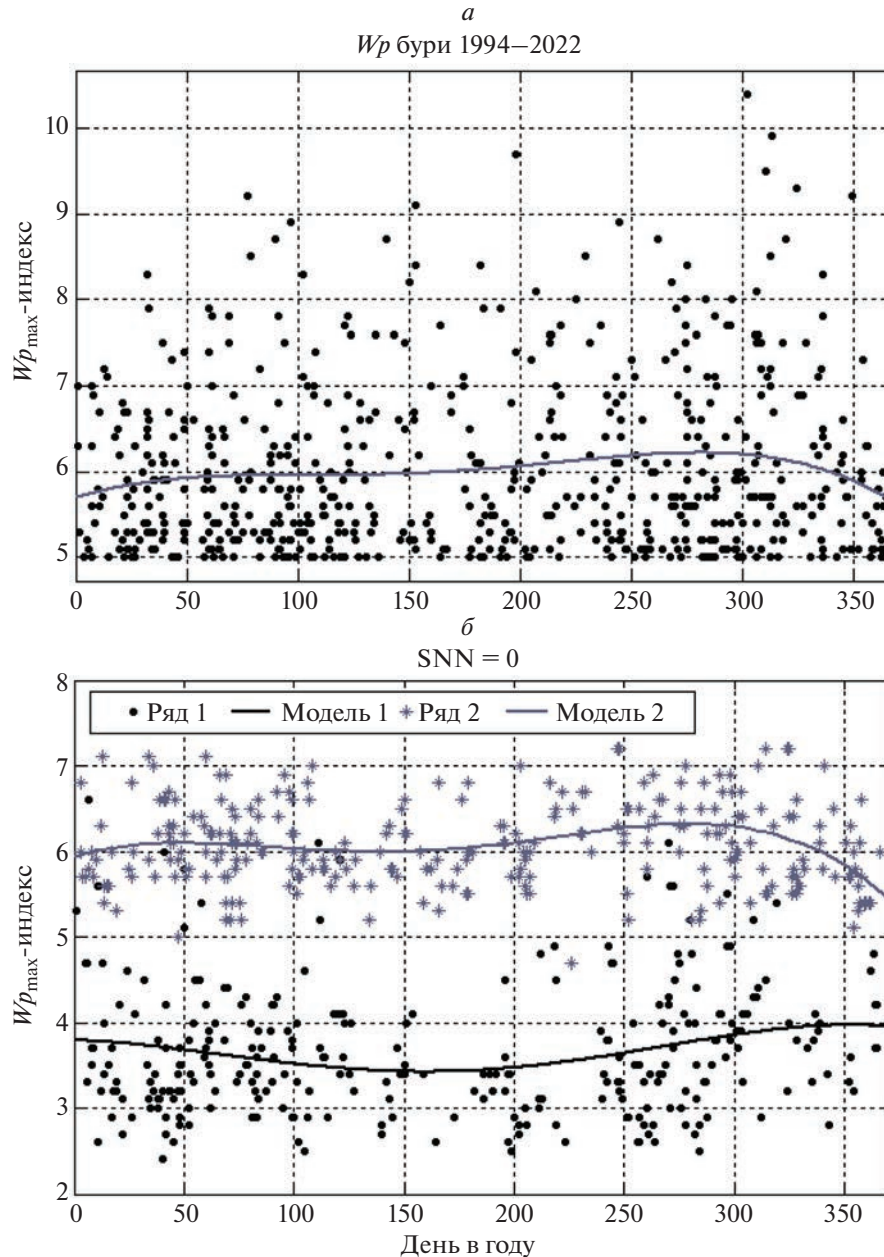


Рис. 5. Сравнение максимального значения $Wp_{\max}$ -индекса: (а) в полном каталоге ионосферных бурь с 1994 по 2022 гг.; (б) в двух наборах данных в отсутствие пятен на Солнце в зависимости от номера дня в году.

нить доминирующими потоками медленного солнечного ветра в СЦ 24 по сравнению с высокоскоростными потоками вне этого периода [Sotmaila et al., 2022].

Ранее было показано, что наблюдается систематическое влияние плотности, скорости и динамического давления солнечного ветра на распределение авроральной яркости, включая ее зависимость от сезона [Shue et al., 2002]. Однако при этом не были замечены сезонные особенности в параметрах скорости солнечного ветра. В работе [Marques de Souza Franco et al., 2021] получено, что во время

геомагнитных бурь наблюдаются полугодовые вариации электрического поля солнечного ветра VBs (где V равна скорости солнечного ветра V_{sw} , а Bs — это южная компонента межпланетного магнитного поля), однако скорость солнечного ветра V_{sw} показывает только годовые вариации и не зависит от сезона. Таким образом, полученная зависимость скорости солнечного ветра V_{sw} от сезона (рис. 4г) является новым фактом наблюдения, впервые выявленным из-за выбора крайне низкой солнечной активности при отсутствии пятен на Солнце.

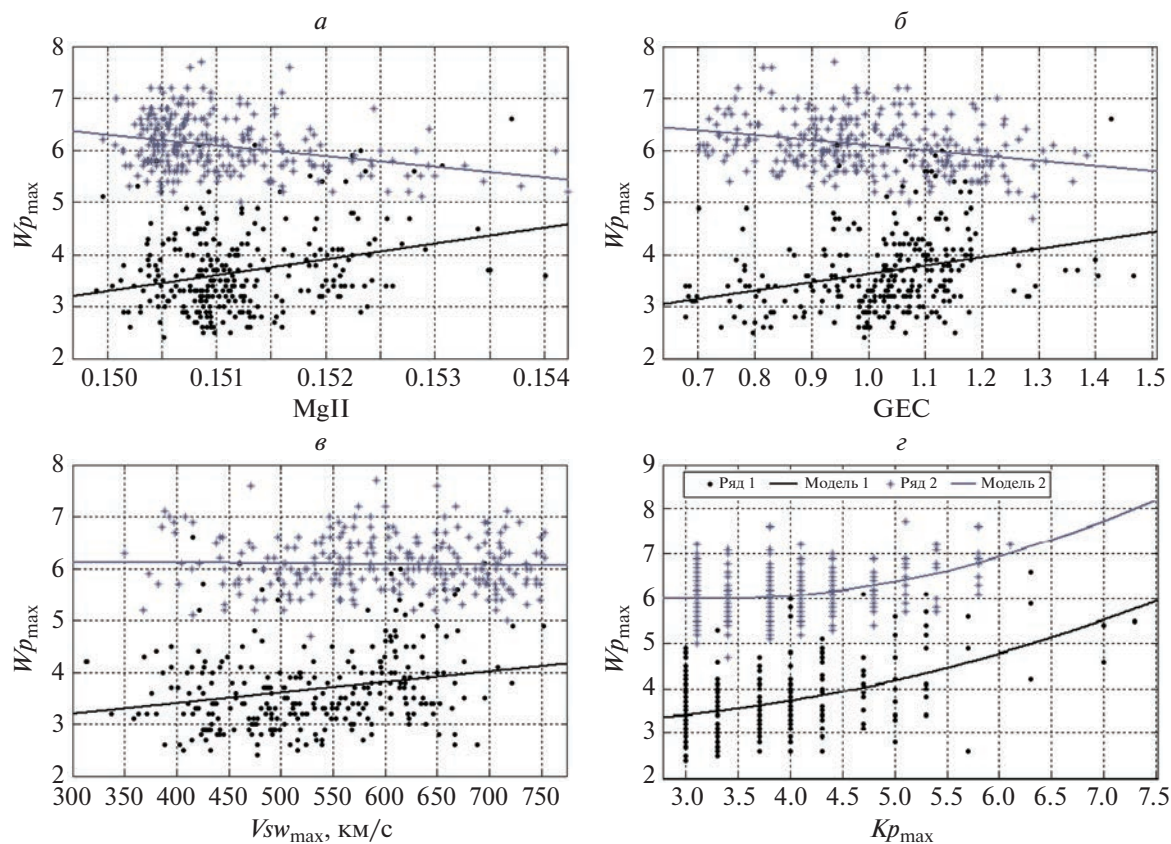


Рис. 6. Связь ионосферной возмущенности $Wp_{\max}$ для двух наборов данных в дни без пятен на Солнце с солнечными, межпланетными, ионосферными и геомагнитными параметрами: (а) составной индекс $MgII$ спектральной линии ионов магния на Солнце; (б) глобальное электронное содержание в ионосфере GEC; (в) скорость солнечного ветра V_{sw} ; (г) геомагнитный Kp -индекс.

Этот факт подтверждается изменениями Kp -индекса (рис. 4е), для которого сезонные различия с максимумами в периоды равноденствий также наблюдаются только в ряде 1 (рис. 4е). Отметим слабое различие геомагнитной возмущенности Kp -индекса в двух периодах наблюдений – близкие по величине как индивидуальные значения, так и аппроксимирующие функции. Близкие результаты для двух рядов данных показывает и глобальное электронное содержание GEC (рис. 4д) с максимумами в периоды равноденствий.

На рисунке 5а представлено изменение максимального значения $Wp_{\max}$ -индекса в зависимости от номера дня в году из полного каталога ионосферных бурь, созданного и регулярно обновляемого с 1994 г. в течение более двух циклов солнечной активности [Gulyaeva et al., 2014]. Отметим максимум в периоды равноденствий, с большей амплитудой в осеннее равноденствие, чем весной, для пика ионосферных бурь на протяжении СЦ23–СЦ25. Для сравнения на рис. 5б приведены максимальные значения индекса $Wp_{\max}$, полученного по двум наборам данных (ряд 1 и ряд 2) в отсутствие пятен на Солнце в зависимости от но-

мера дня в году, отражающие сезонный эффект: максимум в зимнее солнцестояние для ряда 1, и максимум в равноденствие для ряда 2. Получены характерные различия в двух уровнях изменений указанных индексов (рис. 5б). Видно, что в период с 2004 по 2010 гг. и 2016–2017 гг. (рис. 5б, верхний ряд 2), в соответствии с эпохой перестройки физических условий на Солнце и в околоземном космическом пространстве [Ишков, 2022], величина $Wp_{\max}$ фактически принимает значения, характерные для ионосферных бурь (рис. 5а), в то время как уровень возмущений значительно слабее в 1-м наборе данных (рис. 5б, нижний ряд 1). Эти изменения подобны вариациям положительных ионосферных возмущений (рис. 4а), но противоположны по фазе: в равноденствие наблюдается максимум $Wp_{\max}$ -индекса, но минимум WU -индекса, что отражает различия в их определении.

Различия планетарного индекса ионосферной возмущенности $Wp_{\max}$ в дни без пятен на Солнце с 4 другими рассмотренными индексами показаны на рис. 6. На рис. 6а представлены изменения $Wp_{\max}$ для двух наборов данных в зависимости от

составного индекса $MgII$ (<http://www.iup.uni-bremen.de/UVSAT/Datasets/mgii>), рассчитываемого как отношение потоков эмиссии ионизованного магния в центре спектральной линии на длине волны 280 нм и в боковых h и k линиях 279.56 и 280.27 нм (core-to-wing ratio). Индекс $MgII$ непрерывно наблюдается со спутников с 70-х гг. прошлого века [Viereck et al., 2004]. Этот индекс измеряется в относительных единицах и является хорошим индикатором как солнечной хромосферы (ядро линии), так и фотосферы (крылья линии). Он также показывает преимущество для долговременных изменений в ионосфере в эпоху солнечного минимума [Laštovička, 2021]. На рис. 6а видны противоположные тренды в двух наборах данных: с ростом индекса $MgII$ значения 1-го ряда данных Wp_{max} возрастают, а 2-го ряда данных убывают.

На рис. 6б представлены изменения Wp_{max} для двух наборов данных в зависимости от глобального электронного содержания ГЕС. Видны тренды изменения в двух рядах данных, возрастающие к большим значениям ГЕС, подобные изменениям этого параметра с ростом индекса $MgII$ (рис. 6а).

Индекс Wp_{max} отличается для двух наборов данных в зависимости от скорости солнечного ветра V_{sw} (рис. 6в). Здесь отметим тренд роста ионосферной возмущенности в 1-м ряду данных, и почти неизменное среднее значение Wp_{max} при любых V_{sw} во 2-м ряду данных.

Отметим синхронные изменения Wp_{max} в зависимости от Kp -индекса в двух периодах наблюдений (рис. 6г). Получены разные по величине, но одинаковые по направленности тенденции возрастания ионосферной изменчивости с ростом геомагнитной возмущенности. Это подтверждает полученные выше результаты сезонных изменений геомагнитной и ионосферной возмущенности, в которых отмечен двойной уровень индексов Wp_{max} в ионосфере (рис. 5б), и смешанное однородное изменение для двух рядов геомагнитного Kp -индекса (рис. 4е).

3. ВЫВОДЫ

Выполнен анализ геомагнитной и ионосферной активности в течение 541 возмущенного дня без пятен на Солнце ($Kp > 3.0$) с 1995 по 2021 гг. Представлены оценки вариаций глобальных ионосферных индексов WU (положительные возмущения полного электронного содержания ГЕС), WL (отрицательные возмущения), их разности WE и планетарного индекса Wp .

Два уровня ионосферной возмущенности получены при анализе сезонных вариаций: менее возмущенная ионосфера в течение 1996–1998 гг. и 2018–2021 гг. и более значительные возмущения за 2004–2010 гг. и 2016–2017 гг. Впервые выявля-

ны сезонные вариации в первом наборе данных (в течение 1996–1998 гг. и 2018–2021 гг.) с максимумами в сезон равноденствия на Земле скорости солнечного ветра V_{sw} на околоземной орбите, и аналогичные вариации Kp -индекса.

Результаты показывают два уровня ионосферной возмущенности: (1) низкий уровень возмущенности в течение 1996–1998 гг. и 2018–2021 гг.; (2) более возмущенная ионосфера в 2004–2010 гг. и 2016–2017 гг. Второй набор более возмущенной ионосферы относится ко времени перехода от эпохи высокой СА к более низкой СА. В нашей работе повышенная ионосферная возмущенность наблюдается в отсутствие пятен на Солнце в 2004–2010 гг. и 2016–2017 гг., что может быть связано с экстремально пониженным минимумом СА в эти годы, в то время как Kp -индекс показал тренд к уменьшению за весь период. Наши результаты согласуются с работой Ишкова [2022], в которой отмечено, что в условиях СЦ 24 после переходного СЦ 23 фоновые значения общего магнитного поля Солнца уменьшились более чем в два раза, что привело к полной перестройке физических условий на Солнце.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую признательность редактору журнала и уважаемым рецензентам за уделенное время и внимание, а также за ценные замечания и предложения, которые позволили существенно улучшить содержание статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Живетьев И.В. Солнечная активность и глобальное электронное содержание // ДАН. Т. 409. № 3. С. 399–402. 2006.
- Гуляев Р.А. Действительно ли солнечная корона отсутствовала в период Маундеровского минимума? // Астрономия-2018. Т. 2: Солнечно-земная физика — современное состояние и перспективы. М.: ГАИШ. С. 55–58. 2018.
<https://doi.org/10.31361/eaas.2018-2.013>
- Гуляев Р.А., Гуляева Т.Л. Возрастание мощности центральной корональной дыры к минимуму солнечной активности: реакция ионосферы // Астрономия-2018. Т. 2: Солнечно-земная физика — современное состояние и перспективы. М.: ГАИШ. С. 59–62. 2018.
<https://doi.org/10.31361/eaas.2018-2.014>
- Гуляева Т.Л., Хараламбус Х. Трехчасовые индексы ионосферной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 741–750. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021060079>
- Ишков В.Н. Итоги и уроки 24 цикла — первого цикла второй эпохи пониженной солнечной активности // Астрон. журн. Т. 99. № 1. С. 54–69. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0004629922020050>
- Котонаева Н.Г., Коломина М.В., Михайлов В.В., Цыбуля К.Г., Филиппов М.Ю. Эффективность коррекции ионосферных моделей по данным одного ионозонда

- вертикального радиозондирования в период низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 1. С. 85–93. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021010089>
- Тимченко А.В., Бессараб Ф.С., Клименко М.В., Радиевский А.В., Клименко В.В. Корреляционный анализ глобальных ионосферных карт полного электронного содержания в марте 2015 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 345–354. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030191>
- Chen Y., Liu L., Wan W. Does the F10.7 index correctly describe solar EUV flux during the deep solar minimum of 2007–2009? // J. Geophys. Res. — Space. V. 116. A04304. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016301>
- Clette F., Svalgaard L., Vaquero J.M., Cliver E.W. Revisiting the sunspot number: a 400-year perspective on the solar cycle // Space Sci. Rev. V. 186. № 1–4. P. 35–103. 2014.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0074-2>
- Goncharenko L.P., Tamburri C.A., Tobiska W.K., Schonfeld S.J., Chamberlin P.C., Woods T.N., Didkovsky L., Coster A.J., Zhang S.-R. A new model for ionospheric total electron content: The impact of solar flux proxies and indices // J. Geophys. Res. — Space. V. 126. № 2. e2020JA028466. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028466>
- Gulyaeva T.L., Stanislawska I. Derivation of a planetary ionospheric storm index // Ann.-Geophysicae. V. 26. № 9. P. 2645–2648. 2008.
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-2645-2008>
- Gulyaeva T.L., Arikani F., Stanislawska I. Probability of occurrence of planetary ionosphere storms associated with the magnetosphere disturbance storm time events // Adv. Radio Sci. V. 12. P. 261–266. 2014.
<https://doi.org/10.5194/ars-12-261-2014>
- Gulyaeva T.L., Arikani F. Statistical discrimination of global post-seismic ionosphere effects under geomagnetic quiet and storm conditions // Geomat. Nat. Haz. Risk. V. 8. № 2. P. 509–524. 2017.
<https://doi.org/10.1080/19475705.2016.1246483>
- Gulyaeva T.L., Gulyaev R.A. Coherent changes of solar and ionospheric activity during long-lived coronal mega-hole from Carrington rotation CR2165 to CR2188 // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 179. P. 165–173. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.07.007>
- Gulyaeva T.L., Arikani F., Sezen U., Poustovalova L.V. Eight proxy indices of solar activity for the International Reference Ionosphere and Plasmasphere model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 172. P. 122–128. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.03.025>
- Gulyaeva T.L., Haralambous H., Stanislawska I. Persistent perturbations of ionosphere at diminution of solar and geomagnetic activity during 21–24 solar cycles // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 221. Art. № 105706. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105706>
- Gulyaeva T.L., Stanislawska I., Lukianova R. Arctic–Antarctic asymmetry of the ionospheric weather // Adv. Space Res. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.05.008>
- Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Rev. Sol. Phys. V. 12. № 1. Art № 4. 2015.
<https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Hernández-Pajares M., Juan J.M., Sanz J. et al. The IGS VTEC maps: A reliable source of ionospheric information since 1998 // J. Geodesy. V. 83. № 3–4. P. 263–275. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s00190-008-0266-1>
- Laštovička J. The best solar activity proxy for long-term ionospheric investigations // Adv. Space Res. V. 68. № 6. P. 2354–2360. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.06.032>
- Lean J.L. Short term, direct indices of solar variability // Space Sci. Rev. V. 94. № 1–2. P. 39–51. 2000.
<https://doi.org/10.1023/A:1026726029831>
- Marques de Souza Franco A., Hajra R., Echer E., Bolzan M.J.A. Seasonal features of geomagnetic activity: a study on the solar activity dependence // Ann. Geophysicae. V. 39. № 5. P. 929–943. 2021.
<https://doi.org/10.5194/angeo-39-929-2021>
- Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A. The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // Space Weather. V. 19. № 5. e2020SW002641. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020SW002641>
- Nandy D., Muñoz-Jaramillo A., Martens P.C.H. The unusual minimum of sunspot cycle 23 caused by meridional plasma flow variations // Nature. V. 471. P. 80–82. 2011.
<https://doi.org/10.1038/nature09786>
- Nava B., Rodríguez-Zuluaga J., Alazo-Cuartas K., Kashcheyev A., Migoya-Orué Y., Radicella S.M., Amory-Mazaudier C., Fleury R. Middle- and low-latitude ionosphere response to 2015 St. Patrick's Day geomagnetic storm // J. Geophys. Res. — Space. V. 121. № 4. P. 3421–3438. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2015JA022299>
- Schaer S., Gurtner W., Feltens J. IONEX: The IONosphere Map Exchange Format: Version 1.1. // Darmstadt, Germany: ESA/ESOC. 2015. <ftp.aiub.unibe.ch/ionex/draft/ionex11.pdf>
- Shue J.-H., Newell P.T., Liou K., Meng C.-I. Solar wind density and velocity control of auroral brightness under normal interplanetary magnetic field conditions // J. Geophys. Res. — Space. V. 107. № A12. 1428. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2001JA009138>
- Solanki S.K. Sunspots: an overview // Astron. Astrophys. Rev. V. 11. № 2–3. P. 153–286. 2003.
<https://doi.org/10.1007/s00159-003-0018-4>
- Solomon S.C., Qian L., Burns A.G. The anomalous ionosphere between solar cycles 23 and 24 // J. Geophys. Res. — Space. V. 118. № 10. P. 6524–6535. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50561>
- Somaila K., Yacouba S., Louis Z.J. Solar wind and geomagnetic activity during two antagonist solar cycles: Comparative study between the solar cycles 23 and 24 // Int. J. Phys. Sci. V. 17. № 3. P. 57–66. 2022.
<https://doi.org/10.5897/IJPS2022.4998>
- Tapping K.F. The 10.7 cm solar radio flux (F10.7) // Space Weather. V. 11. № 7. P. 394–406. 2013.
<https://doi.org/10.1002/swe.20064>
- Viereck R.A., Floyd L.E., Crane P.C., Woods T.N., Knapp B.G., Rottman G., Weber M., Puga L.C., DeLand M.T. A composite Mg II index spanning from 1978 to 2003 // Space Weather. V. 2. № 10. S10005. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004SW000084>
- Zerbo J.L., Richardson J.D. The solar wind during current and past solar minima and maxima // J. Geophys. Res. — Space. V. 120. № 12. P. 10250–10256. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021407>

УДК 551.510.535

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНОГО δ -ПАРАМЕТРА БАРБЬЕ ПРИ ПОИСКЕ ИОНОСФЕРНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2023 г. С. А. Пулинец¹, *, В. В. Хегай², **, А. Д. Легенька², Л. П. Корсунова²¹Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: pulse@rssi.ru

**e-mail: hegai@izmiran.ru

Поступила в редакцию 03.12.2022 г.

После доработки 19.01.2023 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Проведено исследование временных вариаций комплексного относительного δ -параметра Барбье (δ_{Barbier}) для оценки его эффективности при поиске ионосферных предвестников землетрясений. С этой целью было рассмотрено его поведение (по данным пятнадцатиминутных измерений ионосферных параметров) перед двумя сильными землетрясениями, для которых ионосферные предвестники землетрясений ранее уже были обнаружены. Первое землетрясение (с магнитудой $M = 6.3$) произошло 06.04.2009 г. (г. Л'Аквила, Италия) на эпицентральной расстоянии ~ 93 км от наземной станции вертикального зондирования ионосферы Рим, а второе (с магнитудой $M = 7.2$) случилось 30.01.2016 г., при этом его эпицентр оказался в ~ 117 км от наземной станции вертикального зондирования ионосферы, расположенной на территории комплексной геофизической обсерватории Паратунка, Камчатка. В обоих случаях в поведении параметра δ_{Barbier} были выделены специфические особенности, совпадающие по времени с ранее обнаруженными ионосферными предвестниками этих землетрясений. Это позволяет сделать вывод об успешной верификации эффективности использования параметра δ_{Barbier} при поиске ионосферных предвестников землетрясений.

DOI: 10.31857/S0016794023600102, EDN: PKPQUY

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [Пулинец и др., 2022] было дано определение нового комплексного относительного δ -параметра Барбье (δ_{Barbier}), полученного на основании полуэмпирической формулы Барбье (см. формулу (3) работы [Barbier and Glaume, 1962]). Последняя связывает количество квантов излучения атмосферы на длине волны 630 нм (Q) в *неосвещенные часы* (на интервале от 20 до 04 ч LT) с измеряемыми непосредственно (см. [Руководство ..., 1977]) двумя ионосферными параметрами области F ионосферы — $foF2$ (критическая частота слоя $F2$ ионосферы, МГц), $h'F$ (минимальная действующая высота следа отражений обыкновенной волны от взятой в целом области F ионосферы, км; согласно определению, данному в [Руководство ..., 1977], § 1.3., п. 1.32, стр. 33) и *трем*я константами, определенными для конкретной наземной станции вертикального зондирования ионосферы (НСВЗИ) и соответствующего временного периода. Величина же δ_{Barbier} определяется только двумя измеряемыми ионосферными параметрами $foF2$ и $h'F$ и *одной* константой для любой

конкретной НСВЗИ — характерным масштабом H (в км). Величина H рассчитывается для любой конкретной НСВЗИ, в соответствии с ее географическим положением и моментом времени. Расчет проводится с помощью хорошо разработанной и современной модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00 (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php>) по набору опорных дней (подробно см. [Пулинец и др., 2022]). Для этого в диапазоне высот от 200 до 400 км полученные с помощью этой модели нейтральной атмосферы высотные профили концентрации атомарного кислорода $[O]$ и плотности нейтральной атмосферы $[p]$ (для *нулевого часа* LT нужных суток) аппроксимируются экспоненциальными функциями, а необходимое значение H вычисляется как среднее величин $H_{[O]}$ и $H_{[p]}$, которые являются характерными масштабами экспоненциального изменения с высотой концентраций атомарного кислорода $[O]$ и плотности $[p]$ в этих аппроксимациях. Таким образом, мы получим с помощью такой процедуры $H = H_{\text{MSIS}} \equiv (H_{[O]} + H_{[p]})/2$. Далее медианное значение H по набору опорных дней используется для дальнейших расчетов δ_{Barbier} .

Математическое выражение для δ_{Barbier} выглядит следующим образом (см. формула (2) в работе [Пулинец и др., 2022])

$$\delta_{\text{Barbier}} \equiv [foF2_{\text{cur}}/foF2_{\text{med}}]^2 \times \exp[(h'F_{\text{med}} - h'F_{\text{cur}})/H] - 1, \quad (1)$$

где нижние индексы “cur” и “med” относятся к текущим значениям соответствующих величин и их медианным значениям по выбранному ансамблю опорных дней.

Определенный таким образом относительный комплексный параметр δ_{Barbier} характеризует изменение оцениваемой по ионосферным данным интенсивности свечения атмосферы на длине волны 630 нм в неосвещенные часы. Если $\delta_{\text{Barbier}} > 0$, то оцениваемая интенсивность свечения выше своего медианного уровня, а если $\delta_{\text{Barbier}} < 0$, то оцениваемая интенсивность свечения ниже этого уровня. Чем меньше величина $h'F_{\text{cur}}$ по сравнению с $h'F_{\text{med}}$, тем больше вероятность того, что оцениваемая интенсивность свечения в линии ОI 630 нм будет превышать свой медианный уровень, так как в выражении (1) их разность определяет фактор с экспоненциальным ростом, что делает этот параметр весьма чувствительным к изменениям $h'F_{\text{cur}}$.

В работе [Пулинец и др., 2022] на основании анализа часовых ионосферных данных НСВЗИ Мауи была показана эффективность использования этого параметра как для анализа ионосферных возмущений магнитосферного происхождения, так и для поиска ионосферных предвестников землетрясения (ИПЗ) на конкретном примере при интерпретации поведения ионосферы перед землетрясением с магнитудой $M = 6.2$ (географические координаты эпицентра 19.36° N; 204.92° E), произошедшим 26.06.1989 г. в окрестности НСВЗИ Мауи (географические координаты 20.8° N, 203.5° E, Гавайские о-ва, эпицентральное расстояние $R_e \cong \cong 220$ км). Именно по данным этой станции ранее в исследовании Barbier et al. [1962] было обнаружено очень хорошее согласие между фотометрическими измерениями ночного свечения [OI] 630 нм и расчетными значениями, полученными с помощью формулы Барбье на основе одновременно измеренных ионосферных параметров $foF2$ и $h'F$. В частности, авторы работы Пулинец и др. [2022] получили, что в течение неосвещенных часов на геомагнитноспокойном фоне (планетарный индекс $Kp \leq 2_+$) 25.06.1989 г., т.е. в день, предшествующий землетрясению, $\delta_{\text{Barbier}} \leq 0$ с 20 ч до 4 ч местного времени. Такое его поведение было объяснено понижением оцениваемой по ионосферным данным интенсивности (по сравнению с медианным уровнем) эмиссии атомарного кислорода $O(^1D)$ в красной линии 630 нм, связанной с диссоциативной рекомбинацией ионов молекул

кислорода O_2^+ на высотах области F в этот период времени. Последнее соответствует длительному уменьшению в ночной период величины основного максимума ионосферной плазмы $NmF2$ над эпицентральной зоной надвигающегося землетрясения с одновременным подъемом слоя (в случае усиления зональной компоненты электрического поля восточного направления проникшим на высоты ионосферы электрическим полем сейсмического происхождения).

Отметим здесь, что НСВЗИ Мауи располагается достаточно близко к геомагнитному экватору $\Phi = 0^\circ$, так как ее геомагнитная широта $\Phi \cong 20.9^\circ$ N. Однако, угол магнитного наклона для нее, который определяет эффективность проникновения квазистатического электрического поля локализованного на поверхности Земли сейсмогенного источника на ионосферные высоты, достаточно велик и $I \cong 38.8^\circ$. Как показано в работах [Denisenko et al., 2018; Хегай, 2020], при прочих равных условиях величина напряженности его горизонтальной компоненты в ионосфере $\sim \sin I$. Это означает, что при движении от более низких геомагнитных широт к более высоким воздействие квазистатического электрического поля сейсмогенной природы на ионосферу будет становиться более эффективным. Более того, согласно работам [Hegai et al., 2015; Denisenko et al., 2018] эффективность проникновения сейсмогенного поля в ионосферу максимальна именно в неосвещенные часы, для которых как раз и физически хорошо определен δ -параметр Барбье. Продолжительность ночных часов по местному времени (LT), по мере движения от более низких географических широт к более высоким, зависит от географической широты станции наблюдения и дня года.

Целью настоящего исследования является верификация эффективности относительного δ -параметра Барбье при поиске ИПЗ на основании данных НСВЗИ, расположенных выше по широте относительно НСВЗИ Мауи, вплоть до верхней границы средних географических широт ($\sim 55^\circ$ N). Для этого были выбраны два случая сильных землетрясений (перед которыми геомагнитная обстановка была спокойной, а ИПЗ ранее уже были обнаружены в других исследованиях) и проведен анализ поведения δ_{Barbier} по данным пятнадцатиминутных измерений ионосферных параметров (в отличие от часовых значений по НСВЗИ Мауи). Первое землетрясение (с магнитудой $M = 6.3$) произошло 06.04.2009 г. (г. Л'Аквила, Италия) на эпицентральном расстоянии ~ 93 км от НСВЗИ Рим, а второе (с магнитудой $M = 7.2$) случилось 30.01.2016 г., при этом его эпицентр располагался в ~ 117 км от НСВЗИ, находящейся на территории комплексной геофизической obs. Паратунка, Камчатка.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем начать рассмотрение и анализ конкретных геофизических и ионосферных данных для выбранных землетрясений, сразу же оговорим следующее. Землетрясение 06.04.2009 г. (г. Л'Аквила, Италия) произошло в *апреле* вблизи НСВЗИ Рим (географические координаты 41.8° N, 12.52° E). Продолжительность дня почти до конца *апреля* для этой географической широты совпадает с его продолжительностью в *июне* на широте НСВЗИ Мауи (географические координаты 20.8° N, 203.5° E), данные которой использовались в работах Barbier et al. [1962] и Пулинец и др. [2022], и составляет ~ 12 ч. Для землетрясения, случившегося 30.01.2016 г. в *январе* недалеко от НСВЗИ Паратунка, Камчатка (географические координаты 52.97° N, 158.25° E) продолжительность дня даже меньше и составляет ~ 10 ч. Таким образом, промежутки времени от 20 до 04 ч LT (т.е. по 8 ч, в пределах которых рассматривается далее поведение параметра δ_{Barbier} на обеих НСВЗИ) действительно приходятся на неосвещенные часы.

2.1. Землетрясение 06.04.2009 г., $M = 6.3$ (г. Л'Аквила, Италия)

Землетрясение 6 апреля 2009 г. в 01:32:42.4 UT стало одним из самых разрушительных на территории Италии за последние 40 лет. Магнитуда землетрясения составила $M = 6.3$, а его гипоцентр находился на глубине 8.8 км в пяти километрах от центра г. Л'Аквила, расположенного на расстоянии ~ 95 км северо-восточнее Рима (географические координаты эпицентра землетрясения $\varphi_e = 42.38^\circ$ N, $\lambda_e = 13.32^\circ$ E) на эпицентральной расстоянии $R_e \cong 93$ км по дуге большого круга от НСВЗИ Рим. Минимальный радиус зоны подготовки для этого землетрясения на поверхности Земли, в соответствии с оценкой по Добровольскому [Dobrovolsky et al., 1979], $R_D(M = 6.3) \cong 512$ км, и НСВЗИ Рим находится глубоко внутри этой зоны, т. к. $R_e \cong 93$ км $<$ $R_D(M = 6.3) \cong 512$ км. Описанную ситуацию иллюстрирует рис. 1, на котором крупной черной точкой показана НСВЗИ Рим, а треугольной “звездой” отмечен эпицентр землетрясения. Стрелкой показано эпицентральное расстояние (R_e), а величина радиуса Добровольского указана над рисунком.

На рис. 2 приведены изменения основных геофизических параметров, характеризующих общую ситуацию в изучаемый период.

Видно, что в рассматриваемый период не наблюдалось не только магнитных бурь или суббурь, но сколько-либо значимых магнитных возмущений. Величина B_z -компоненты межпланетного магнитного поля не опускается ниже уровня -4 нТл, значения усредненного за час DST -ин-

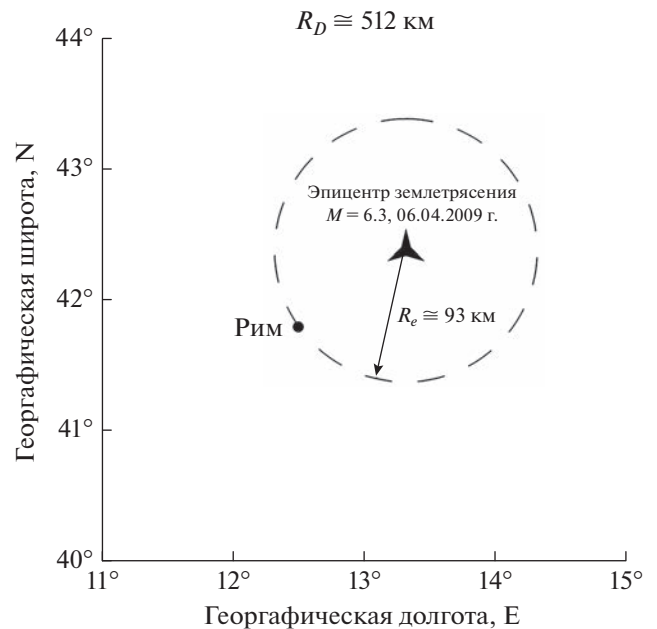


Рис. 1. Географическое положение эпицентра землетрясения с магнитудой $M = 6.3$, произошедшего 06.04.2009 г. (треугольная звезда) около НСВЗИ Рим (крупная черная точка), лежащей в зоне его подготовки на поверхности Земли. Стрелкой показано эпицентральное расстояние (R_e). Радиус Добровольского $R_D \cong 512$ км, указан над рисунком.

декса лежат в интервале от -10 до 11 нТл, AE -индекс не превосходит значения 200 нТл, Kp -индекс не превышает уровня $Kp = 2_0$, а средний за сутки поток солнечного излучения на волне 10.7 см (индекс $F10.7$) колеблется вблизи 70 единиц sfu ($1 sfu = 10^{-22}$ Вт/м 2), что соответствует низкому уровню солнечной активности. Таким образом, можно ожидать отсутствия в данный период значимых ионосферных возмущений планетарного масштаба.

На рис. 3 представлено поведение (усредненных по 5 точкам прямых 15-минутных измерений) ионосферных параметров $foF2$ и $h'F$ (панели *б* и *в* соответственно, сплошные линии) и комбинированного параметра δ_{Barbier} (панель *а*, сплошная линия), на том же временном интервале, что и на рис. 2 в промежутках 20–04 ч LT, при этом $H = H_{\text{MSIS}} = 38.04 \pm 0.38$ км. Черные прямоугольники под нижней осью абсцисс определяют временной интервал с 18 до 06 ч LT. Вертикальная штриховая линия со стрелкой отмечает момент землетрясения, а штриховые линии на панелях *б* и *в* показывают медианные значения, полученные по ансамблю опорных дней (с 28 марта по 7 апреля 2009 г., 11 дней). Штрихпунктирные линии на панели *а* определяют “полосу” разброса $K_{\pm} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{MED}} \pm 1.5 IQR$. Здесь IQR (Inter Quartile Range) — разность между верхним и нижним квантилями по выбранному ансамблю дней в ука-

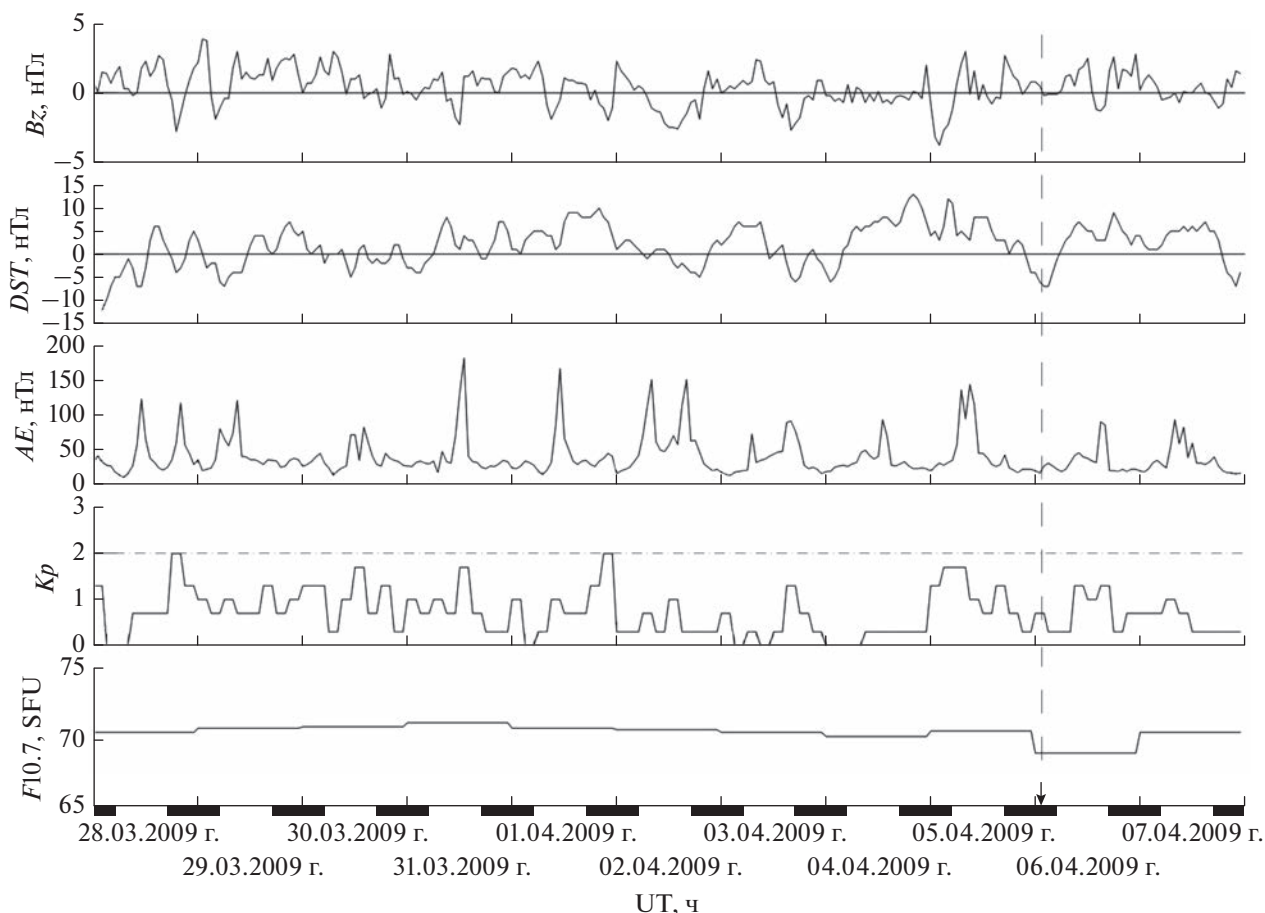


Рис. 2. Временные вариации параметров, характеризующих общую геофизическую ситуацию в период с 28.03.2009 г. по 07.04.2009 г. (одиннадцать дней): B_z -компонента межпланетного магнитного поля (верхняя панель), DST -индекс (вторая панель сверху), AE -индекс (третья панель сверху), K_p -индекс (вторая панель снизу, на которой горизонтальная штрихпунктирная линия отмечает уровень 2_0 , соответствующий геомагнитоспокойным условиям), индекс $F10.7$ (нижняя панель). Черные прямоугольники под осью абсцисс отмечают интервалы местного времени 18–06 ч LT, а вертикальная штриховая линия со стрелкой отмечает момент землетрясения.

занных промежутках 20–04 ч LT. Темной заливкой показан ИПЗ, наблюдавшийся в интервале 21–23 ч UT (22–00 ч LT) 05.04.2009 г.

Укажем здесь, что полоса $K_{\pm} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{MED}} \pm \pm 1.5IQR$ ограничивает амплитуду вариаций δ_{Barbier} , объясняемую случайными отклонениями, с определенной степенью вероятности. Согласно Klotz and Johnson [1983], в случае нормального распределения “ошибки” значений $\Delta\delta_{\text{Barbier}} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{cur}} - (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{med}}$, величина $1.5IQR$ будет соответствовать примерно двум стандартным отклонениям, и значения $(\delta_{\text{Barbier}})_{\text{cur}}$ под воздействием разных случайных факторов должны колебаться в пределах полосы $K_{\pm}$ с вероятностью 95%. Поэтому значения $(\delta_{\text{Barbier}})_{\text{cur}}$, выходящие за пределы указанной полосы, можно отнести к неслучайным возмущениям.

Из рис. 3 также видно, что существенные ночные возрастания δ_{Barbier} наблюдаются также 2, 3 и 4 апреля, хотя и не выходят за пределы полосы разброса $K_{\pm}$.

Ионосферные предвестники рассмотренного здесь землетрясения 06.04.2009 г., как было сказано ранее во Введении, ранее уже были обнаружены в других исследованиях. Так, в работе [Akhoondzadeh et al., 2010] говорится, что “перед землетрясением в Л’Аквиле наблюдаемые аномалии по данным измерений полного электронного содержания (ПЭС) с помощью спутниковой глобальной системы позиционирования Global Positioning System (GPS) являются положительными. При этом была обнаружена аномалия порядка 28% в относительных разностях ПЭС в ~00:00 LT, за 1 сут до землетрясения. Это возмущение хорошо согласуется с заметными наблюдаемыми аномалиями электронной концентрации (47%)...”.

Указанные в этой работе конкретные детали очень хорошо подтверждаются приведенным выше рис. 3, так как наблюдается совпадение времени проявления ИПЗ в поведении δ_{Barbier} (указан стрелкой на этом рисунке) с выполнением условий $\{foF2_{\text{cur}} > foF2_{\text{med}}; h'F_{\text{cur}} < h'F_{\text{med}}\}$ на интервале

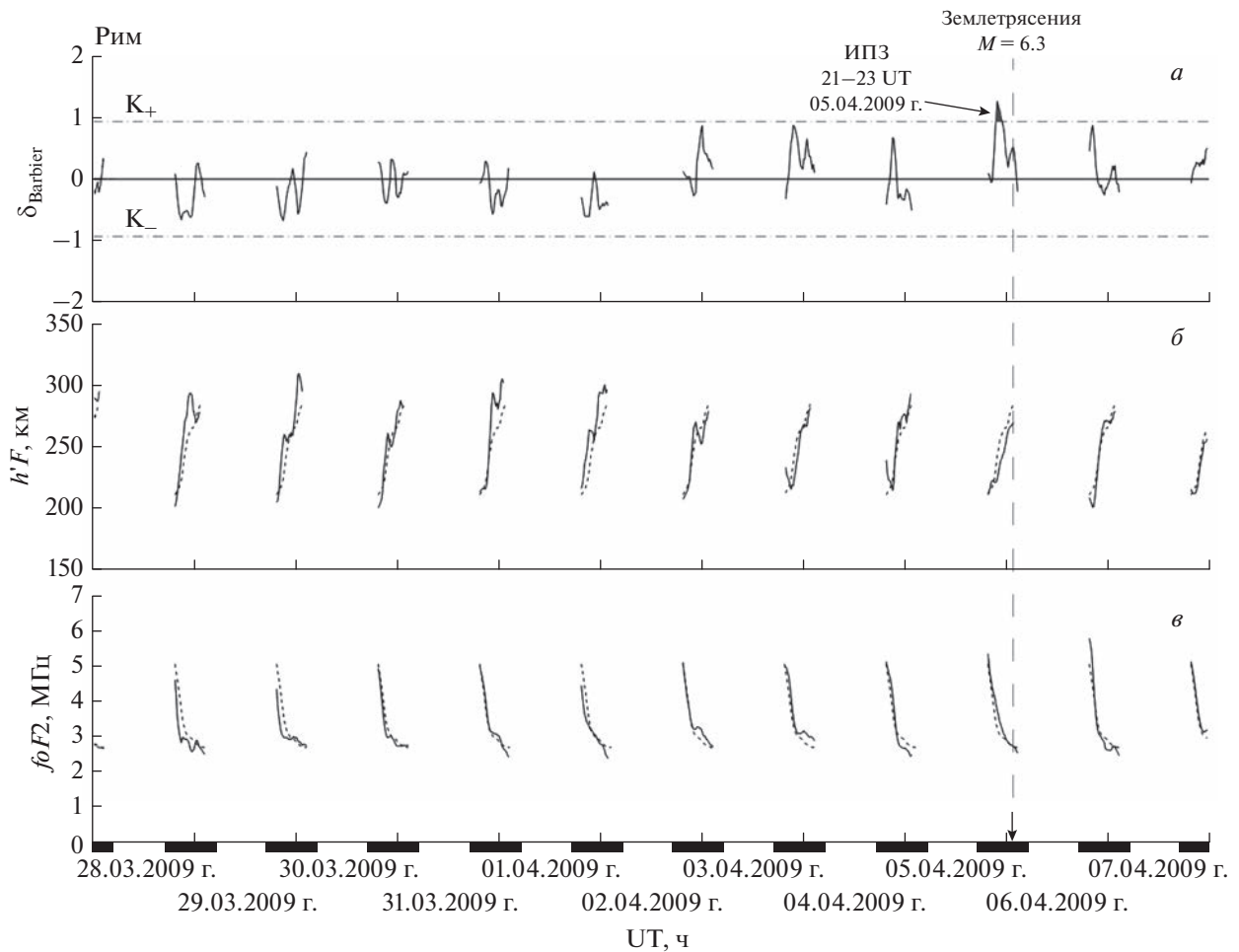


Рис. 3. Поведение ионосферных параметров $foF2$ и $h'F$ (панели b и $в$ соответственно, сплошные линии) и комбинированного параметра δ_{Barbier} (панель a , сплошная линия), на том же временном интервале, что и на рис. 2 в промежутках 20–04 ч LT. Черные прямоугольники под нижней осью абсцисс определяют временной интервал с 18 до 06 ч LT. Вертикальная штриховая линия со стрелкой отмечает момент землетрясения, а штриховые линии на панелях b и $в$ показывают медианные значения, полученные по ансамблю опорных дней. Штрихпунктирные линии на панели a определяют “полосу” разброса $K_{\pm} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{MED}} \pm 1.5IQR$. Здесь IQR (Inter Quartile Range) – разность между верхним и нижним квартилями по выбранному ансамблю дней (с 28.03.2009 г. по 07.04.2009 г.) в указанных промежутках 20–04 ч LT. Темной заливкой показан ИПЗ, наблюдавшийся в интервале 21–23 ч UT (22–00 ч LT) 05.04.2009 г.

22–00 LT 05.04.2009 г., а в 22:30 LT (согласно данным НСВЗИ Рим) наблюдается максимальное значение величины $100 \times (foF2_{\text{cur}}^2 - foF2_{\text{med}}^2) / foF2_{\text{med}}^2 \cong 47\%$ (как известно, см., например, [Дэвис, 1973] $NmF2 = 1.24 \times 10^4 (foF2)^2$, где $NmF2$ (в см^{-3}) – значение электронной концентрации в максимуме $F2$ -слоя ионосферы, а $foF2$ (в МГц) – величина критической частоты обыкновенной волны).

Наиболее полно и подробно anomальное поведение различных геофизических параметров (не только ионосферных) перед землетрясением в Л’Аквила (мультипараметрический подход) описано в монографиях [Пулинец и др., 2014; Pulinet and Ouzounov, 2018]. На рис. 1.12 (вторая панель сверху) монографии Пулинец и др. [2014] показаны вариации вертикального ПЭС (разница между

мгновенными значениями вертикального ПЭС и текущей медианой, в %) по данным GPS-приемника aquil (Л’Аквила) в марте–апреле 2009 г. Сравнение этого рисунка с представленным рис. 3 отчетливо показывает, что ИПЗ, идентифицированный в этой монографии по измерениям ПЭС, хорошо совпадает по времени с ИПЗ, показанным на рис. 3 (панель a) в вариациях параметра δ_{Barbier} , полученных по данным НСВЗИ Рим.

Обсудим теперь кратко на этом конкретном примере преимущества использования параметра δ_{Barbier} при выделении ионосферных возмущений перед методикой, рассматривающей только поведение $foF2$ (или даже параллельно учитывающей и вариации $h'F$, но по отдельности). Как уже было указано выше, величина $h'F$ входит в формулу, определяющую величину параметра δ_{Barbier} , в по-

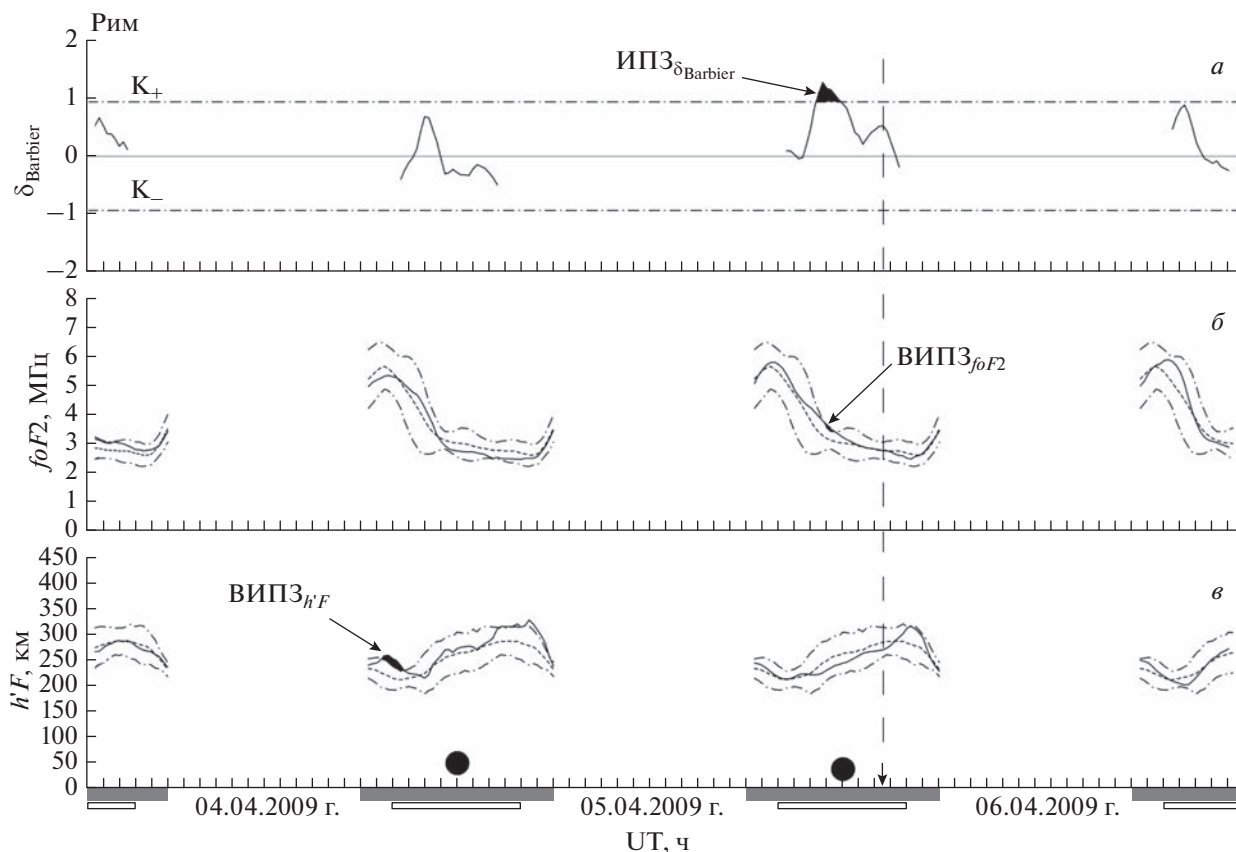


Рис. 4. То же, что и рис. 3, но на более узком временном интервале, с 04.04.2009 г. по 06.04.2009 г. (3 дня). Дополнительно на панелях (б) и (в) штрихпунктирными линиями показаны полосы разброса параметров $\pm 1.5IQR$ от медианы, показанной штриховой линией. На самой нижней оси абсцисс черными кружками отмечена местная полночь, а узкие светлые прямоугольники (под широкими черными отмечают интервал 20–04 LT, когда хорошо физически определен параметр δ_{Barbier}). Возмущения ионосферы, предшествующие землетрясению (ВИПЗ $_{foF2}$) и (ВИПЗ $_{h'F}$) отмечены стрелками.

казателе экспоненты. Это делает параметр δ_{Barbier} очень чувствительным к изменениям $h'F$. Последнее иллюстрирует приведенный ниже рис. 4, на котором более детально показано поведение соответствующих ионосферных параметров перед рассмотренным землетрясением вблизи г. Л'Аквили на более коротком временном интервале, с 4 по 6 апреля 2009 г. Основные обозначения те же, что и на рис. 3, но дополнительно на панелях (б) и (в) штрихпунктирными линиями показаны полосы разброса параметров $\pm 1.5IQR$ от медианы, показанной штриховой линией. На самой нижней оси абсцисс черными кружками отмечена местная полночь, а узкие светлые прямоугольники (под широкими черными) отмечают интервал 20–04 LT, когда хорошо физически определен параметр δ_{Barbier} . Хорошо видно, что на временном интервале, в котором четко выражен ИПЗ в поведении δ_{Barbier} , наблюдаются лишь незначительные превышения верхней границы полосы разброса в вариациях $foF2$, а $h'F$ лежит в пределах своей полосы разброса. Таким образом, использование параметра δ_{Barbier} существенно увеличи-

вает эффективность обнаружения ИПЗ. С одной стороны это компенсирует дополнительные затраты на его расчет, а с другой увеличивает надежность обнаружения ИПЗ, так как используется единая комбинация двух одновременно измеряемых физических параметров ионосферы.

2.2. Землетрясение 30.01.2016 г., $M = 7.2$ (вблизи с. Паратунка, Камчатка)

Камчатское землетрясение 30.01.2016 г. (географические координаты эпицентра $\varphi_e = 54.01^\circ \text{ N}$, $\lambda_e = 158.01^\circ \text{ E}$, магнитуда $M = 7.2$, глубина гипоцентра 161 км), произошло в 03:25 UT на эпицентральной дистанции (по дуге большого круга) $R_e \cong 117$ км от комплексной геофизической обс. Паратунка (географические координаты $\varphi = 52.97^\circ \text{ N}$, $\lambda = 158.25^\circ \text{ E}$), данные НСВЗИ которой далее используются в настоящей работе. Геометрическое расположение НСВЗИ Паратунка относительно эпицентра землетрясения показано на рис. 5 крупной черной точкой. Все обозначения аналогичны тем же, которые даны на рис. 1.

Здесь необходимо отметить то обстоятельство, что это землетрясение принадлежит к классу землетрясений с промежуточной глубиной гипоцентра ($60 \text{ км} \leq h \leq 300 \text{ км}$). Так как *эпицентральная зона землетрясения* обычно определяется как проекция *очаговой зоны землетрясения* на поверхность Земли, в которой наиболее сильно проявляются макросейсмические эффекты землетрясения, то размер области подготовки землетрясения на поверхности Земли, по крайней мере, не меньше этой зоны. Согласно данным United States Geological Survey (USGS) для этого землетрясения характерный размер эпицентральной зоны составляет $\sim 1000 \text{ км}$, а НСВЗИ Паратунка, расположенная в 117 км от эпицентра, находится очень близко к центру зоны подготовки землетрясения на поверхности Земли. Более того, оказывается (см. монографию [Апродов, 2000]), что чем глубже расположен очаг землетрясения, тем большую территорию охватывают сейсмические проявления при равной энергии землетрясения, т.е. промежуточные землетрясения (глубины гипоцентров от 60 до 300 км) охватывают большие площади, чем коровые (глубины гипоцентров до 60 км) при одинаковых магнитудах. Кроме этого, если иметь в виду возможные проявления аномалий в ионосфере перед этим землетрясением, следует напомнить, что в пионерской работе [Nestorov, 1979] были идентифицированы сейсмоионосферные возмущения в ионосфере за два часа до мощного Вранчского землетрясения $04.03.1977 \text{ г.}$ по наблюдениям на радиотрассах, проходивших именно над его эпицентральной зоной. Указанное землетрясение имело магнитуду $M = 7.2$, а гипоцентр находился на глубине 120 км , т.е. это землетрясение, также как и рассматриваемое здесь нами, относилось к классу промежуточных.

С 25 по 30 января 2016 г. по мировому времени, согласно данным (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>), величина трехчасового Kp -индекса планетарной геомагнитной активности не превышала уровня 2_+ во все часы суток (что соответствует геомагнитоспокойным условиям). Этот набор из 6 дней и был взят в качестве опорных, по которым вычислялись нужные медианные характеристики ионосферы и нейтральной атмосферы, при этом $H = H_{\text{MSIS}} = 40.48 \pm 0.99 \text{ км}$.

Рисунок 6 иллюстрирует временные вариации ионосферных параметров δ_{Barbier} (панель *a*), $h'F$ (панель *b*) и $foF2$ (панель *в*) с $26.01.2016 \text{ г.}$ по $30.01.2016 \text{ г.}$ Основные обозначения те же, что и на рис. 3. Штриховыми линиями на панелях *b* и *в* показаны полосы разброса, границы которых по величине равны медианам соответствующего параметра $\pm 1.5IQR$. На панели *a* выделен ИПЗ (светло-серая заливка), который по величине входит в полосу разброса, однако соответствует условию $\delta_{\text{Barbier}} \leq 0$ на протяжении всего (ночного) интервала наблюдения $29.01.2016$ с 08 до 16 ч UT

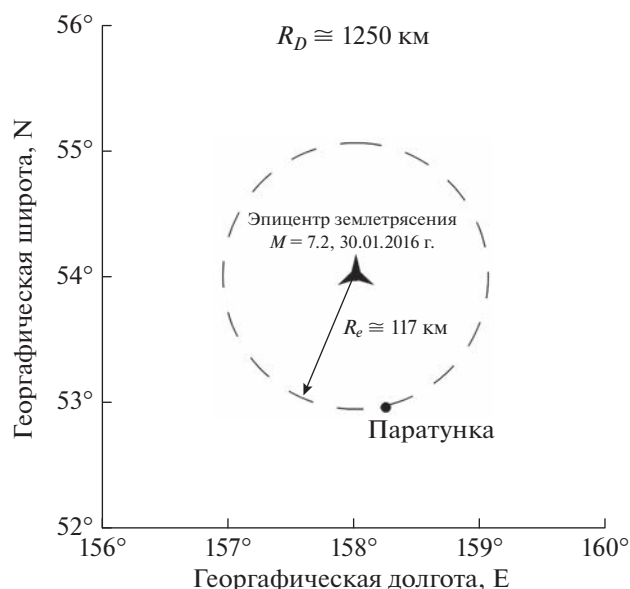


Рис. 5. То же, что и рис. 1, но для НСВЗИ Паратунка.

на НСВЗИ Паратунка (аналогично случаю, описанному в работе [Пулинец и др., 2022] для землетрясения с магнитудой $M = 6.2$, произошедшему $26.06.1989 \text{ г.}$ в окрестности НСВЗИ Мауи). Превышение верхней границы разброса в поведении $h'F$ также показано светло-серой заливкой, этот интервал времени более узок и полностью лежит внутри границ интервала существования ИПЗ, отмеченного на панели *a*. В рассматриваемом случае наблюдается длительное увеличение высоты $F2$ -слоя ночной ионосферы с одновременным понижением $foF2$, т.е. уменьшением электронной концентрации в максимуме слоя.

В исследовании [Бычков и др., 2017] для этого землетрясения ранее уже была идентифицирована группа ИПЗ в спорадическом слое E и регулярном слое F ионосферы (см. рис. 1 этой работы, группа ВИПЗ-I выделена эллипсом) в неосвещенные часы местного времени $29.01.2016 \text{ г.}$ на временном интервале, который включает в себя более узкий интервал с 08 – 16 UT , соответствующий ИПЗ, представленному на нашем рис. 5. Кроме этого, оказывается (см. выше), что этот тип ИПЗ аналогичен представленному в работе [Пулинец и др., 2022] для землетрясения, произошедшего $26.06.1989 \text{ г.}$ в окрестности НСВЗИ Мауи, и полностью вписывается в концепцию, изложенную в работе [Пулинец и др., 2021] (в этом исследовании предложен и описан подход, названный авторами “когнитивной идентификацией” ИПЗ, который не нуждается в больших отклонениях от невозмущенных значений, поскольку он основан на распознавании “образа” предвестника, созданного с учетом его морфологических признаков, и может эффективно использоваться даже при низких значениях отношения “сигнал/шум”).

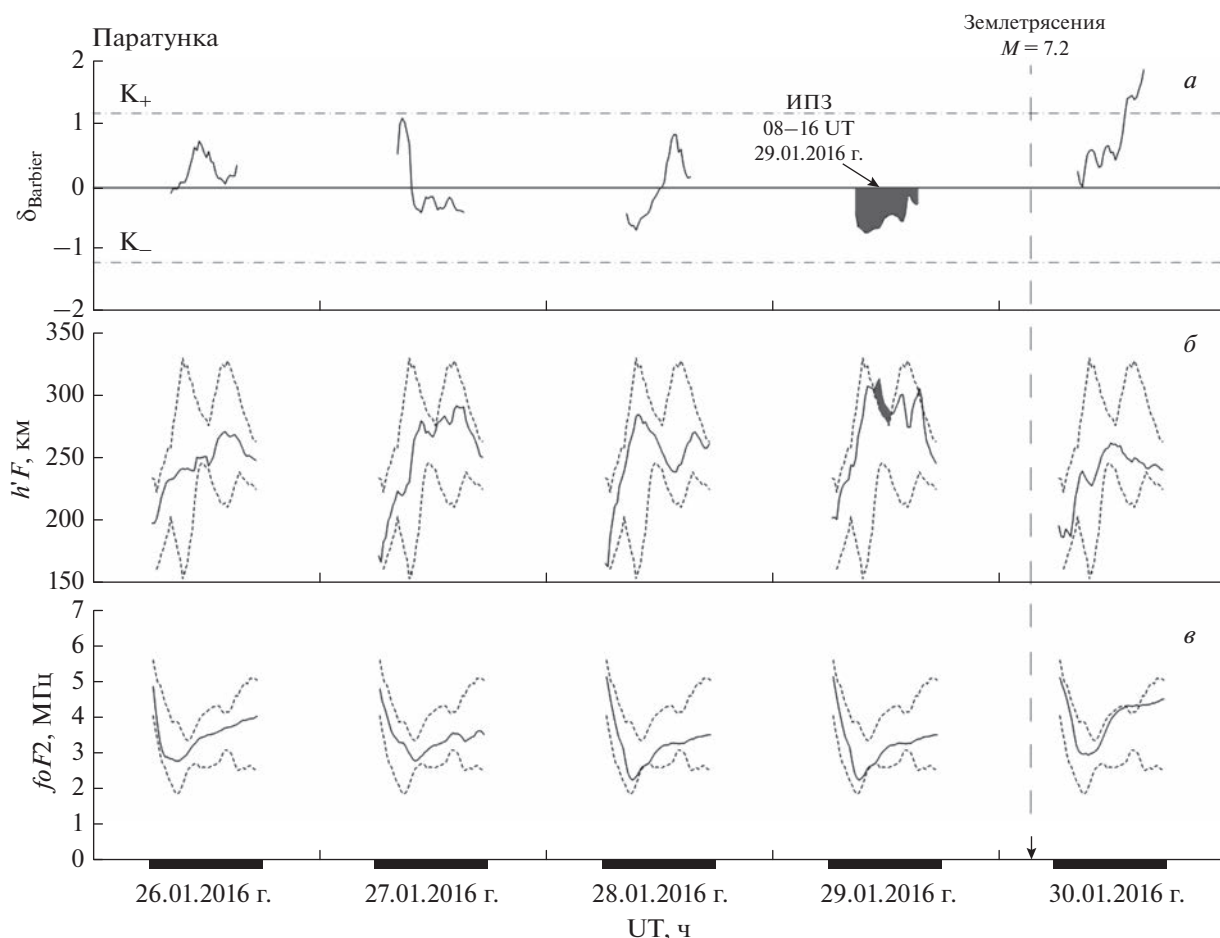


Рис. 6. Временные вариации ионосферных параметров δ_{Barbier} (панель *a*), $h'F$ (панель *б*) и $foF2$ (панель *в*) с 26.01.2016 г. по 30.01.2016 г. Основные обозначения те же, что и на рис. 3. Штриховыми линиями на панелях *б* и *в* показаны полосы разброса, границы которых по величине равны медианам соответствующего параметра $\pm 1.5IQR$. На панели *a* выделен ИПЗ (светло-серая заливка), который по величине входит в полосу разброса, однако соответствует условию $\delta_{\text{Barbier}} \leq 0$ на протяжении всего (ночного) интервала наблюдения 29.01.2016 с 08 до 16 ч UT на НСВЗИ Паратунка. Превышение верхней границы разброса в поведении $h'F$ также показано светло-серой заливкой.

Кратко суммируем итоги нашей верификации эффективности использования параметра δ_{Barbier} при поиске ИПЗ. Для выбранных двух случаев сильных землетрясений с $M > 6.0$, произошедших на геомагнитоспокойном фоне, ИПЗ в поведении комбинированного параметра δ_{Barbier} были обнаружены. Эти ИПЗ проявились в пределах тех же временных интервалов, которые уже были ранее установлены по поведению иных ионосферных параметров, идентифицированных как ИПЗ, в других *независимых* исследованиях (см. монографии [Пулинец и др., 2014; Pulnits and Ouzounov, 2018] для землетрясения с $M = 6.3$ случившегося в г. Л'Аквила (Италия) 06.04.2009 г. и работу [Бычков и др., 2017] для землетрясения с $M = 7.2$, произошедшего вблизи с. Паратунка (Камчатка) 30.01.2016 г.). Для первого из рассмотренных землетрясений ИПЗ проявился в виде превышения верхней границы полосы разброса $K_{\pm} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{MED}} \pm 1.5IQR$ в течение двух часов 21–

23 ч UT на НСВЗИ Рим 05.04.2009 г. за ~ 2.5 ч до сейсмического толчка, для второго – в виде отрицательных значений δ_{Barbier} на протяжении всего (ночного) интервала наблюдения 29.01.2016 с 08 до 16 ч UT на НСВЗИ Паратунка за ~ 11.5 ч до подземного удара. С учетом работы [Пулинец и др., 2022], широтный диапазон для которого использование комбинированного параметра δ_{Barbier} при поиске ИПЗ оказывается верифицированным и эффективным, простирается от $\sim 20.0^\circ$ N до $\sim 54.0^\circ$ N. Ограничения использования параметра δ_{Barbier} связаны с тем, что он физически хорошо определен только для неосвещенных часов местного времени в интервале 20–04 ч LT.

4. ВЫВОДЫ

1. Проведено исследование временных вариаций комплексного относительного δ -параметра Барбье (δ_{Barbier}) для оценки его эффективности

при поиске ионосферных предвестников землетрясений (ИПЗ). Рассмотрено поведение δ_{Barbier} перед двумя сильными землетрясениями, для которых ионосферные предвестники землетрясений ранее уже были обнаружены. Первое землетрясение (с магнитудой $M = 6.3$) произошло 06.04.2009 г. (г. Л'Аквила, Италия) на эпицентральном расстоянии ~ 93 км от наземной станции вертикального зондирования ионосферы Рим, а второе (с магнитудой $M = 7.2$) случилось 30.01.2016 г., при этом его эпицентр оказался в ~ 117 км от наземной станции вертикального зондирования ионосферы, расположенной на территории комплексной геофизической обс. Паратунка, Камчатка. В обоих случаях в поведении параметра δ_{Barbier} были выделены специфические особенности, совпадающие по времени с ранее обнаруженными в других исследованиях ИПЗ для этих землетрясений в иных ионосферных параметрах. Это позволяет сделать вывод об успешной верификации эффективности использования параметра δ_{Barbier} при поиске ионосферных предвестников землетрясений.

2. Широтный диапазон, для которого использование комбинированного параметра δ_{Barbier} при поиске ИПЗ оказывается верифицированным и эффективным, простирается от $\sim 20.0^\circ$ N до $\sim 54.0^\circ$ N. Ограничения использования параметра δ_{Barbier} связаны с тем, что он физически хорошо определен только для неосвещенных часов местного времени в интервале 20–04 ч LT.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Community Coordinated Modeling Center (CCMC) за возможность проведения онлайн-расчетов по модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00, NOAA's National Geophysical Data Center (NGDC) USA [NASA/GSFC's Space Physics Data Facility's OMNIWeb service] и World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (JAPAN), геофизические данные которых были использованы в данной работе, а также United States Geological Survey's (USGS) Earthquake Hazards Program за предоставление доступа к данным по землетрясениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Апродов В.А.* Зоны землетрясений. М.: Мысль, 461 с. 2000.
- *Бычков В.В., Корсунова Л.П., Смирнов С.Э., Хегай В.В.* Аномалии в ионосфере и электричестве приземного слоя атмосферы перед камчатским землетрясением 30.01.2016 г. по данным обсерватории “Паратунка” // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 57. № 4. С. 532–540. 2017.
<https://doi.org/10.7868/S0016794017040058>
- *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 502 с. 1973.
- *Пулинец С.А., Давиденко Д.В., Будников П.А.* Метод когнитивной идентификации ионосферных предвестников землетрясений // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 1. С. 103–114. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021010132>
- *Пулинец С.А., Узунов Д.П., Давиденко Д.В., Дудкин С.А., Цадиковский Е.И.* Прогноз землетрясений возможен?! М.: Тривант, 144 с. 2014.
- *Пулинец С.А., Хегай В.В., Легенька А.Д., Корсунова Л.П.* Новый параметр для анализа ионосферных возмущений и поиска ионосферных предвестников землетрясений на основе формулы Барбье // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 62. № 3. С. 383–392. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030154>
- *Хегай В.В.* Аналитическая модель сейсмогенного электрического поля по данным измерений в приземном слое атмосферы средних широт и расчет его величины на уровне ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 60. № 4. С. 528–541. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020030086>
- Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М.: Наука, 343 с. 1977.
- *Akhoondzadeh M., Parrot M., Saradjian M. R.* Electron and ion density variations before strong earthquakes ($M > 6.0$) using DEMETER and GPS data // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. V. 10. Iss. 1. P. 7–18. 2010.
<https://doi.org/10.5194/nhess-10-7-2010>
- *Barbier D., Glaume J.* La couche ionosphérique nocturne F dans la zone intertropicale et ses relations avec l'émission de la raie 6300 Å du ciel nocturne // Planet. Space Sci. V. 9. Iss. 4. P. 133–148. 1962.
- *Barbier D., Roach F.E., Steiger W.R.* The summer intensity variation of [OI] 6300 Å in the tropics // J. Res. NBS. D. Radio Propagation. V. 66D. № 1. P. 145–152. 1962.
https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/66D/jresv66Dn2p145_A1b.pdf
- *Denisenko V.V., Nesterov S.A., Boudjada M.Y., Lammere H.* A mathematical model of quasistationary electric field penetration from ground to the ionosphere with inclined magnetic field // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 179. P. 527–537. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.09.002>
- *Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Myachkin V.I.* Estimation of the size of earthquake preparation zones // Pure Appl. Geophys. V. 117. Issue 5. P. 1025–1044. 1979.
- *Hegai V.V., Kim V.P., Liu J.Y.* On a possible seismo-magnetic effect in the topside ionosphere // Adv. Space Res. V. 56. Iss. 8. P. 1707–1713. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.07.034>
- <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>
- <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php>
- *Klotz S., Johnson N.L.* (Eds.) Encyclopedia of statistical sciences. N.J.: John Wiley, Hoboken, 1983.
- *Nestorov G. T.* A possible ionospheric presage of the Vrancea earthquake of March 4, 1977 // Comptes rendus de l'Académie Bulgare des Sciences. V. 32. № 4. P. 443–446. 1979.
- *Pulinets S., Ouzounov D.* The Possibility of Earthquake Forecasting: Learning from nature. IOP Publishing Ltd, 167 p. 2018.
<https://doi.org/10.1088/978-0-7503-1248-6>

УДК 537.8

БЕРЕГОВОЙ ЭФФЕКТ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2023 г. В. С. Исмаилов¹, *, Ю. А. Копытенко¹, М.С. Петрищев¹,
П. А. Сергушин¹, А. В. Петленко¹

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

*e-mail: ivs@izmiran.spb.ru

Поступила в редакцию 16.09.2022 г.

После доработки 14.12.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований возмущений электрического поля, созданных источниками ионосферного происхождения в прибрежных зонах Белого и Баренцева морей. Регистрация данных выполнялась геофизическими станциями GI-MTS-1. Горизонтальное электрическое поле регистрировалось теллурическими линиями длиной ~50 м. Компонента E_x устанавливалась ортогонально береговой линии в направлении от берега, компонента E_y направлена вдоль береговой линии. В прибрежной зоне в полосе контакта море–суша выявлена примыкающая к кромке воды зона аномального увеличения амплитуды УНЧ-вариаций ($F < 1$ Гц) E_x -компоненты напряженности электрического поля. На расстоянии ~30 м от кромки воды наблюдается дополнительная узкая зона аномального усиления величины УНЧ-вариаций электрического поля. Максимальный береговой эффект наблюдается возле кромки воды в береговой зоне и уменьшается с удалением от берега моря.

DOI: 10.31857/S0016794023600114, EDN: PKWZDS

1. ВВЕДЕНИЕ

Береговой эффект в вариациях магнитного поля (в основном в вертикальной компоненте) изучен достаточно хорошо. Он представляет собой сложное явление, связанное с влиянием геоэлектрической неоднородности (море) на поле геомагнитных вариаций и теллурических токов. Береговой эффект проявляется на относительно небольшом расстоянии от береговой линии на суше или на море. Первые работы по изучению берегового эффекта были проведены на obs. “Мирный” (Антарктида) [Мансуров, 1958]. Было отмечено, что вблизи берега нормальная и вертикальная компоненты магнитного поля характеризуются сильными изменениями, а ток в море поляризован линейно и течет вдоль берега, повторяя его конфигурацию. В 70-х гг. прошлого века появляется ряд работ по изучению берегового эффекта на основе экспериментальных данных геомагнитных обсерваторий и магнитотеллурического зондирования. Данное явление было исследовано в различных районах [Ваньян и др., 1967; Greenhouse, 1972; Мардерфельд, 1977; Никифорова и др., 1980]. В этих исследованиях показано, что локальные аномальные магнитовариационные эффекты, связанные с берегом, затухают на расстоянии

нескольких километров, а величина берегового эффекта зависит от глубины моря, отношения проводимости суши и моря и конфигурации береговой линии.

Земная поверхность заряжена отрицательно, и вертикальная компонента напряженности земного электрического поля составляет в среднем ~130 В/м на всей поверхности Земли [Редичкин и Самсонова, 2015]. Горизонтальная компонента электрического поля много меньше и определяется как геоэлектрическими особенностями земной коры, т.е. зависит от электрических свойств горных пород, так и электрическим полем атмосферы, зависящим от метеорологических факторов.

Региональные горизонтальные электрические поля создаются переменными низкочастотными (10^{-5} –10 Гц) полями ионосферного и атмосферного происхождения. Одна из основных причин возникновения региональных теллурических токов состоит в изменении состояния ионосферы под воздействием ультрафиолетового и корпускулярного солнечного излучения [Брагин и др., 1972]. Напряженность электрического поля также изменяется во время сильных магнитных возмущений [Freir, 1967]. Естественные электриче-

ские поля возникают также на контакте различающихся химическими свойствами и составом горных пород [Ковтун, 1980]. Амплитуды напряжения регионального переменного электрического поля обычно колеблются около $(0.3-1) \times 10^{-6}$ В/м; на средних широтах они достигают на суше 1×10^{-5} В/м, на поверхности моря — $(0.5-1.5) \times 10^{-5}$ В/м. Локальные факторы рассеяны по всей земной поверхности. Их эффект в какой-либо большой области на значительном удалении от источника возбуждения поля практически не ощущается.

В морских прибрежных зонах измерения электрических полей практически не проводились. Цель данной работы — исследование естественных электрических полей ионосферного происхождения в прибрежных зонах Белого и Баренцева морей.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В проведенных экспериментах регистрация данных выполнялась геофизическими станциями GI-MTS-1 [Сергушин и Петрищев, 2022]. В состав каждой станции входят 3 трехкомпонентных магнитных датчика торсионного типа и две горизонтальные теллурические линии (датчики электрического поля) длиной ~50–70 м (E_x - и E_y -компоненты). Регистрируемые данные поступают в расположенный рядом с магнитометрами блок АЦП-24 и записываются на флэш-память. Схема эксперимента 2019 г. на северном берегу Белого моря (п. Умба) представлена на рис. 1. Заземляющий электрод “Земля 1”, относительно которого измерялась разность потенциалов, располагался на расстоянии ~60 м от береговой линии. Измерительные электроды (E_x1 – E_x6) первой станции GI-MTS-1 устанавливались вдоль линии, ортогональной берегу, с шагом 5 м. Ближайший к кромке воды электрод располагался на расстоянии 5–10 м от кромки воды в зависимости от фазы прилива (высота прилива составляла ~2.2 м). Измерительный электрод E_x7 второй станции GI-MTS-1 располагался на расстоянии 102 м от кромки воды, электрод “Земля 2” был установлен на расстоянии 47 м от измерительного электрода. Магнитометры (обозначено [H D Z] на рис. 1) устанавливались на расстоянии ~10 м от электродов заземления. Погрешность измерений по магнитному полю составляла <0.01 нТл, по потенциалу электрического поля <0.02 мкВ.

Поверхность берега, на которой были установлены электроды, состоит из сухого песчаного слоя, покрывающего мелкую, а глубже и крупную гальку. В течение эксперимента стояла малооблачная погода с температурой $10^\circ-16^\circ$, ветер преимущественно северо-восточного направления

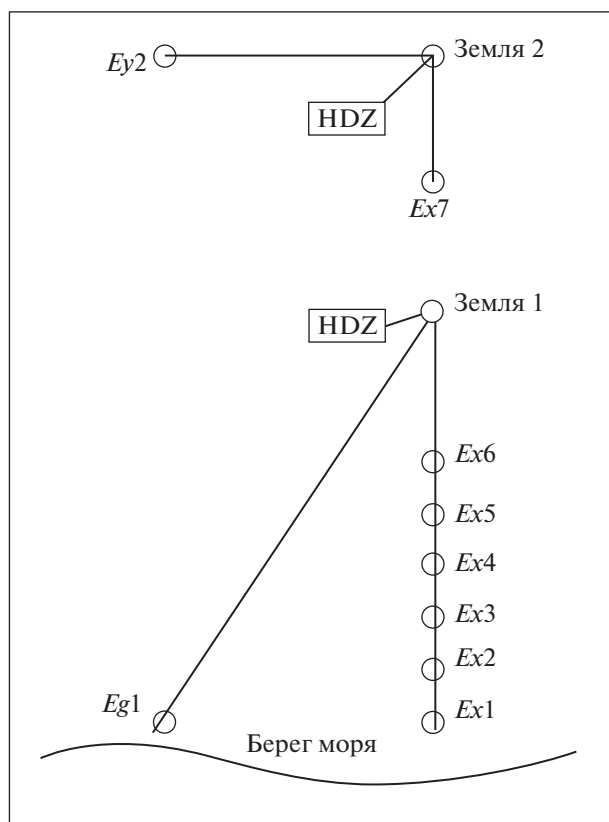


Рис. 1. Схема эксперимента 2019 г. на северном берегу Белого моря.

(с моря на берег) усиливался до 8–15 м/с в светлое время суток длительностью более 20 ч и ослабевал до 1–2 м/с в темное время суток.

На рис. 2 на верхней панели за период 16–22.07.2019 г. приведена магнитограмма D -компоненты индукции магнитного поля, зарегистрированная магнитометром на прибрежной геофизической станции (рис. 1). Именно эта компонента используется нами далее для проведения магнитотеллурического зондирования (МТЗ). Изменение величины разности потенциалов электрического поля ΔU , зарегистрированное между всеми 7 установленными измерительными электродами и заземлением за тот же 7-суточный период времени, представлено на нижней панели рис. 2. Возле кривых на рис. 2 указано расстояние от измерительного электрода до кромки воды. На самой удаленной точке хорошо заметны суточные вариации как в магнитном, так и в электрическом поле. Приливные полусуточные эффекты наиболее отчетливо видны на самой ближней к кромке воды точке (нижняя кривая).

На рис. 3 представлены изменения параметров магнитного и электрического поля в зависимости от расстояния до кромки воды за период 16–22.07.2019 г. На рис. 3 сверху вниз в зависимости

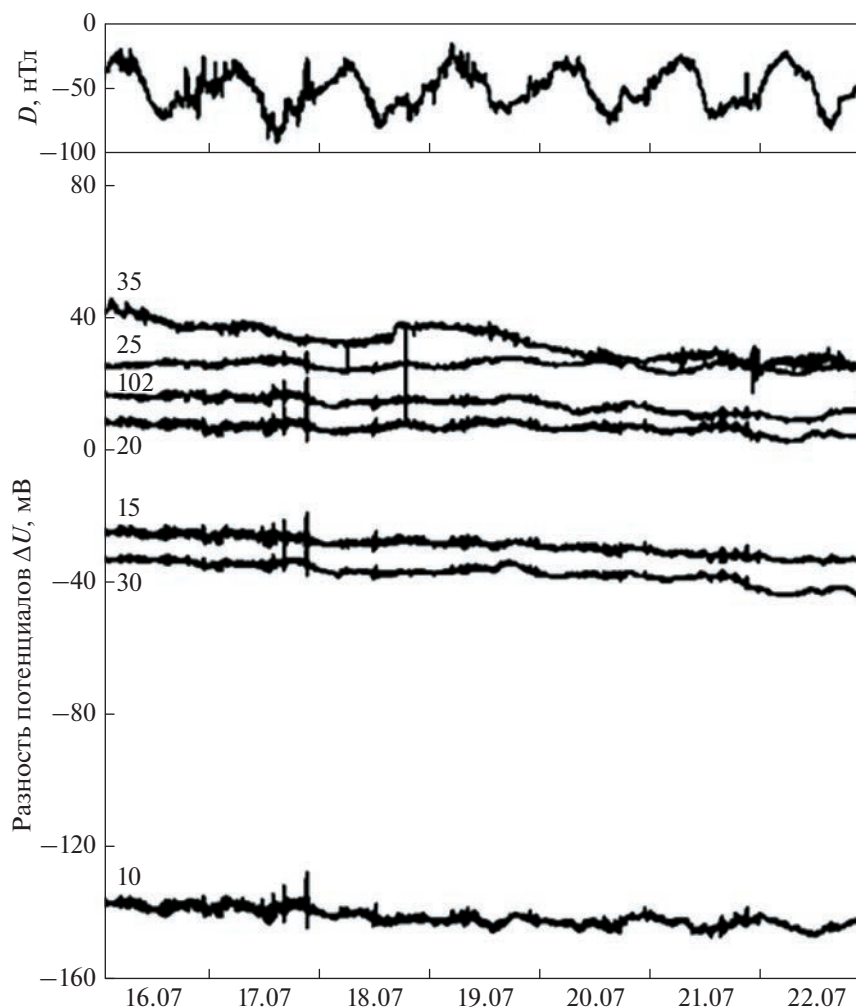


Рис. 2. Вариации разности потенциалов электрического поля в прибрежной зоне Белого моря. Умба, 16–22.07.2019 г. Расстояние от кромки воды до измерительного электрода указано возле кривых.

от расстояния от береговой линии показаны изменения: R — электрическое сопротивление земной среды; $\Delta\Phi$ — среднее значение разности потенциалов между заземлением и измерительными электродами; Ea — среднее значение E_x -компоненты электрического поля, определенное в точках между измерительными электродами; Es — среднеквадратичная амплитуда вариаций электрического поля для периодов $T = 2, 10$ и 300 с; Ra — кажущееся удельное сопротивление и H — скин-слой, определенные методом МТЗ.

Измерения электрического сопротивления земной среды между электродами “Земля” и измерительными электродами производились омметром. Необходимо учесть, что в отрезок электрической цепи (параллельно расположенные теллурическая линия и земная среда), в которой омметр измеряет сопротивление, включены источники напряжения (индуцированные заряды на геоэлектрических аномалиях). По этой причине по-

казания омметра не будут совпадать, возможно, существенно, с действительными значениями сопротивления земной коры. В полевых условиях при расстановке измерительных электродов для проведения МТЗ при необходимости (сложный рельеф, заболоченность почвы) часто выполняют такие измерения с целью избежать установки электрода в локальную приповерхностную аномалию с повышенной проводимостью, что приводит к занижению вычисленной глубины исследуемых слоев земной коры. Показания омметра включены в рис. 3 поскольку они хорошо коррелируют с кривыми, представленными на рис. 3 ниже, и показывают наличие геоэлектрической аномалии. На рис. 3 видно, что величина R растет с увеличением расстояния от берега, так как песок становится все более сухим и менее проводящим. Однако на расстоянии ~ 30 м от кромки воды наблюдается уменьшение сопротивления, что, вероятно, связано с небольшим понижением ре-

льефа и уменьшением толщины слоя песка (фактически — локальная геоэлектрическая неоднородность).

На второй сверху панели рис. 3 в зависимости от расстояния до кромки воды показано изменение для всего 7-суточного периода средней величины разности потенциалов $\Delta\Phi$ между измерительными электродами и заземлением. Как видно из рисунка, на расстоянии ~ 30 м от кромки воды наблюдается локальная геоэлектрическая аномалия.

На третьей сверху панели рис. 3 в зависимости от расстояния до кромки воды показано изменение средней величины горизонтальной E_x -компоненты поля. Средняя величина также определяется для всего 7-суточного периода для каждой пары электродов. Геоэлектрическая аномалия четко видна в понижении величины поля на таком же расстоянии. Нефильтрованное (полное) электрическое поле определялось как производная разности потенциалов на паре измерительных электродов (1–2, 2–3, 3–4 и т.д.) [Бердичевский, 1968]:

$$E_x = -\partial\Delta\Phi/\partial x. \quad (1)$$

Здесь $\Delta\Phi$ — разность потенциалов в точке посередине между парами измерительных электродов, определенная линейной интерполяцией, координатная ось направлена ортогонально берегу вдоль цепочки электродов.

Ниже на рис. 3 представлены кривые изменения среднего значения переменного электрического поля (E_c) для периодов $T = 300$, 10 и 2 с. Переменное электрическое поле получено фильтрацией исходных значений разности потенциалов (рис. 2), затем для получения значений электрического поля по формуле (1) проводились те же действия, что и для нефильтрованного электрического поля.

Как видно из этого рисунка, средние амплитуды вариаций максимальны на ближайшей к кромке воды точке (~ 10 м) и уменьшаются с увеличением расстояния от берега. На локальной аномалии происходит изменение амплитуды вариаций. Амплитуда длиннопериодных вариаций электрического поля ($T = 300$ с) изменяется с расстоянием от берега таким же образом, что и короткопериодные вариации (4-я сверху панель на рис. 3). Это позволяет предположить, что наблюдаемый эффект характерен для вариаций всего диапазона УНЧ-вариаций ($F < 1$ Гц).

На двух нижних панелях рис. 3 для периодов $T = 2$, 10 и 300 с представлены кажущееся удельное сопротивление земной среды Ra и скин-слой H (глубина проникновения электромагнитной волны, на которой она затухает в $e = 2.71828$ раз), определенные методом МТЗ. Кажущееся удельное сопротивление для $T = 300$ с находится в пре-

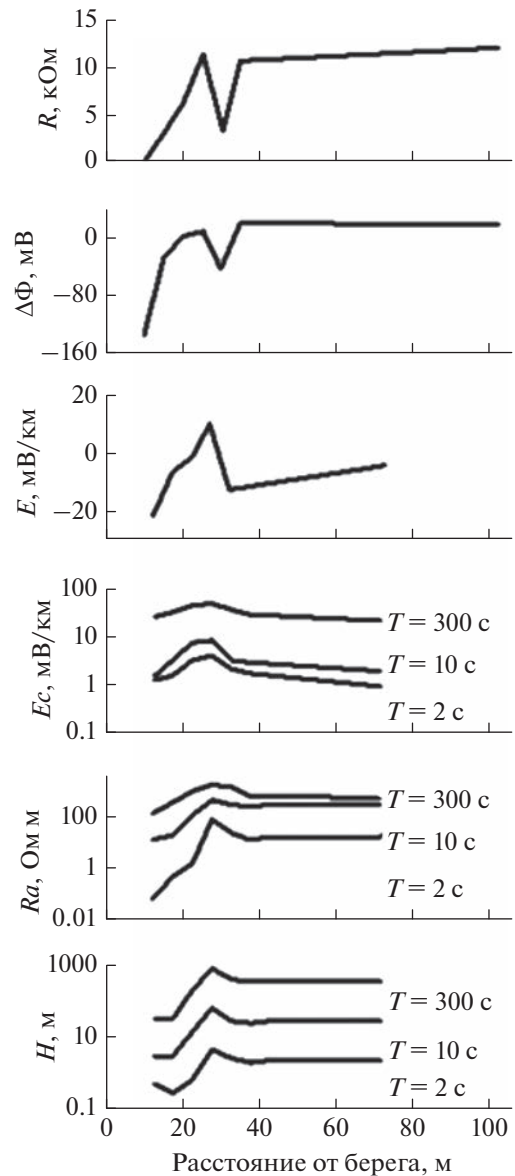


Рис. 3. Изменение параметров электрического поля в зависимости от расстояния до кромки воды. Умба, 16–22.07.2019 г. R — электрическое сопротивление земной среды; $\Delta\Phi$ — среднее значение разности потенциалов между заземлением и измерительными электродами; E_x — среднее значение горизонтальной компоненты электрического поля; E_c — среднеквадратичная амплитуда вариаций электрического поля для периодов $T = 2$, 10 и 300 с; Ra — кажущееся удельное сопротивление; H — скин-слой.

делах 200–800 Ом м, а скин-слой составляет 300–1000 м.

В основе метода МТЗ лежит упрощенная модель естественного электромагнитного поля [Бердичевский, 1968]. Предполагается, что первичное поле, возбуждаемое внешними источниками, однородно на поверхности горизонтально однородной Земли. В этом случае отношение взаимно

перпендикулярных горизонтальных компонент электрического и магнитного полей, измеренных на поверхности Земли, будет зависеть только от периода вариации и распределения проводимости по глубине. Это отношение, названное импедансом Z , может быть вычислено по любой паре ортогональных компонент: $Z = E_x/H_y = -E_y/H_x$ (H_x и H_y — напряженность магнитного поля). Чем больше период вариаций, тем глубже проникает поле внутрь Земли. Изменение импеданса с ростом периода отражает изменение удельного сопротивления с глубиной. Удельное сопротивление Ra определяется формулой [Жданов, 1989]

$$Ra = (\omega\mu)^{-1}|Z|^2 \quad Z = E_x/H_y. \quad (2)$$

Здесь $\omega = 2\pi/T$, $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м.

На практике измеряют индукцию магнитного поля, и удобнее кажущееся удельное сопротивление Ra определять по формуле [Ковтун, 1980]

$$Ra = 0.2|Z|^2 T \quad Z = E_x/B_y, \quad (3)$$

где T — период вариации в секундах; E_x — напряженность электрического поля в мВ/км; B_y — индукция магнитного поля в нТл.

Значения Ra только в предельных случаях близки к истинному значению удельного сопротивления. Например, при очень малых значениях периода, когда поле не проникает в нижележащий слой, значение Ra равно удельному сопротивлению первого слоя [Ковтун, 1980], поэтому удельное сопротивление Ra называют “кажущимся”.

Регистрируя вариации естественного электромагнитного поля в широком интервале периодов, можно построить зависимость кажущегося удельного сопротивления от периода.

Скин-слой H (глубина проникновения электромагнитной волны, на которой она затухает в $e = 2.71828$ раз) определяется через длину электромагнитной волны в земной среде:

$$H = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\sqrt{10RaT}}{2\pi}. \quad (3)$$

Здесь H определяется в м; Ra — в Ом м; T — в секундах.

На кривых Ra и H , приведенных на двух нижних панелях рис. 3, отчетливо виден скачок величин как кажущегося удельного сопротивления, так и скин-слоя. Это указывает на наличие приповерхностной аномалии с повышенной проводимостью, на которой отмечается увеличение амплитуды электромагнитного поля.

Результаты, представленные на рис. 3, показывают наличие двух аномалий с повышенной проводимостью: полоса контакта море—суша и узкая приповерхностная аномалия, удаленная от берега на ~30 м. Более корректное проведение вычислений по методу МТЗ предполагает включение

определенной формы аномалий проводимости в простую модель однородно слоистой земной коры. Однако цель нашей работы состоит не в изучении геоэлектрических свойств земной коры, а в исследовании особенностей электрических полей в береговых зонах.

При падении переменной электромагнитной волны на земную поверхность индуцируются электрические заряды. В области контакта двух сред с различными геоэлектрическими свойствами (море—суша) касательная компонента напряженности электрического поля (E_y) не меняется при переходе из одной среды в другую, а нормальная компонента (E_x) меняется скачком [Краев, 1965; Ковтун, 1980]. Это означает наличие избыточных электрических зарядов в переходной зоне контакта. Плотность избыточных зарядов в зоне изменения электропроводимости синхронно изменяется с частотой возмущения и направлением электрического поля. По этой причине в области контакта суша—море возникает усиление амплитуды E_x -компоненты естественного переменного электрического поля (“береговой эффект”). Максимальный береговой эффект наблюдается возле кромки воды и убывает с удалением от берега моря (рис. 3). Влияние геоэлектрической неоднородности на расстоянии ~30 м от берега проявляется в виде увеличения амплитуды вариаций.

Проявления берегового эффекта в вариациях электрического поля в прибрежных зонах Белого и Баренцева моря представлены на рис. 4 и рис. 5. В верхней части рис. 4 приведены записи двух горизонтальных компонент напряженности электрического поля (E_x — черный цвет, E_y — серый), зарегистрированных на ближайшем к кромке воды измерительном электроде $Ex1$ (рис. 1). Используются данные E_x - и E_y -компонент, регистрируемых одновременно геофизической станцией GI-MTS-1. Нижняя кривая E_x на рис. 2, теллурическая линия для E_y -компоненты проложена параллельно берегу на расстоянии ~50 м от берега моря.

Измерительный электрод $Eg1$ располагался на берегу западнее электрода $Ex1$ и на том же расстоянии от береговой линии и измерял одновременно проекции $Ex1$ - и $Ey1$ -компонент на направление между электродами Земля 1 — $Eg1$ (рис. 1). Поскольку все расстояния, разности потенциалов между электродами и угол $\alpha = 28^\circ$ в треугольнике Земля1, $Ex1$, $Eg1$ нам известны, то компонента $Ey1$ определяется следующим преобразованием:

$$Ey1 = (Eg1 - Ex1\cos(\alpha))/\sin(\alpha). \quad (4)$$

Для обработки выбирался интервал данных с квазисинусоидальными пульсациями типа $Pc1$ — $Pc3$, позволяющих получить качественный эллипс поляризации. Данные отфильтрованы в диапазо-

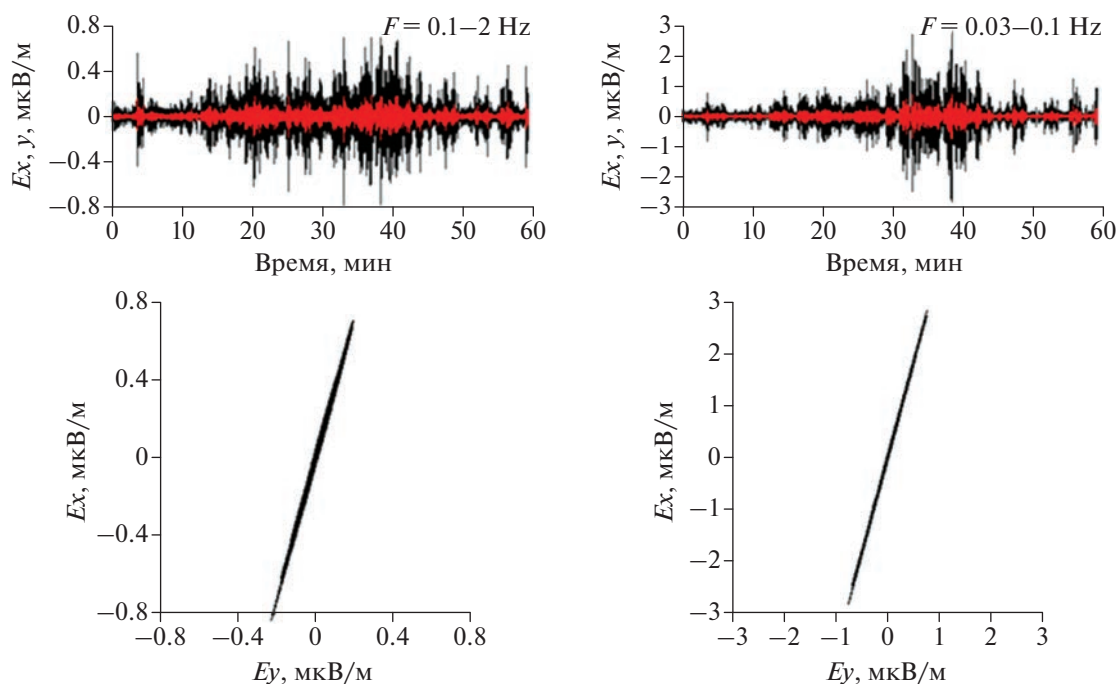


Рис. 4. Вариации электрического поля в диапазоне частот $F = 0.1\text{--}2$ Гц и $F = 0.03\text{--}0.1$ Гц и эллипсы поляризации горизонтальной компоненты переменного электрического поля ($E_x - E_y$) на берегу Белого моря. Умба, 04–05 УТ 08.07.2019 г.

E_x -компонента показана черным цветом, E_y – серым/красным.

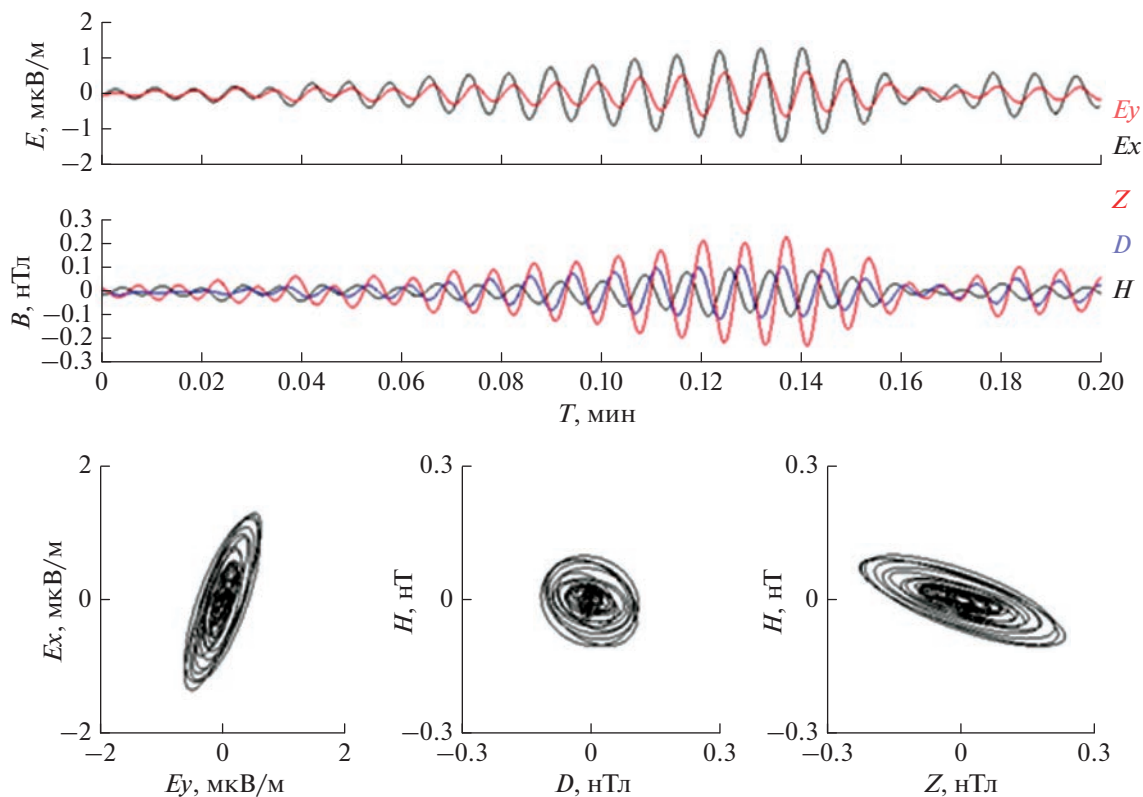


Рис. 5. Горизонтальные компоненты вариаций электрического, три компоненты вариаций магнитного поля типа $Pc4$ ($0.02\text{--}0.0067$ Гц) и эллипсы поляризации $E_x - E_y$, $H - D$ и $H - Z$ на берегу Баренцева моря, Териберка, 16.08.2017 г. E_x -компонента превосходит E_y - по амплитуде, Z -компонента по амплитуде превосходит H - и D -компоненты.

нах частот $F1 = 0.1\text{--}2$ Гц и $F2 = 0.03\text{--}0.1$ Гц. Компонента E_x (черный цвет) направлена ортогонально берегу, компонента E_y (серый цвет) направлена вдоль береговой линии. В нижней части рис. 4 показаны эллипсы поляризации ($E_x\text{--}E_y$) горизонтального переменного электрического поля на морском берегу. Из рис. 4 видно, что большая ось эллипсов поляризации в обоих случаях почти перпендикулярна береговой линии ($E_x > E_y$).

На верхней части рис. 5 представлены вариации ($F = 0.02\text{--}0.0067$ Гц) в двух горизонтальных компонентах электрического (верхняя панель) и в трех ортогональных компонентах магнитного поля (вторая сверху панель), зарегистрированные на берегу Баренцева моря, состоящего из твердых горных пород. На рис. 5 видно, что E_x -компонента превышает E_y -компоненту электрического поля и вертикальная Z -компонента магнитного поля превышает горизонтальные H - и D -компоненты. Для обработки выбран 20-минутный интервал времени, в течение которого наблюдался всплеск пульсаций типа $Pc4$ с небольшой амплитудой, но не перекрывающийся с другими всплесками. Данные получены геофизической станции GI-MTS-1, установленной на расстоянии ~ 50 м от каменистого берега. Теллурические линии прокладывались от геофизической станции ортогонально и параллельно берегу. Компонента E_x направлена ортогонально береговой линии в направлении от берега, E_y ортогональна E_x и направлена вдоль береговой линии. Измерительный электрод E_x -компоненты располагался на расстоянии ~ 10 м от кромки воды. Эллипсы поляризации $E_x\text{--}E_y$, $Y\text{--}D$ и $H\text{--}Z$ представлены в нижней части рисунка. Как и на рис. 4, на рис. 5 видно, что в принятых координатах большая ось эллипсов поляризации $E_x\text{--}E_y$ почти перпендикулярна береговой линии ($E_x > E_y$). Большая ось эллипса поляризации компонент магнитного поля $H\text{--}Z$ отражает береговой эффект в вертикальной компоненте ($Z > H$).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предварительные экспериментальные результаты были представлены в работе [Kopytenko et al., 2018]. В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований естественных электромагнитных полей ионосферного происхождения в прибрежных морских зонах. В узкой береговой полосе (~ 50 м) выявлено аномальное усиление горизонтальной компоненты напряженности электрического поля, ортогональной к береговой линии. Максимальный береговой эффект наблюдается возле кромки воды и убывает с удалением от берега моря. Береговой эффект наблюдается в широком диапазоне УНЧ-возмущений электрического поля в полной (нефильтрованной) и переменной E_x -компоненте электри-

ческого поля и возникает вследствие изменения в зоне суша–море плотности индуцированных зарядов синхронно с частотой возмущения внешнего электрического поля. Аномальное усиление E_x -компоненты электрического поля наблюдается на расстоянии ~ 30 м от кромки воды, что связано с наличием геоэлектрической особенности в районе этой точки. Погрешность этого расстояния составляет ~ 5 м и связана с перемещением кромки воды во время отливов и приливов.

Величина берегового эффекта в электрическом поле зависит от особенностей геоэлектрических неоднородностей в прибрежной зоне. Метеорологические факторы – дождь, ветер, температура воздуха оказывают влияние на плотность морского аэрозоля и проводимость прибрежной поверхности и также могут оказывать влияние на величину берегового эффекта.

В работах [Surkov et al., 2022a; 2022b] теоретически исследован электрокинетический эффект (ЭК), вызываемый длинными океаническими волнами в пористых водонасыщенных породах морского дна и берега. В районе проведения эксперимента на Белом море 16–17.07.2019 г. был небольшой шторм, и высота волн достигала 2 м. Создаваемое волнами переменное давление на морское дно играет роль поршня, проталкивающего морскую воду через породы морского дна в песчаные или пористые породы морского берега, тем самым вызывая эффект ЭК, который усиливает естественный УНЧ-электромагнитный шум в прибрежной зоне.

Результаты работы могут быть полезны геофизикам при проведении МТЗ в прибрежных зонах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердичевский М.Н. Электрическая разведка методом электрического профилирования. М.: “Недра”, 254 с. 1968.
- Брагин Ю.А., Коненко А.Ф., Нестерова И.И., Филиппов А.Х., Эндиков Г.И., Федоров А.Н., Янчуковский В.Л. О связи напряженности электрического поля в атмосфере с солнечными вспышками и геомагнитными явлениями // Вопросы исследования нижней ионосферы. Сб. науч. трудов. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР. С. 135–139. 1972.
- Ваньян Л.Л., Мардерфельд Б.Е., Родионов А.В. Региональный и локальный береговой эффект в геомагнитных вариациях на островных дугах Дальнего Востока // Докл. АН СССР. Т. 176. № 4. С. 820–1967.
- Жданов М.С. Электроразведка // Учебник для вузов. М.: Недра, 316 с. 1986.
- Мансуров С.М. О причинах локальности магнитных вариаций в районе Мирного // Инф. бюлл. сов. антаркт. эксп. № 2. С. 37–41. 1958.
- Мардерфельд Б.Е. Береговой эффект в геомагнитных вариациях // М.: Наука, 80 с. 1977.

- Ковтун А.А. Использование естественного электромагнитного поля при изучении электропроводности Земли // Л.: Изд. Ленгосуниверситета. 195 с. 1980.
- Краев А.П. Основы геоэлектрики. Изд. второе. Л.: Недра, 295 с. 1965.
- Никифорова Н.Н., Ахмадулин В.А., Порай-Кошиц А.М. и др. Глубинные магнитотеллурические исследования в Хабаровском крае // Глубинные электромагнитные исследования Дальнего Востока. Владивосток: ДВНЦ АН СССР. С. 42–49. 1980.
- Редичкин Н.Н., Самсонова Н.В. Физика Земли и атмосферы: учебное пособие // Ростов н/Д: Рост. гос. строит. ун-т. 148 с. 2015.
- Сергушин П.А., Петрищев М.С. Геофизическая станция GI-MTS-1 и возможности ее применения для локализации источников электромагнитных возмущений // Научно-практический семинар “Исследование магнитного поля земли как фактор прогресса национальной безопасности России”. Сборник докладов СПбГЭТУ “ЛЭТИ”. СПбФ ИЗМИРАН. С. 68–70. 2022.
- Freir G.D. Auroral effects on the Earth electric field // J. Geophys. Res. V. 66. P. 2695–270. 1967.
- Greenhouse J.P. Geomagnetic time variations on the sea floor off southern California // Ph.D. thesis. Univ. of Calif, San Diego, 248 p., 1972.
- Kopytenko Yu.A., Ismagilov V.S., Petrishchev M.S., Sergushin P.A., Petlenko A.V. Broadband ULF perturbations of the electric field in coastal zone of the Okhotsk sea // 41th Annual Seminar, Apatity. P. 58–61. 2018.
- Surkov V.V., Sorokin V.M., Yashchenko A.K. Electrokinetic effect in porous rocks of the sea coast provided by long sea waves // Acta Geod. Geophys. V. 57. P. 397–409. 2022a.
- Surkov V.V., Sorokin V.M., Yashchenko A.K. Electrokinetic effect provided by long oceanic waves coming on shore // Ann.-Geophys. V. 65. № 6. 2022b.

УДК 550.383+550.384.3

УТОЧНЕННАЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЯ УСКОРЕНИЙ ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ И ГЕОМАГНИТНЫЕ ДЖЕРКИ

© 2023 г. А. О. Симонян¹, *, М. В. Оганян¹, **

¹Институт геофизики и инженерной сейсмологии
им. А.Г. Назарова НАН РА (ИГИС НАН РА), Гюмри, Армения

*e-mail: anahit.iges@gmail.com

**e-mail: marine-0882@mail.ru

Поступила в редакцию 02.11.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Построены уточненные пространственные сферические гармонические модели кусочно-постоянного поля вековых ускорений главного магнитного поля Земли, исходя из концепции о геомагнитных джерках. Проанализированы данные 189-и магнитных обсерваторий, оперирующих в течение расширенного периода исследований, полагая, что джерки являются признаками резких изменений магнитогидродинамических режимов квази-стационарного процесса генерации вековых вариаций магнитного поля в области спектра высоких частот. Проведен качественный и количественный анализ, показывающий устойчивость моделей настоящей генерации, их согласованность с исходными значениями ускорений, полученных из данных прямых обсерваторских наблюдений. По расширенному временному интервалу исследований уточнено время появления джерков, выявлено, что в масштабе всей Земли они имеют квази-десятилетнюю частоту повторяемости, через которую можно оценить временную протяженность отдельных режимов стационарного эволюционирования глобального магнитного поля ядра Земли. Анализом результатов сферического гармонического моделирования по картам глобального поля постоянных ускорений доказана внутриземная природа источников всех выявленных джерков, а также особенности их морфологических структур и степень распространенности на поверхности Земли.

DOI: 10.31857/S0016794022600624, EDN: POKDOY

1. ВВЕДЕНИЕ

Важность изучения пространственно-временных характеристик вариаций магнитного поля Земли основана на том, что в них отражаются характерные времена и характерные размеры процессов, протекающих в недрах Земли и в околоземном пространстве. При этом ключевой задачей является разделение вариаций разных источников, что является фундаментальной проблемой геофизики. До 80-х годов прошлого столетия считалось, что высокочастотный диапазон вариаций главного магнитного поля, т.е. поля, генерированного во внешнем жидком ядре Земли, составляют вариации с продолжительностью в несколько десятков лет. Условно они назывались десятилетними вариациями, а все вариации с продолжительностью менее десяти лет относились к внешнему магнитному полю, источником которых являются процессы, протекающие в магнитосфере и ионосфере Земли под воздействием вариаций солнечной активности. Отдельные упоминания о существовании импульсов в вековых вариациях внутриземной природы [Калинин, 1949; Weber

and Roberts, 1951; Walker and O'Dea, 1952; Орлов, 1961] не получили систематического развития. Резкие изменения вековых вариаций земного магнитного поля внутриземной природы послужили предметом широких научных дискуссий, и стали последовательно изучаться с начала 80-х годов 20 века после появления работ группы французских ученых, открывших их по временным сериям данных европейской сети магнитных обсерваторий [Courtillet et al., 1978; Achache et al., 1980; Le Mouel and Courtillet 1981; Le Mouel et al., 1982; Cire et al., 1984; Courtillet and Le Mouel, 1984]. Они были названы джерком и свидетельствовали о существовании коротких характерных времен в вариациях главного магнитного поля и отраженных в них процессов гидромагнитного динамо во внешнем жидком ядре Земли [Nevanlinna and Sucksdorff, 1981; Madden and Le Mouel, 1982; Malin and Hodder, 1982; Kerridge and Barraclough, 1985; Golovkov et al., 1989; 2003; Alexandrescu et al., 1995; Macmillan, 1996; De Michelis et al., 1998; Le Huy et al., 1998; Simonyan and Shahparonyan,

2004; Симонян и Головков, 2009; Qamili et al., 2013; Симонян, 2017].

Появление на земной поверхности джерков подразумевает тонкость скин-слоя у подошвы мантии, т.е. небольшие значения электрической проводимости нижней мантии, или тонкость слоя большой проводимости [Брагинский и Фишман, 1977]. Такое представление об электрической проводимости нижней мантии приводит к непростой задаче по определению механизма передачи земному ядру вращательного момента мантии (Брагинский, 1970; Ducruix et al., 1980; Брагинский, 1982; Backus, 1983; Braginsky, 1984; Jault et al., 1988; Jault, and Le-Mouel, 1991].

От точности определения морфологических и временных характеристик поля джерков в значительной степени зависит точность определения природы их источников в рамках теории гидромагнитного динамо: являются ли они результатом распространения магнитогидродинамических волн Альвена (Alfven), или связаны с переносом масс жидкого вещества ядра [Брагинский С.И. 1970; Braginsky, 1998; Gillet et al., 2010; Chulliat and Maus, 2014; Whaler and Beggan, 2015]. Решение проблемы выявления частоты повторяемости джерков в сериях данных и точное определение их морфологических особенностей также важно для определения их отношения к декадным вариациям главного магнитного поля.

Изучению современных джерков способствуют высококачественные пространственно однородные векторные данные, предоставляемые магнитными спутниками в период последних десятилетий. Однако относительно небольшая длина временных рядов данных магнитных спутников, в отличие от наземных данных магнитных обсерваторий, не позволяет выявить джерки в расширенном временном интервале и точно определить частоту их проявления. Следует отметить, что высокочастотные вариации магнитосферного и ионосферного происхождения являются серьезным препятствием в изучении джерков, из-за резкого их характера попадающих в частотный диапазон, характерный для вариаций внешних источников. Эта проблема усугубляется при выявлении и изучении джерков по спутниковым данным, в которых высокочастотные вариации ионосферных источников легко отнести к внутренним источникам, и вместе с индуцированной ими частью существенно меняют сигнал-шум соотношение в пользу последнего.

Проблема разделения вариаций разных источников, попадающих в один и тот же частотный диапазон, может быть решена путем создания физических и математических моделей вариаций внешних и внутренних источников. В рамках теоретических исследований создаются модели динамо-теории с определением потоков, сформиро-

ванных в жидком ядре Земли. Решением прямой задачи определяется созданное на поверхности ядра поле геомагнитных вариаций, при сравнении которых с данными геомагнитных наблюдений выделяется часть вариаций, вызванных внутренними источниками [Chulliat et al., 2010; Chulliat and Maus, 2014; Whaler and Beggan, 2015; Whaler et al., 2016]. В результате вариации поля ядра, имеющие крупно-региональный характер проявления, можно отделить от локальных вариаций, источником которых являются структурно-динамические особенности верхних слоев Земли, и от глобальных вариаций внешних источников, проявляющих четкую широтную зависимость. Несмотря на множество работ, посвященных изучению джерков, проблема времени появления джерков, их цикличности, а также степени распространенности по поверхности Земли, продолжает оставаться предметом серьезных научных дискуссий [Olsen and Manda, 2007; Manda et al., 2010; Torta et al., 2015; Lesur et al., 2022].

Таким образом, выделение из спектра высоких частот сигналов главного магнитного поля Земли и построение точных моделей поля геомагнитных вариаций, основанных на учете быстротечных вариаций внутриземного происхождения, позволяют изучать особенности гидродинамических процессов, протекающих во внешнем жидком ядре Земли. Решение этой задачи важно и для развития прикладных исследований, относящихся к выделению локального характера вариаций, вызванных тектонической активностью земной коры и литосферы, от регионального фона вариаций земного ядра.

В представленной работе решается задача по построению уточненных, непрерывных в пространстве и во времени моделей поля геомагнитных ускорений за более чем столетний период времени с конца 19-го, начала 20-го веков по первое десятилетие 21-го века, обеспеченный регулярными сериями данных обсерваторских наблюдений, исходя из представления, что джерки являются резкими $\vee$ - и/или $\wedge$ -образными изменениями в долгопериодном, линейном тренде вековых вариаций. При данном представлении предполагается, что ускорения главного магнитного поля Земли в течение десятилетий между появлением соседних по времени джерков представляются константами, испытывающими резкие изменения значений при появлении джерков вплоть до знака их величины. Такое предположение, основанное на анализе данных регулярных наблюдений магнитного поля Земли, соответствует представлению, что процесс эволюции магнитного поля ядра Земли имеет квази-стационарный характер, с резкими изменениями режима стационарности, проявляющимися появлением джерков. Количественные оценки, основанные на статистическом анализе результатов сферического гар-

монического моделирования кусочно-постоянного поля ускорений за исследуемый период, свидетельствуют о высокой точности представления изменчивости главного геомагнитного поля исходя из концепции, основанной на джерках.

2. ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

Проанализированы временные серии вековых вариаций, определенных по X , Y и Z силовым геомагнитным элементам для выявления джерков в расширенном временном интервале, охватывающем период конца 19-го—начала 20-го веков по настоящий период 21-го века и уточнения пространственно-временных характеристик изменчивости главного магнитного поля Земли. Использован наиболее полный, систематически обновляемый набор временных рядов среднегодовых значений геомагнитных элементов по данным мировой сети магнитных обсерваторий, предоставленных мировым центром по сбору и обработке данных при BGS (https://geomag.bgs.ac.uk/data_service/data/annual_means.shtml).

Влияние высокочастотных вариаций внешних источников в рассматриваемых сериях данных подавляется применением амплитудно-частотного фильтра. С учетом того, что в вековых вариациях магнитосферно-ионосферного происхождения основной вклад имеют источники, вызванные 11-летним циклом солнечной активности, серии значений вековых вариаций были усреднены одиннадцатилетним скользящим окном [Golovkov et al., 1989; Симонян, 2017]. Сглаженные серии данных можно с высокой степенью точности представить кусочно-линейной моделью аппроксимации — дисперсия представления отдельных частей рассматриваемых серий линейными сегментами, длина которых исчисляется десятилетиями, составляет всего десятые доли $(\text{нТл/год})^2$. При этом наклонами этих сегментов определялись значения постоянных ускорений для соответствующих периодов аппроксимации, а абсциссой точки пересечения соседних линейных отрезков определялись годы появления джерков. Только в редких случаях — по отдельным сериям X и/или Z из отдельных точек высокоширотных магнитных обсерваторий, или обсерваторий, не выделяющихся высокой точностью данных в отдельные периоды наблюдений, дисперсии линейной аппроксимации превышали одну $(\text{нТл/год})^2$. Однако, при этом ошибка аппроксимации продолжала оставаться значительно ниже искомого значения ускорения. Представительность построенной кусочно-линейной модели представления временных рядов вековых вариаций обеспечивается также удовлетворением следующих дополнительных условий: а) дисперсия аппроксимации для всего периода, покрыто-

го анализируемой серией, должна быть примерно одинаковой по всем определяемым сегментам прямых, за исключением отдельных сегментов, представляющих промежуток данных, выделяющихся наличием в них некоррелированного шумового сигнала; б) период линейной аппроксимации, который не может быть короче ≈ 10 лет, определяется длиной ряда, при вовлечении в который дополнительных 1–2 точек резко возрастает значение дисперсии, означающего, что период аппроксимации начинает покрывать эпоху очередного джерка; в) год появления джерка, т.е. год, соответствующий пункту пересечения соседних линейных сегментов, не должен отклониться более, чем на один год от года, соответствующего крайней точки аппроксимированного участка ряда; г) определяемое по наклону линейного сегмента значение ускорения не должно сильно выделяться на фоне значений, характерных для данного региона в данный период, а также не должно привести к увеличению значения девиации, полученной по уточняемой сферической гармонической модели.

Некоторые из результирующих серий вековых геомагнитных вариаций, представленных по данным магнитных обсерваторий из разных регионов мира, оперирующих за долгие периоды времени, представлены на рис. 1.

При стремлении использовать максимально полную, однородную сеть серий данных магнитных обсерваторий в представленных исследованиях мы, тем не менее, вынуждены были ограничиться только обсерваториями, период непрерывного действия которых составлял не менее 30–40 лет. Анализ регионального фона вековых вариаций показал, что при таких длинах временных рядов обеспечивается статистическая значимость результатов линейного представления серий данных с определением точных значений направления тренда, представляющего значения поля постоянных ускорений.

Джерки, выявленные по отдельным временным сериям вековых вариаций, нами названы “виртуальными” ввиду того, что эпоха каждого их появления зависит как от того, по какому геомагнитному элементу анализируются вековые вариации, так и от положения обсерватории на земной поверхности, предоставляющей данные для анализа. То есть, если значения вековых вариаций по X, Y и Z геомагнитным элементам представить как $\dot{u}|_{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}}$, а вековых ускорений как $\ddot{u}|_{\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}}$, где точки сверху означают временные производные соответствующих величин, то, очевидно, что $\dot{u} \equiv \dot{u}(\phi, \lambda, t)$, $\ddot{u} \equiv \ddot{u}(\phi, \lambda, t)$; $T_j = T_j(\dot{u})$, где ϕ, λ являются географическими координатами обсерватории; T_j является годом появления джерка по данной серии вековых вариаций и $(T_j)_v = T_j(\dot{u}, \phi, \lambda)$, где индекс “v” означает “virtual”.

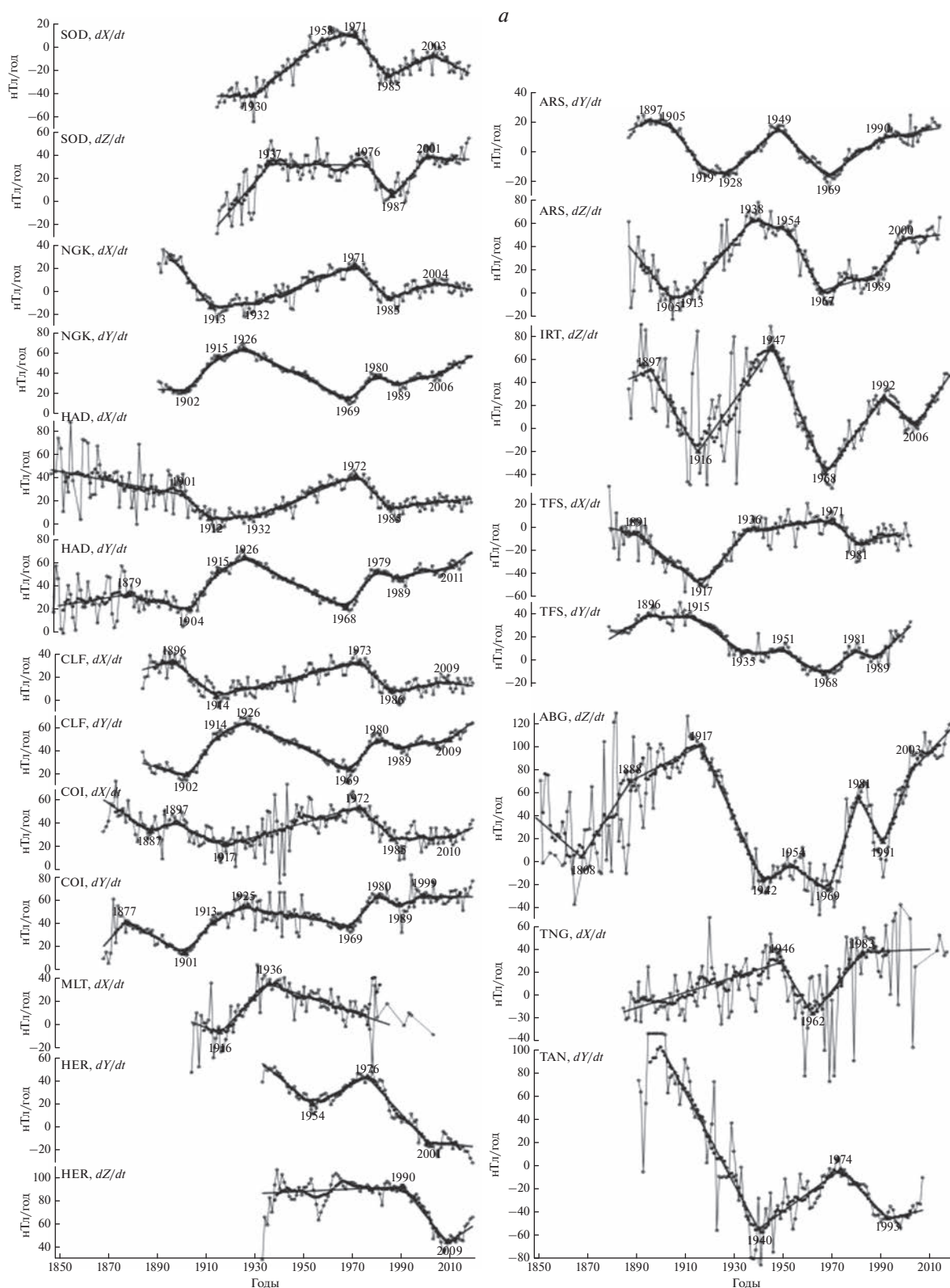


Рис. 1. Временные ряды вековых вариаций по данным обсерваторий из разных регионов мира. Светлые кружочки — серии значений вековых вариаций по данным наблюдений; темные кружочки — те же, после применения скользящего осреднения с окном в 11-лет; отрезки прямых составляют модель аппроксимации для представленных рядов, построенная по серии темных кружочков; цифры показывают время пересечения соседних прямых отрезков в годах с точностью ≤ 0.5 года.

б

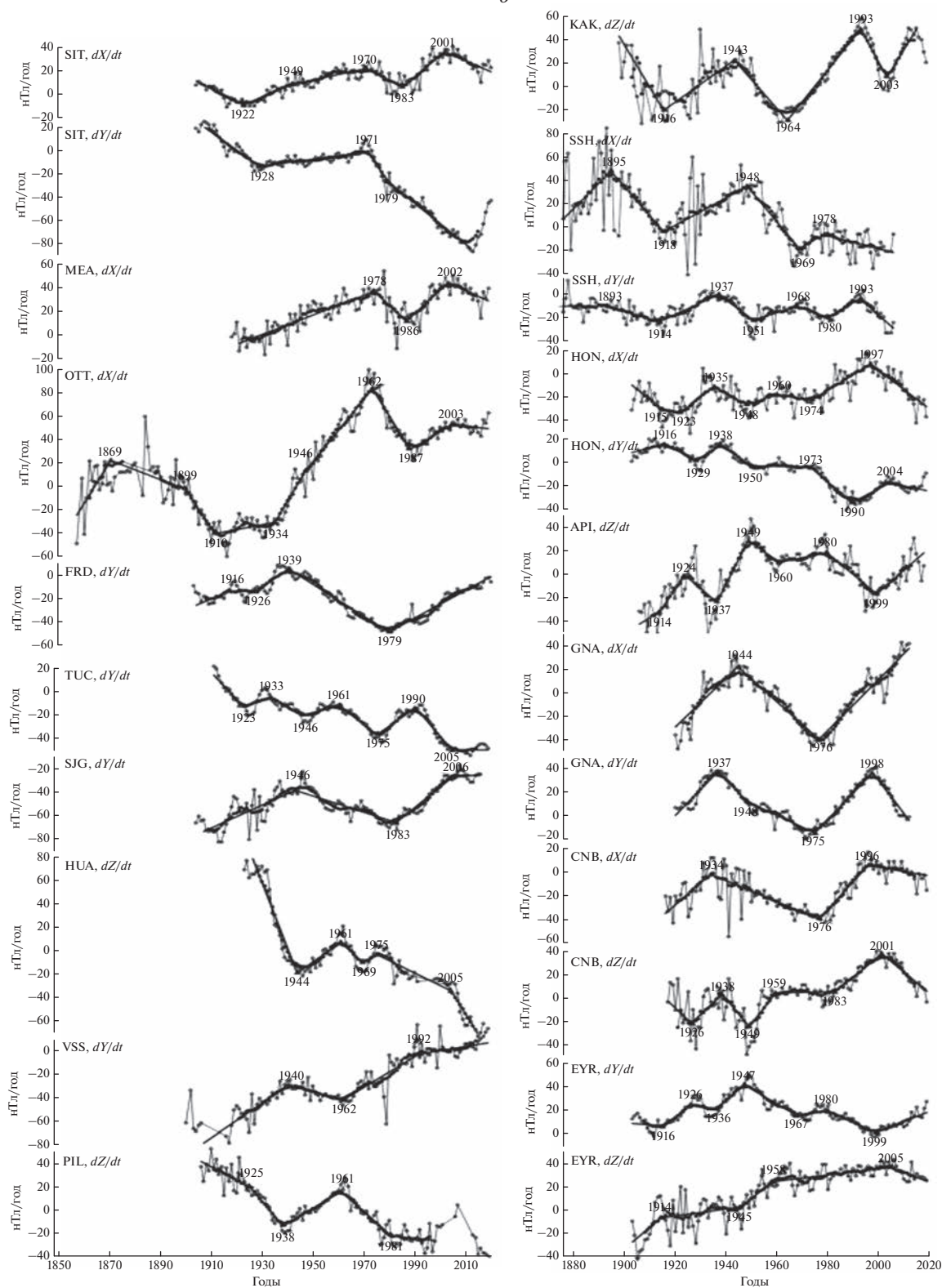


Рис. 1. Окончание.

Переносы обсерваторий за отдельные периоды их действия приводят к искусственному укорачиванию рядов и ухудшению качества предоставляемых ими ценной и порою уникальной информации о вековых геомагнитных вариациях. Для “сшивания” рядов значений были использованы поправки, которые в ряде случаев представлены в файлах исходных данных на сайте BGS. В некоторых случаях “сшивание” рядов данных проведено в каталоге Головкин и др. (1983). В наших исследованиях, для вовлечения в анализ наибольшего количества длинных непрерывных рядов, были использованы как первый, так и второй вышеуказанные источники. В табл. 1 представлен список 189 магнитных обсерваторий, обеспечивающих данными для обнаружения джерков и определения времени их появления, равно как и исходных значений ускорений для построения пространственных моделей глобального поля постоянных ускорений. Список составлен в порядке убывания географических широт, с указанием страны, поддерживающей работу обсерватории, исторических и современных названий обсерваторий, их международных кодов и географических координат, соответствующих современным названиям обсерваторий, периода действия и годов пропусков в предоставляемых ими сериях данных.

Схематические карты расположения магнитных обсерваторий, снабжающих данными постоянных геомагнитных ускорений, покрывающих периоды действия отдельных режимов, в работе представлены вместе с соответствующими картами глобального поля ускорений.

Из представленной табл. 1 следует, что только 70 из мировых магнитных обсерваторий обеспечивают данными, покрывающими период первой половины 20-го века. Еще 60 обсерватории начали действовать с 1950-х годов, а некоторые из ранее действующих обсерваторий прекратили свое действие. И, несмотря на большое количество обсерваторий в современности, предоставляемые ими ряды недостаточно длинны, чтобы в рамках принятой модели аппроксимации временных рядов обеспечить точные значения ускорений. Помимо того, сети обсерваторий присуща и значимая неравномерность по пространственному распределению почти для всех рассмотренных интервалов времени. Острая нехватка магнитных обсерваторий наблюдается в акваториях океанов и в южном полушарии, тогда как территория Европы покрыта густой сетью долгодействующих обсерваторий. Основная часть обсерваторий расположена в северном полушарии, в южном полушарии работает только 43 из представленных 189 обсерваторий. По этой причине, несмотря на приличную статистику, позволяющую выявить частоту появления джерков по годам и по регионам мира (1460 виртуальных джерков, выявленных по 567 проанализированным временным сериям данных),

полученные результаты по степени пространственной распространенности синхронных джерков, характеризующих их мощность, в определенной степени зависят от выявленной пространственно-временной неоднородности сети анализируемых данных. В результате, представленная на рис. 2 гистограмма, построенная по количеству “виртуальных” джерков по годам, позволяет выявить лишь относительные максимумы, соответствующие которым годы рассматриваются как эпохи глобальных джерков. В периоды между глобальными джерками, соответствующими периодам установленных стационарных режимов изменчивости магнитного поля ядра до- и/или после проявления джерков, выделяются годы с минимальным количеством “виртуальных” джерков, которые и рассматриваются как центральные эпохи периодов постоянства глобального поля вековых ускорений.

Определение наклона тренда, свойственного сериям вековых вариаций поля земного ядра подразумевает численное решение по методу наименьших квадратов следующих уравнений:

$$\dot{u}_{i,j} = a_{i,j} \Delta t_i(j) + b_{i,j}, \quad (1)$$

где индексом $i = i(\varphi, \lambda)$ обозначена магнитная обсерватория; j — любой год периода $\Delta t_i(j) = \Delta t(\varphi, \lambda, \dot{u})$, представленного данным линейным сегментом; $\dot{u}_{i,j}$ — аппроксимированное значение вековой вариации, определенной по одному из X, Y или Z геомагнитных элементов; $a_{i,j}$ (нТл/год²) — искомые значения наклона тренда вариаций, или значение постоянного ускорения в точке i за период $\Delta t_i(j)$.

Результирующие значения $a_{i,j} \equiv a_{i,j}|_{(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})_{i,j}} \equiv \ddot{u}|_{(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})_{i,j}}$ были использованы для построения пространственных сферических гармонических моделей глобального поля постоянных ускорений для всех периодов между джерками, которые по времени условно были приурочены к центральным эпохам, выявленным на рис. 2. При этом создавались наборы исходных значений поля ускорений по центральным эпохам, выбранным в качестве j значений, и по координатам i точек магнитных обсерваторий, обеспечивающих сериями данных за период с центральной эпохой j .

В случае, когда значение ускорения было определено трендом за долгий период $\Delta t_i(j)$, включающий несколько центральных эпох j (сегмент аппроксимации представляет вековые вариации за несколько десятилетий), оно повторялось в соответствующих наборах исходных данных ускорений по всем j эпохам.

Набор искомых коэффициентов Гаусса по разложению поля ускорений в ряд для земной поверхности ($r = R_E$) отыскивается совместным

Таблица 1. Список 189 магнитных обсерваторий с указанием страны, которой они принадлежат, старых и новых названий обсерваторий, современных международных кодов и географических координат, периода действия и пропусков в предоставляемых ими рядах данных

№	Страна	Обсерватории	Код	Широта	Долгота	Период	Пробелы
001	Canada	Alert	ALE	82°30′	297°39′	1961–2004	
002	USSR	Tikhaya Bay ⇒ Heiss Island	HIS	80°37′	58°03′	1932–1997	
003	Norway	New Alesund Closed!	NAL	78°55′	11°56′	1966–2002	
004	Russia	Cap Chelyuskin	CCS	77°43′	104°17′	1939–2007	2001
005	Greenland	Qaanaaq (Thule)	THL	77°29′	290°50′	1955–2019	
006	Poland	Hornsund	HRN	77°00′	15°33′	1978–2018	
007	Canada	Mould Bay Closed!	MBC	76°19′	240°38′	1962–1997	
008	Canada	Resolute Bay	RES	74°41′	265°06′	1954–2018	
009	Norway	Bear Island	BJN	74°30′	19°12′	1951–2017	
010	Russia	Dikson Island	DIK	73°33′	80°34′	1933–2016	1995; 2006–2010 X, Y: 2001–2004
011	Russia	Tiksi (TIXIE) Bay	TIK	71°35′	129°00′	1944–2016	
012	USA	Point Barrow	BRW	71°18′	203°23′	1949–2019	
013	Norway	Tromso	TRO	69°40′	18°57′	1930–2018	
014	Greenland	Godhavn1 ⇒ Qeqertarsuaq (Godhavn2)	GDH	69°15′	306°28′	1927–2018	
015	Canada	Cambridge Bay	CBB	69°07′	254°58′	1972–2017	2013
016	Sweden	Abisko	ABK	68°21′	18°49′	1965–2018	
017	USSR	Murmansk ⇒ Loparskaya	MMK	68°15′	33°05′	1958–1988	
018	Sweden	Kiruna	KIR	67°51′	20°25′	1970–2018	
019	Finland	Sodankyla	SOD	67°22′	26°38′	1914–2018	
020	USSR	Uelen Closed!	CWE	66°10′	190°10′	1950–1996	1952–X, Z; 1953–Z
021	USA	College1 ⇒ College2 ⇒ College3	CMO	64°52′	212°08′	1941–2019	
022	Canada	Baker lake	BLC	64°20′	263°58′	1951–2018	
023	Iceland	Leirvogur	LRV	64°11′	338°18′	1957–2020	
024	Canada	Yellowknife2	YKC2	62°29′	245°31′	1975–2015	
025	Norway	Dombas Magnetic Station ⇒ Dombas 2	DOB	62°04′	9°07′	1916–2018	
026	USSR	Yakutsk	YAK	61°58′	129°40′	1931–2018	Z: 1931–1947; 1998–2009, 2010
027	USSR	Podkamennaya Tunguska	POD	61°36′	90°00′	1969–2016	Z: 1976–1979 1993–2015
028	Greenland	Narssarssuaq	NAQ	61°10′	314°34′	1968–2019	2009–2010; 2018
029	Finland	Nurmijarvi	NUR	60°30′	24°39′	1953–2018	
030	U.K.	Lerwick	LER	60°08′	358°49′	1923–2019	
031	USSR	Srednikan ⇒ Stekolnyy (Magadan)	MGD	60°07′	151°01′	1936–2018	1999–2011
032	Russia	St.Petersburg ⇒ Slutsk ⇒ ⇒ Voyeykovo	LNN	59°57′	30°42′	1869–2016	1999–2001–X, Y; 2001–Z
033	Norway	Oslo	OSL	59°55′	10°43′	1843–1930	

Таблица 1. Продолжение

№	Страна	Обсерватории	Код	Широта	Долгота	Период	Пробелы
034	Sweden	<i>Lovo</i> ⇒ <i>Uppsala (Fiby)</i>	UPS	59°54′	17°21′	1928–2019	
035	Canada	Fort Churchill	FCC	58°47′	265°55′	1964–2019	
036	Russia	Borok	BOX	58°04′	38°13′	1977–2019	
037	USA	Sitka 1 ⇒ Sitka 2	SIT	57°04′	224°40′	1902–2019	
038	Russia	Sverdlovsk ⇒ Vysokaya Dubrava ⇒ Arti	ARS	56°26′	58°34′	1887–2018	2016–2017
039	USSR	Kazan' ⇒ Zaimishche	KZN	55°50′	48°51′	1909–1992	1975–1977
040	Denmark	Copenhagen ⇒ Rude Skov ⇒ Brorfelde	BFE	55°38′	11°40′	1892–2008	
041	Russia	Krasnaya Pakhra (Moscow)	MOS	55°28′	37°19′	1946–2016	
042	U.K	Eskdalemuir	ESK	55°19′	356°48′	1908–2019	
043	Canada	Great Whale River ⇒ ⇒ Poste-de-la-Baleine	PBQ	55°17′	282°15′	1965–2007	
044	Russia	Klyuchi (Novosibirsk)	NVS	54°51′	83°14′	1967–2019	
045	Canada	Meanook	MEA	54°37′	246°39′	1916–2018	
046	Poland	Hel	HLP	54°36′	18°49′	1953–2019	
047	Byelarus	Pleshchenitsi (Minsk)	MNK	54°30′	27°53′	1961–2019	
048	Gr.Britain	Stonyhurst	STO	53°51′	357°32′	1865–1967	1944–1960
049	Germany	Wilhelmshaven ⇒ Wingst	WNG	53°45′	9°04′	1884–2019	1912–1930, 1933–1938
050	Russia	Petropavlovsk ⇒ Paratunka	PET	52°58′	158°15′	1969–2019	2003–2007
051	Netherlands	Utrecht ⇒ De Bilt ⇒ Witteveen	WIT	52°49′	6°40′	1891–1987	
052	Russia	Irkutsk ⇒ Zuy-Patrony ⇒ Irkutsk	IRT	52°10′	104°27′	1887–2019	
053	Polanad	Swider Closed!	SWI	52°07′	21°15′	1921–1972	
054	Germany	Potsdam ⇒ Seddin ⇒ Niemegk	NGK	52°04′	12°41′	1890–2019	
055	Ireland	Valentia	VAL	51°56′	349°45′	1899–2017	
056	Poland	Belsk	BEL	51°50′	20°48′	1960–2019	
057	Gr. Britain	Kew	KEW	51°28′	349°41′	1857–1924	
058	U.K.	Greenwich ⇒ Abinger ⇒ Hartland	HAD	51°00′	355°31′	1846–2019	
059	USSR	Kiev ⇒ Dymer	KIV	50°43′	30°18′	1958–2018	1999–2003
060	Belgium	Uccle ⇒ Manhay	MAB	50°18′	5°41′	1896–2019	1920–1932; 1974–1982
061	Belgium	Dourbes	DOU	50°06′	4°36′	1955–2019	
062	Ukraine	Lvov	LVV	49°54′	23°45′	1952–2018	
063	China	Manzhouli	MZL	49°36′	117°24′	1984–2017	2008
064	Czechia	Budkov	BDV	49°05′	14°01′	1967–2019	
065	Canada	Victoria	VIC	48°31′	236°35′	1956–2018	
066	USA	Newport	NEW	48°16′	242°53′	1966–2019	
067	Austria (Vienna)	Wien Auhof ⇒ Wien Kobenzl	WIK	48°16′	16°19′	1929–2015	
068	Germany	Munich ⇒ Maisach ⇒ ⇒ Furstenfeldbruck	FUR	48°10′	11°17′	1842–2019	1875–1882; 1887–1888; 1914–1926

Таблица 1. Продолжение

№	Страна	Обсерватории	Код	Широта	Долгота	Период	Пробелы
069	France	Parc Saint-Maur (<i>Paris</i>) ⇒ ⇒ Val Joyeux ⇒ Chambon-la-Forêt	CLF	48°01′	2°16′	1883–2019	
070	Slovakia	Budapest ⇒ Hurbanovo (<i>O Gyalla, Stara Dala</i>)	HRB	47°52′	18°11′	1894–2019	1919–1940; 1945–1948
071	Hungary	Nagycenk	NCK	47°38′	16°43′	1961–2019	
072	Canada	Saint John's	STJ	47°36′	307°19′	1968–2018	
073	USSR	Toyohara New ⇒ Yuzhno-Sakhalinsk Closed!	YSS	46°57′	142°43′	1932–1990	
074	Hungary	Budakeszi ⇒ Tihany	THY	46°54′	17°54′	1949–2018	
075	Ukraine	Odessa (<i>Stepanovka</i>)	ODE	46°47′	30°54′	1936–2007	
076	Italy	Castello Tesino	CTS	46°03′	11°39′	1965–2018	
077	USSR	Novokazalinsk Closed!	NKK	45°46′	62°07′	1974–1993	
078	Canada	Toronto ⇒ Agincourt ⇒ Ottawa	OTT	45°24′	284°27′	1855–2018	1880
079	Romania	Surlari	SUA	44°41′	26°15′	1949–2019	
080	Serbia	Grocka	GCK	44°38′	20°46′	1958–2019	2014
081	Japan	Memambetsu	MMB	43°55′	144°11′	1952–2019	
082	China	Changchun (Helong)	CNH	43°50′	125°18′	1957–2017	2000–2004 2008–2010
083	China	Urumqi (Wulumuchi)	WMQ	43°49′	87°42′	1978–2000	
084	USSR	Voroshilov (Ussuriysk) ⇒ Gornot-ayezhnaya (Vladivostok)	VLA	43°41′	132°10′	1952–1997	
085	Kazakhstan	Alma-Ata	AAA	43°15′	76°55′	1963–2015	
086	Bulgaru	Panagyurishte	PAG	42°31′	24°11′	1948–2016	
087	Italy	Pola ⇒ Genova Castellaccio ⇒ ⇒ L'Aquila	AQU	42°23′	13°19′	1883–2009	1923–1932
088	Georgia	Tiflis ⇒ Karsani ⇒ Dusheti (Tbilisi)	TFS	42°06′	44°42′	1879–2003	
089	Uzbekistan	Tashkent ⇒ Keles ⇒ Yangi Bazar	TKT	41°20′	69°37′	1936–2006	
090	Turkey	Kandilli (Istanbul)	ISK	41°04′	29°04′	1947–1997	
091	Italy	Capodimonte	CPD	40°52′	14°15′	1883–1914	
092	Spain	Ebro (Tortosa)	EBR	40°49′	0°30′	1905–2011	1981–1994
093	China	Peking 2 (Beijing) ⇒ Beijing Ming Tombs	BMT	40°18′	116°12′	1957–2019	
094	Portugal	Coimbra (Alto Da Baleia)	COI	40°13′	351°35′	1866–2019	
095	USA	Boulder	BOU	40°08′	254°46′	1964–2019	
096	Spain	Toledo ⇒ San Pablo (De Los Montes)	SPT	39°33′	355°39′	1947–2019	
097	Japan	Mizusawa	MIZ	39°07′	141°12′	1969–2017	
098	USA	Cheltenham ⇒ Fredericksburg	FRD	38°13′	282°38′	1901–2019	
099	Greece	Penteli ⇒ Penteli 2	PEG	38°05′	23°56′	1959–2016	1994–1998; Z: 1961
100	Turkmenistan	Ashkhabad (Vannovskaya)	ASH	37°57′	58°06′	1959–2006	
101	Spain	San Miguel Closed!	SMG	37°46′	334°21′	1911–1977	
102	USA	Fresno	FRN	37°05′	240°17′	1982–2019	

Таблица 1. Продолжение

№	Страна	Обсерватории	Код	Широта	Долгота	Период	Пробелы
103	Spain	Almeria Closed!	ALM	36°51′	357°32′	1955–1991	
104	Spain	San Fernando ⇒ 2,3	SFS	36°40′	354°04′	1891–2019	1980–1990
105	Japan	Tokyo ⇒ Kakioka	KAK	36°14′	140°11′	1897–2019	
106	China	Lanzhou	LZH	36°05′	103°51′	1959–2019	
107	Japan	Kanozan	KNZ	35°15′	139°57′	1961–2017	
108	China	Qianling	QIX	34°36′	108°12′	1984–2017	2007–2008
109	Japan	Simosato ⇒ Hatizyo (Hachijojima) Closed!	HTY	33°07′	139°48′	1954–2008	1978–1979
110	USA	Tucson (1 ⇒ 2)	TUC	32°10′	249°16′	1910–2019	
111	Izrael	Amatsia ⇔ Bar Gyora	BGY	31°43′	35°05′	1976–2018	
112	Japan	Kanoya	KNY	31°25′	130°53′	1958–2019	
113	China	Lukiapang ⇒ Zi-Ka-Wei ⇒ Zo Se (Sheshan)	SSH	31°06′	121°11′	1875–2006	
114	China	Chengdu	CDP	31°00′	103°42′	1982–2017	
115	China	Wuhan	WHN	30°32′	114°34′	1959–2017	2008
116	India	Dehra Dun ⇒ Sabhawala	SAB	30°22′	77°48′	1903–2014	1944–1963
117	USA	Stennis (Bay St Louis)	BSL	30°21′	270°22′	1986–2019	
118	Pakistan	Quetta	QUE	30°11′	66°57′	1953–2004	
119	Egypt	Helwan ⇒ Misallat	MLT	29°31′	30°54′	1903–2003	1987–1988; 1997–2001
120	USA	Del Rio Closed!	DLR	29°29′	259°05′	1982–2008	
121	Spain	Santa Cruz De Tenerife (Las Mesas) ⇒ Guimar	GUI	28°19′	343°34′	1959–2019	
122	Japan	Chichijima	CBI	27°06′	142°11′	1973–2015	
123	Taiwan	Lunping	LNP	25°00′	121°10′	1965–2000	
124	Pakistan	Karachi	KRC	24°57′	67°08′	1985–2006	
125	China	Tonghaj	THJ	24°00′	102°42′	1985–2017	2008
126	India	Ujjain Closed!	UJJ	23°11′	75°47′	1976–2003	
127	China	Guangzhou ⇔ Zhaoqing	GZH	22°58′	112°27′	1958–2017	1998–2002
128	Cuba	La Habana (Centro Geofisico ⇒ ⇒ JBN ⇒ Inst. Geofis. Y Astron.)	HVN	22°58′	277°51′	1965–1999	1992–1997
129	Algeria	Tamanrasset	TAM	22°48′	5°32′	1933–2019	Z: 1943–1950
130	Korea	Hong Kong (HKC) ⇒ Au Tau ⇒ ⇒ Tate's Cairn	TCN	22°22′	114°13′	1884–1978	1940–1971
131	USA	Honolulu (1 ⇒ 2 ⇒ 3)	HON	21°19′	202°00′	1902–2019	
132	Vietnam	Phu Thuy	PHU	21°02′	105°58′	1996–2018	
133	Mexico	Teoloyucan	TEO	19°45′	260°49′	1923–2008	
134	India	Colaba (Bombay) ⇒ Alibag	ABG	18°38′	72°52′	1846–2019	
135	Puerto Rico	Vieques (Puerto Rico) ⇒ San Juan (Puerto Rico)	SJG	18°7′	293°51′	1903–2016	
136	India	Hyderabad	HYB	17°25′	78°33′	1965–2019	
137	Senegal	M'Bour	MBO	14°24′	343°03′	1952–2018	

Таблица 1. Продолжение

№	Страна	Обсерватории	Код	Широта	Долгота	Период	Пробелы
138	Philippines	Manila $\Rightarrow$ Antipolo $\Rightarrow$ Muntinlupa	MUT ANO	14°22′	121°01′	1891–2002	1905–1909; 1939–1950; 1989–1994
139	USA	Guam	GUA	13°35′	144°52′	1957–2019	
140	India	Annamalainagar $\Rightarrow$ Pondicherry	PND	12°01′	79°51′	1957–2014	
141	India	Kodaikanal	KOD	10°14′	77°28′	1902–2004	1924–1949; Z: 1998–2004
142	India	Etaiyapuram Closed!	ETT	9°10′	78°01′	1980–2002	
143	Ethiopia	Addis Abeba	AAE	9°02′	38°46′	1958–2013	
144	India	Trivandrum 2 Closed!	TRD2	8°29′	76°57′	1957–1999	
145	Colombia	Fuquene	FUQ	5°28′	286°16′	1954–2014	
146	Central African Republic	Bangui	BNG	4°20′	18°34′	1955–2010	2008–2009
147	Brazil	Tatuoca 2	TTB2	–1°12′	311°29′	1957–2018	
148	Indonesia	Batavia (Djakarta) $\Rightarrow$ Kuyper $\Rightarrow$ $\Rightarrow$ Tangerang	TNG	–6°10′	106°38′	1884–2017	1999–2000; 2005–2010
149	Angola	Luanda Golf $\Rightarrow$ Luanda Belas	LUA3	–8°55′	13°10′	1954–1993	
150	Australia	Port Moresby Closed!	PMG	–9°24′	147°09′	1957–1993	
151	Peru	Huancayo	HUA	–12°03′	284°40′	1922–2017	1992–1996; 2010
152	New Zealand	Apia	API	–13°48′	188°13′	1905–2018	
153	Fr. Polynesia	Tahiti $\Rightarrow$ Pamatai (Papeete)	PPT	–17°34′	210°26′	1968–2017	
154	Madagascar	Antananarivo (Tananarive) Closed!	TAN	–18°55′	47°33′	1890–2007	
155	South Africa	Tsumeb	TSU	–19°12′	17°35′	1964–2019	2009, 2014
156	Australia	Charters Towers	CTA	–20°05′	146°16′	1984–2019	
157	Mauritius Iceland	Mauritius $\Rightarrow$ Plaisance	PLS	–20°26′	57°40′	1892–1971	X & Y–till 1966
158	<i>Argentina</i>	La Quiaca Closed!	LQA	–22°06′	294°24′	1920–1992	Z–till 1983
159	Australia	Learmonth	LRM	–22°13′	114°06′	1987–2019	
160	Brazil	Rio De Janeiro $\Rightarrow$ Vassouras	VSS	–22°24′	316°21′	1899–2019	1907–1914
161	Australia	Alice Springs	ASP	–23°46′	133°53′	1992–2019	
162	South Africa	Hartebeesthoek	HBK	–25°53′	27°42′	1973–2019	
163	Mozambique	Maputo (Lourenco Marques)	LMM	–25°55′	32°35′	1957–2019	1990–1994
164	Argentina	Pilar	PIL	–31°40′	296°07′	1905–2019	2002–2004; 2008–2011
165	Australia	Watheroo $\Rightarrow$ Gnangara	GNA	–31°47′	115°57′	1919–2012	
166	South Africa	Cape Town $\Rightarrow$ Hermanus	HER	–34°25′	19°14′	1932–2019	
167	Argentina	Las Acacias	LAS	–35°00′	302°19′	1961–2018	X, Y & Z–till 1996, F–98–2000
168	Australia	Melbourne $\Rightarrow$ Toolangi $\Rightarrow$ Canberra	CNB	–35°19′	149°22′	1915–2019	

Таблица 1. Окончание

№	Страна	Обсерватории	Код	Широта	Долгота	Период	Пробелы
169	French Southern & Antarctic Lands	Amsterdam Island (Martin De Vivies)	AMS	–37°48′	77°34′	1981–2013	2010–2011
170	Argentina	Trelew	TRW	–43°16′	294°37′	1957–2018	2012
171	New Zealand	Christchurch ⇒ Amberley ⇒ ⇒ Eyrewell	EYR	–43°24′	172°24′	1902–2019	
172	Antarctica	Port Alfred (Crozet)	CZT	–46°26′	51°52′	1974–2015	2010
173	Antarctica	Port-aux-Francais (Kerguelen)	PAF	–49°21′	70°16′	1957–2013	
174	U.K.	Port Stanley (Falkland Islands)	PST	–51°42′	302°06′	1994–2018	
175	Australia	Macquarie Island	MCQ	–54°30′	158°57′	1948–2019	
176	Argentina	Orcadas del Sur (Laurie Island)	ORC	–60°44′	315°13′	1929–2001	1963–1998
177	Spain	Livingston Island	LIV	–62°40′	299°36′	1997–2020	
178	U.K.	Argentine Islands (Faraday)	AIA	–65°15′	295°45′	1957–2017	
179	Australia	Casey	CSY	–66°17′	110°32′	1978–2019	2006; 2009–2010; Z: 1984
180	Russia	Mirny	MIR	–66°33′	93°01′	1956–2016	
181	Antarctica	Dumont d’Urville	DRV	–66°40′	140°01′	1957–2013	2012
182	Australia	Mawson	MAW	–67°36′	62°53′	1955–2019	
183	Russia	Molodezhnaya	MOL	–67°40′	45°51′	1965–1998	
184	Japan	Syowa Station	SYO	–69°00′	39°35′	1958–2019	
185	Germany	Neumayer Station	VNA	–70°39′	351°45′	1993–2019	2006
186	Russia	Novolazarevskaya	NVL	–70°46′	11°49′	1961–2016	1988–2002; 2010–2011
187	Antarctica	Terra Nova Bay	TNB	–74°41′	164°07′	1987–2016	2007
188	New Zealand	Scott Base	SBA	–77°51′	166°47′	1957–2018	1961–1963
189	Russia	Vostok	VOS	–78°27′	106°52′	1958–2019	

решением по методу наименьших квадратов следующего набора уравнений:

$$\begin{aligned}
 (\ddot{X}_i)_j &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left((\ddot{g}_n^m)_j \cos m\lambda_i + (\dot{h}_n^m)_j \sin m\lambda_i \right) \times \\
 &\quad \times \frac{dP_n^m(\cos \theta_i)}{d\theta_i}, \\
 (\ddot{Y}_i)_j &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left((\ddot{g}_n^m)_j \sin m\lambda_i - (\dot{h}_n^m)_j \cos m\lambda_i \right) \times \\
 &\quad \times \frac{mP_n^m(\cos \theta_i)}{\sin \theta_i}, \\
 (\ddot{Z}_i)_j &= -\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left((\ddot{g}_n^m)_j \cos m\lambda_i + (\dot{h}_n^m)_j \sin m\lambda_i \right) \times \\
 &\quad \times (n+1)P_n^m(\cos \theta_i),
 \end{aligned} \quad (2)$$

где λ_i – долгота; $\theta_i = 90^\circ - \varphi_i$ – ко-широта точки i -той геомагнитной обсерватории; $P_n^m(\cos \theta)$ – присоединенные полиномы Лежандра в нормировке Шмидта; $\ddot{g}_n^m(t) \equiv (\ddot{g}_n^m)_j$, $\dot{h}_n^m(t) \equiv (\dot{h}_n^m)_j$ – составляют искомый набор коэффициентов по разложению в сферический гармонический ряд на эпоху j ; n – степень; m – порядок модели; N – число используемых пространственных гармоник, определяемое качеством и количеством исходных данных, а также степенью их пространственной однородности.

Наши возможности по построению моделей высокой степени ограничиваются в основном неравномерностью распределения магнитных обсерваторий, предоставляющих серии данных для настоящего анализа и наличием в данных высокочастотного шума, связанного с вариациями

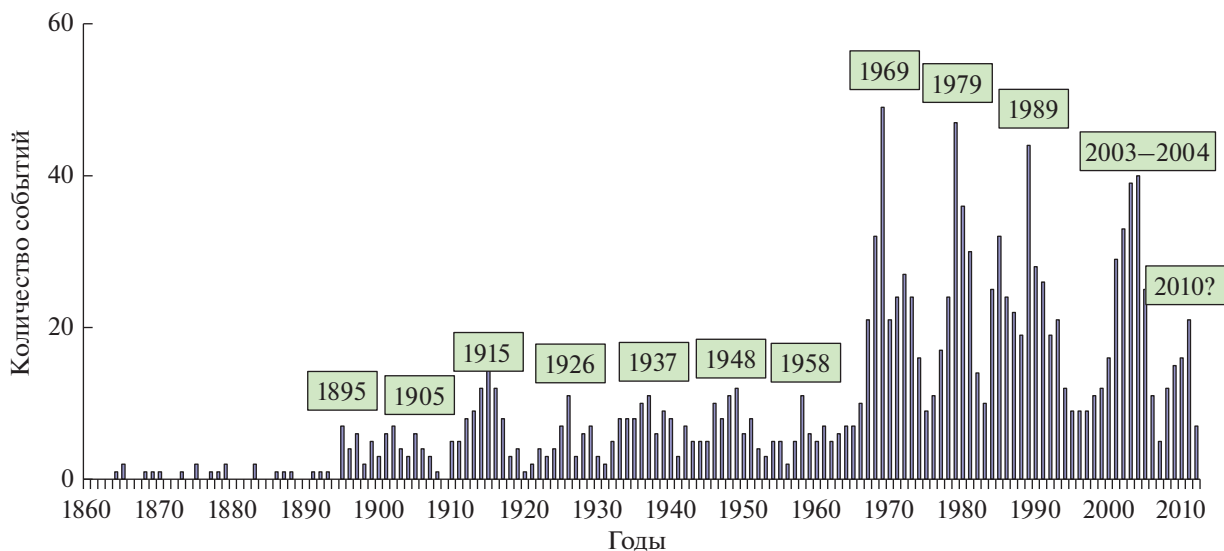


Рис. 2. Гистограмма встречаемости виртуальных джерков по годам, выявленных во временных сериях вековых вариаций, представленных по всем трем X , Y и Z геомагнитным элементам.

внешних источников и индуцированным ими полем вариаций. Важны также проблемы, связанные с полем земной коры, которое также может проявить вариации с характерным временем в несколько лет; ухудшение качества данных в результате переносов, а также обнаруженный факт наличия случайного шума, свойственного некоторым обсерваториям в ранние периоды их действия. Количество искомых коэффициентов разложения поля в сферический гармонический ряд l , зависит от длины числа используемых сферических гармоник как $l = N(N + 2)$ ($\dot{h}_n^m \equiv 0$ при $m = 0$) и определяет число нормальных уравнений, сформированных из переопределенной системы условных уравнений, составленных по (2). Устойчивость решения, его точность при решении системы условных уравнений методом наименьших квадратов определяются степенью переопределенности решаемой системы условных уравнений. Установлено, что качественно и количественно точные результаты сферического гармонического моделирования исследуемого поля ускорений достигается при переопределении не менее 4–5 раз. Обеспеченность установленного переопределения, в зависимости от количества исходных значений постоянных ускорений определяется отношением

$$\frac{K_j}{l} \equiv ((k_x)_j + (k_y)_j + (k_z)_j) / l,$$

где $(k_x)_j$, $(k_y)_j$ и $(k_z)_j$ являются количеством исходных значений ускорений по X , Y и Z геомагнитным элементам соответственно. Если обозначить через k_j количество обсерваторий, покрывающих сериями данных эпоху j , то в нашем случае $(k_x)_j + (k_y)_j + (k_z)_j \leq 3k_j$ ввиду того, что иногда,

из-за плохого качества серий данных наблюдений, или короткости временного ряда вековых вариаций не удастся обеспечить статистически значимую линейную аппроксимацию серий данных с последующим определением на данную эпоху постоянного значения геомагнитного ускорения.

Скудность данных обсерваторских наблюдений в период до второй половины 20-го века заполняется экстраполированием значений ускорений, исходя из того, что джерки в региональном масштабе, в основном, разделены друг от друга несколькими десятилетиями (рис. 1). Благодаря этому совместный анализ значений исходных ускорений с полученными значениями по уточняемым моделям для данного периода, позволил экстраполировать первые на предшествующие и/или последующие периоды моделирования повторением начальных и конечных значений ускорений по данной серии наблюдений, ограниченных во времени. Процесс экстраполяции значений ускорений был прерван с появлением нового модельного значения, отличающегося по знаку от рассматриваемого значения, ввиду появления нового джерка, ограничивающего период постоянства данного — крайнего по этой серии, значения поля ускорений. Аналогично, была проведена интерполяция на эпохи, не покрытые серией значений вековых вариаций из-за наличия пробелов в данных наблюдений из-за переноса обсерваторий и т.п.

Использование экстра- и интерполированных значений поля ускорений, в числе исходных, в итерационном процессе генерации нового набора коэффициентов Гаусса (2), позволило в некоторой степени устранить проблему простран-

Таблица 2. Некоторые статистические характеристики по оценке точности построенных сферических гармонических моделей глобального кусочно-постоянного поля вековых геомагнитных ускорений

Центральные эпохи (j)	K_j	k_j	D_j , нТл/год ²	d_j , нТл/год ²	d_j/D_j , %
1898	56(24)	119(32)	2.04	0.56	27.22
1909	66(23)	146(29)	2.11	0.58	27.39
1920	96(49)	203(66)	1.67	0.52	31.32
1931	103(47)	229(74)	1.74	0.53	30.58
1943	117(53)	278(92)	1.49	0.47	31.34
1953	138(50)	346(90)	1.65	0.50	30.36
1963	141(13)	363(18)	1.65	0.51	30.58
1975	167(15)	462(19)	2.27	0.59	26.11
1983	175(13)	484(22)	1.90	0.60	31.32
1997	175(16)	483(33)	1.81	0.56	31.05
2007	156(20)	416(23)	1.72	0.52	30.16

ственной неоднородности данных обсерваторских наблюдений, повысив точность моделей по описанию пространственных структур поля ускорений в период первой половины 20-го столетия. Для более поздних эпох экстраполированные данные позволили точнее оценить региональные особенности вариаций дополнением когерентных данных из точек близлежащих обсерваторий.

Результаты по количеству данных из разных точек земной поверхности, обеспечивающих модели на все периоды моделирования, указанные их центральными эпохами, представлены в соответствующих колонках табл. 2, где K_j – суммарное количество обсерваторий, снабжающих данными на соответствующие центральные эпохи; k_j – количество предоставляемых ими исходные значения поля ускорений. Цифры, указанные в скобках показывают количество экстраполированных значений в соответствующих величинах.

Из представленной табл. 2 видно, что количество магнитных обсерваторий, обеспечивающих данными период конца 19-го–начала 20-го вв., не превышает 56 (32 обсерватории обеспечивают данными прямых наблюдений, а в 24-и точках обеспечиваются экстраполированные значения вековых ускорений). При этом их расположение на поверхности Земли крайне неравномерное, в южном полушарии действует лишь несколько обсерваторий. Если учитывать также, что обсерваторские данные за этот период не отличаются высокой точностью в основном из-за низкого качества применяемой магнитометрической аппаратуры, становится очевидным, что необходимое переопределение системы уравнений сферического гармонического анализа можно обеспечить ограничением длины ряда до четвертой пространственной гармоники, подразумевающей использование 24-х коэффициентов разложения.

Со второй половины 20-го столетия, особенно после МГГ–1957, с увеличением количества действующих магнитных обсерваторий, сеть становится более равномерной, а качество предоставляемых ими данных – высокой. Появляется возможность для построения моделей степени, существенно превышающей четыре. Однако, для обеспечения однородной точности представления поля ускорений для всего периода исследований, было принято решение построить модели с точностью до 4-х пространственных гармоник и на более поздние эпохи. Разумность такого подхода обосновывается еще и тем, что мелкомасштабные структуры, появляющиеся при привлечении гармоник высокой степени, трудно идентифицировать как вариации поля, генерированные в жидком ядре Земли [Симонян и др., 2004]. Радиус распространения сигнала, или характерные линейные размеры структур поля – $2\pi R_e/N$, при $N = 4$ составляют величину порядка 10^4 км, что является представительным при описании поля вариаций, источником которых являются магнитогеодинамические процессы, протекающие в приповерхностных слоях жидкого ядра Земли.

Наборы сферических гармонических коэффициентов, представляющих модели глобального кусочно-постоянного поля геомагнитных ускорений за исследуемый период, построенные по результирующим наборам данных с точностью $n = m = 4$, представлены в табл. 3. Центральные эпохи периодов действия отдельных стационарных режимов генерации вековых вариаций, к которым приурочены модели, указаны сверху соответствующих столбиков по коэффициентам Гаусса.

Расчет модельных значений вековых ускорений в точках магнитных обсерваторий позволяет количественно оценить погрешность построенных сферических гармонических моделей путем

Таблица 3. Наборы сферических гармонических коэффициентов, моделирующих глобальное кусочно-постоянное поле геомагнитных ускорений за исследуемый период времени

	1898	1909	1920	1931	1943	1953	1963	1975	1983	1997	2007
g_1^0	1.42	0.72	−0.81	−1.02	−0.18	0.98	0.87	−0.26	−0.13	−0.43	−0.16
g_1^1	−0.10	−0.59	0.56	−0.11	0.52	0.16	0.31	0.02	0.16	0.09	0.56
g_2^0	1.24	1.09	−0.37	−0.56	−0.24	−0.19	−0.13	0.86	0.45	0.16	0.28
g_2^1	0.21	−0.10	0.09	−0.41	0.26	0.00	0.03	0.42	−0.14	−0.51	−0.22
g_2^2	0.26	−0.50	−1.24	−0.64	−0.57	0.33	0.02	0.12	−0.72	−0.07	0.37
g_3^0	−0.42	0.08	0.00	0.01	−0.17	−0.51	−0.37	0.55	0.37	−0.34	0.27
g_3^1	−0.62	−0.29	−0.09	0.04	−0.06	0.00	−0.08	0.40	0.10	0.07	−0.09
g_3^2	0.47	0.51	0.15	0.43	0.06	−0.51	−0.49	0.00	0.03	−0.12	0.10
g_3^3	−0.28	−0.01	−0.44	−0.64	−0.23	−0.08	−0.09	0.25	−0.56	−0.17	−0.19
g_4^0	0.33	0.03	0.13	0.17	0.14	−0.14	−0.15	0.03	0.41	−0.31	0.17
g_4^1	0.42	−0.11	0.00	0.17	−0.30	−0.11	−0.18	−0.12	0.09	0.23	−0.19
g_4^2	−0.75	−0.69	0.18	0.06	0.41	−0.04	0.04	−0.44	0.14	−0.19	0.07
g_4^3	0.38	0.33	0.03	0.18	−0.10	−0.13	−0.12	−0.11	0.31	0.54	0.05
g_4^4	0.11	0.25	−0.20	0.19	−0.46	−0.11	0.06	−0.28	0.06	0.11	−0.05
h_1^1	0.02	−0.22	0.36	0.50	−0.54	−0.30	−0.57	−0.96	−0.02	−0.05	−0.84
h_2^1	0.03	−0.43	−0.31	−0.21	0.07	0.89	1.00	−0.66	−0.26	−0.55	−0.49
h_2^2	−0.47	−0.46	0.08	0.64	−0.68	0.03	−0.29	−0.50	0.99	−0.10	−0.16
h_3^1	−0.58	−0.05	0.13	0.44	0.17	−0.18	−0.05	−0.11	−0.01	0.03	0.21
h_3^2	0.72	−0.10	−0.16	0.00	0.24	−0.03	0.05	−0.10	0.06	−0.57	0.23
h_3^3	−0.66	−0.43	0.31	−0.12	0.86	−0.11	0.33	−0.02	−0.30	0.61	0.77
h_4^1	0.36	−0.20	−0.24	−0.29	0.35	0.32	0.27	−0.22	−0.31	0.00	−0.16
h_4^2	−0.33	−0.34	−0.17	0.01	0.41	−0.05	−0.01	0.07	−0.05	0.09	0.37
h_4^3	0.68	0.21	−0.12	−0.07	−0.21	−0.02	−0.12	0.15	0.11	0.28	−0.35
h_4^4	−0.32	−0.41	−0.32	−0.09	−0.05	0.34	0.18	0.05	−0.20	0.15	−0.29

анализа поля девиаций геомагнитных ускорений, полученных для каждой эпохи моделирования. Анализ показал, что в отдельных случаях различие между исходными и смоделированными значениями может достигать до 20% исходных. В этих случаях небольшими изменениями интервалов линейной аппроксимации определялись новые значения исходных ускорений, для которых деви-

ации составляли наименьшие величины, определяемые в основном точностью исходных рядов данных по вековым вариациям магнитного поля ядра Земли. В качестве численных оценок точности построенных моделей, использованы среднеквадратичные значения поля девиаций d , и их отношение к среднеквадратичным значениям исходных значений поля ускорений D , которые для

каждой j эпохи моделирования вычисляются по уравнениям:

$$D_j = \sqrt{\sum_{i=1}^{k_j} \ddot{u}_{i,j}^2 / k_j}, \quad d_j = \sqrt{\sum_{i=1}^{k_j} (\ddot{u}_{\text{obs}} - \ddot{u}_m)_{i,j}^2 / k_j}, \quad (3)$$

где индексами obs и m обозначены соответственно исходные и модельные значения ускорений (табл. 2).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Предпосылки

Анализ временно однородных серий вековых вариаций по X , Y и Z геомагнитным элементам, предоставленных сетью мировых магнитных обсерваторий, действующих за период с середины 30-х по 80-е годы прошлого столетия, позволил методом линейной аппроксимации выявить джерки, снимая представление об уникальности джерка 1969 года [Головков и Симонян, 1989; Golovkov et al., 1989]. Именно этим джерком, обнаруженным впервые по менее зашумленной внешними вариациями Y компоненте, как резкое $\vee$ -образное изменение в тренде вековых вариаций, в основном из-за его появления на территории Европы, покрытой густой сетью высококачественных обсерваторий, было положено начало изучения феномена джерков. Накопление регулярных данных обсерваторских наблюдений с течением времени позволило выявить и джерк конца 1970-х годов [Головков и Симонян, 1991]. Применение метода естественных ортогональных составляющих к остаточным, относительно сглаженным сериям вековых вариаций, позволило определить точную морфологию джерка, количественно оценить амплитудно-временную характеристику его резкой части и выделить из высокочастотной области спектра вековых вариаций быстротечное явление джерка из вариаций внешних источников [Головков и др., 1992]. Была доказана достоверность и целесообразность применения кусочно-линейной модели для представления временных рядов вековых вариаций магнитного поля Земли. Построение сферических гармонических моделей глобального поля кусочно-постоянных геомагнитных ускорений для периодов до, и после появления джерков, отражали пятнистую структуру поля ускорений в виде знакопеременных фокусов крупно-региональных размеров, характерных для вариаций поля внутренних источников. Важно, что при этом не было обнаружено ложных океанических фокусов [Головков и др., 1989; Golovkov et al., 1989]. Полученные модели поля ускорений позволили построить и модели джерков, позволившие выявить, что, несмотря на морфологические особенности поля изученных джерков, они все имеют общую природу генерации, и что их ис-

точником являются гидродинамические течения, сформированные на поверхности жидкого ядра Земли [Golovkov et al., 2003; Simonyan and Shahparonyan, 2004]. Отработанная методика выявления и изучения джерков позволила расширить временной интервал исследований и выявить явления джерков за период первой половины 20-го века, покрытый редкой сетью данных магнитных обсерваторий. Соответственно выявлено, что модели джерков за период первой половины века не выделяются высокой точностью в отличие от моделей периода второй половины века. Достигнутые качественные результаты позволили выявить, что за период 20-го столетия поле ускорений главного магнитного поля Земли с достаточной степенью точности во временном масштабе является кусочно-постоянным, с резкими переходами в эпохи появления джерков от одного постоянного уровня значений в другое. Это позволило выдвинуть гипотезу о том, что высокочастотные вековые вариации магнитного поля ядра Земли формируются джерками, появляющимися в регионах через несколько десятков лет (от 10 до 40–60) в результате резких изменений в квази-стационарном процессе развития магнитогидродинамических течений в приповерхностных слоях жидкого ядра [Симонян, 2006; Simonyan, 2017].

3.2. Развитие

Построение усовершенствованных, количественно уточненных моделей, с применением единой методики изучения вариаций земного магнитного поля в период более 100-лет, и джерков, как явлений, проявляющих смену режимов квази-стационарного процесса эволюции поля, нацелено на уточнение их морфологических и временных характеристик, определение степени глобальности отдельных джерков и сравнение их интенсивности между собой. Создание точных сферических гармонических моделей временных вариаций геомагнитного поля, представленных с точностью вторых временных производных, создает надежную базу для решения обратной кинематической задачи гидромагнитного динамо с определением пространственных и динамических характеристик течений, сформированных на поверхности внешнего ядра Земли. При этом стационарность магнитогидродинамических процессов, подразумеваемая в рамках предлагаемой модели представления изменчивости поля ядра, может сыграть решающую роль в решении проблемы о единственности результатов обратной задачи по определению поверхностных течений жидкого вещества ядра Земли [Backus, 1983; Voorhies and Nishiham, 1994].

Построенные пространственные сферические гармонические модели глобального поля кусочно-постоянных геомагнитных ускорений были

использованы для их дополнения и усовершенствования так, чтобы они наиболее однородно и точно отражали пространственные и временные особенности изменчивости главного магнитного поля в расширенном периоде времени, покрытом регулярными данными наблюдений мировой сети магнитных обсерваторий.

При точном определении $\Delta I_i(j)$ — интервала линейной аппроксимации, дисперсия аппроксимации и, следовательно, точность определяемого постоянного значения геомагнитного ускорения (1), зависит в основном от качества, т.е. степени зашумленности исследуемых временных рядов по вековым геомагнитным вариациям.

Зашумленность данных наблюдений, равно как и факт неравномерного распределения обсерваторий на земной поверхности, их острая нехватка в южном полушарии и в акваториях океанов, приводит к понижению точности моделей, построенных для ранних эпох прошлого столетия. Но в целом анализ остаточного поля ускорений показывает, что дисперсия моделей в основном растет из-за относительно больших значений поля девиаций (достигающих 20–30% исходных значений поля ускорений) по сериям высокоширотных обсерваторий, или обсерваторий, не выделяющихся высоким качеством. При этом для большинства серий из среднеширотных, высокоточных обсерваторий, отклонения между исходными и модельными значениями не превышают 10% исходных значений поля ускорений. Совместный анализ исходных и модельных значений, полученных для всего, более чем столетнего периода исследований с начала 20-го века, показал важность ограничения соответствия результатов линейной аппроксимации со значениями, полученными по сферическим гармоническим моделям в точках обсерваторий. Обеспечение согласованности этих результатов позволило решить вопрос о включении, или исключении некоторых джеркообразных явлений небольших амплитуд. В результате достигнута более высокая точность моделей ускорений, равно как и результатов по выявлению частоты повторяемости джерков во времени (рис. 2).

Из табл. 2 видно, что значения дисперсии поля девиаций на разные эпохи моделирования существенным образом не отличаются друг от друга, составляя не более 32% соответствующих величин, определенных по исходным значениям поля. Если учитывать также, что анализируемое поле девиаций лишь в небольшом количестве случаев — в основном по сериям, предоставленным высокоширотными и южными обсерваториями, не превышает десятки доли нТл/год², то можно оценить, что точность моделей нынешней генерации, непрерывных в периоде более ста лет, кро-

ме однородности, является также достаточно высокой.

Надо отметить, что минимальные значения отношения дисперсий, полученных для моделей на центральные эпохи 1898 г., 1909 г. и 1975 г., скорее связаны с высоким уровнем значений поля ускорений (D_j в табл. 2) в соответствующие периоды стационарного развития поля, нежели с относительно высокой точностью моделей, построенных для соответствующих периодов.

Построение квази-энергетических спектров моделей по пространственным гармоникам [Lowe, 1966] по формуле $W_n = (n+1) \sum_{m=0}^n [(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]$,

показывает их сходящийся характер с преобладанием не-дипольных гармоник второй–третьей степени, свойственным высокочастотным вековым вариациям поля ядра (рис. 3). Некоторое отклонение от этой закономерности представляют спектры моделей за периоды конца 19-го и начала 20-го вв., а также на эпоху 1943 г. Если в первом случае усиленное влияние гармоник высоких степеней может быть связано с относительно невысокой точностью пространственного представления поля вариаций за соответствующий период, то во втором случае это, вероятно связано с относительно мелкомасштабным характером пространственных структур поля ускорений [см. также Golovkov et al., 2003].

Глобальное кусочно-постоянное поле геомагнитных ускорений на центральные эпохи периодов, характерных для отдельных режимов стационарного развития поля вековых геомагнитных вариаций, на рис. 4 представлено по вертикальной Z-составляющей, направленной к центру Земли. Здесь же представлена соответствующая сеть магнитных обсерваторий, снабжающих сериями исходных значений ускорений за периоды, соответствующие представленным картам. Светлыми треугольниками представлены обсерватории, обеспечивающие экстраполированными значениями ускорений на данную центральную эпоху.

Из рисунка 4 видно, что карта поля за период конца 19-го, начала 20-го вв. выделяется в основном неподтвержденным по данным наблюдений сильным океаническим фокусом с центром на юге Африки, простирающимся вплоть до Антарктики. Другой фокус более умеренных значений, появляющийся в средних южных широтах западной части Тихого океана, тоже не обеспечен данными наблюдений в центральной части фокуса. Однако, небольшие значения поля, появляющиеся во внешней части фокуса, достаточно хорошо согласуются со значениями, полученными в результате экстраполяции исходных данных в точках обсерваторий, оперирующих в данном регионе позднее. При этом мощность фокусов, появляющихся в остальных регионах мира, обеспеченных

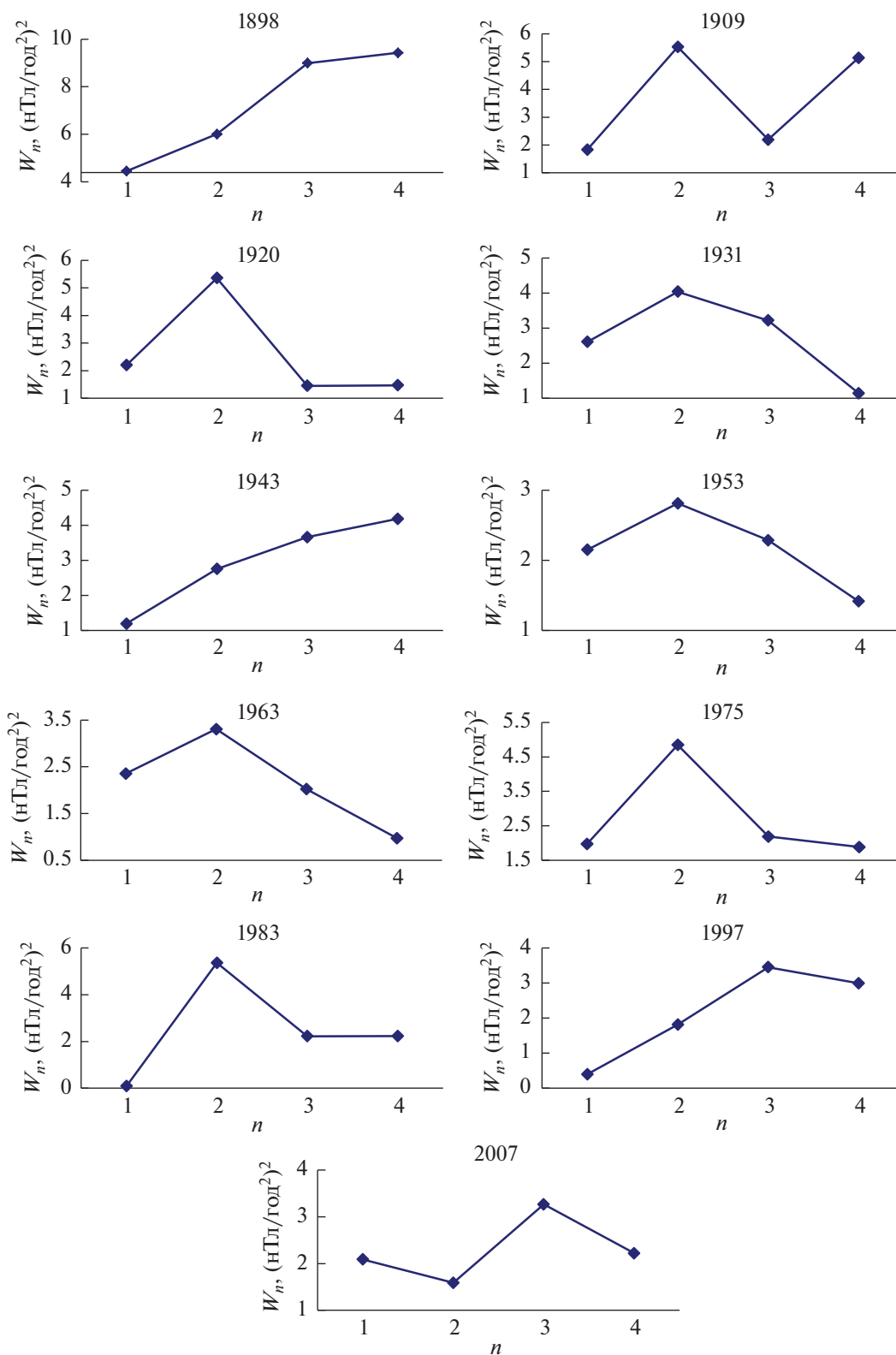


Рис. 3. Квази-энергетические спектры по пространственным гармоникам (n) сферических гармонических моделей глобального кусочно-постоянного поля ускорений вековой изменчивости магнитного поля ядра Земли.

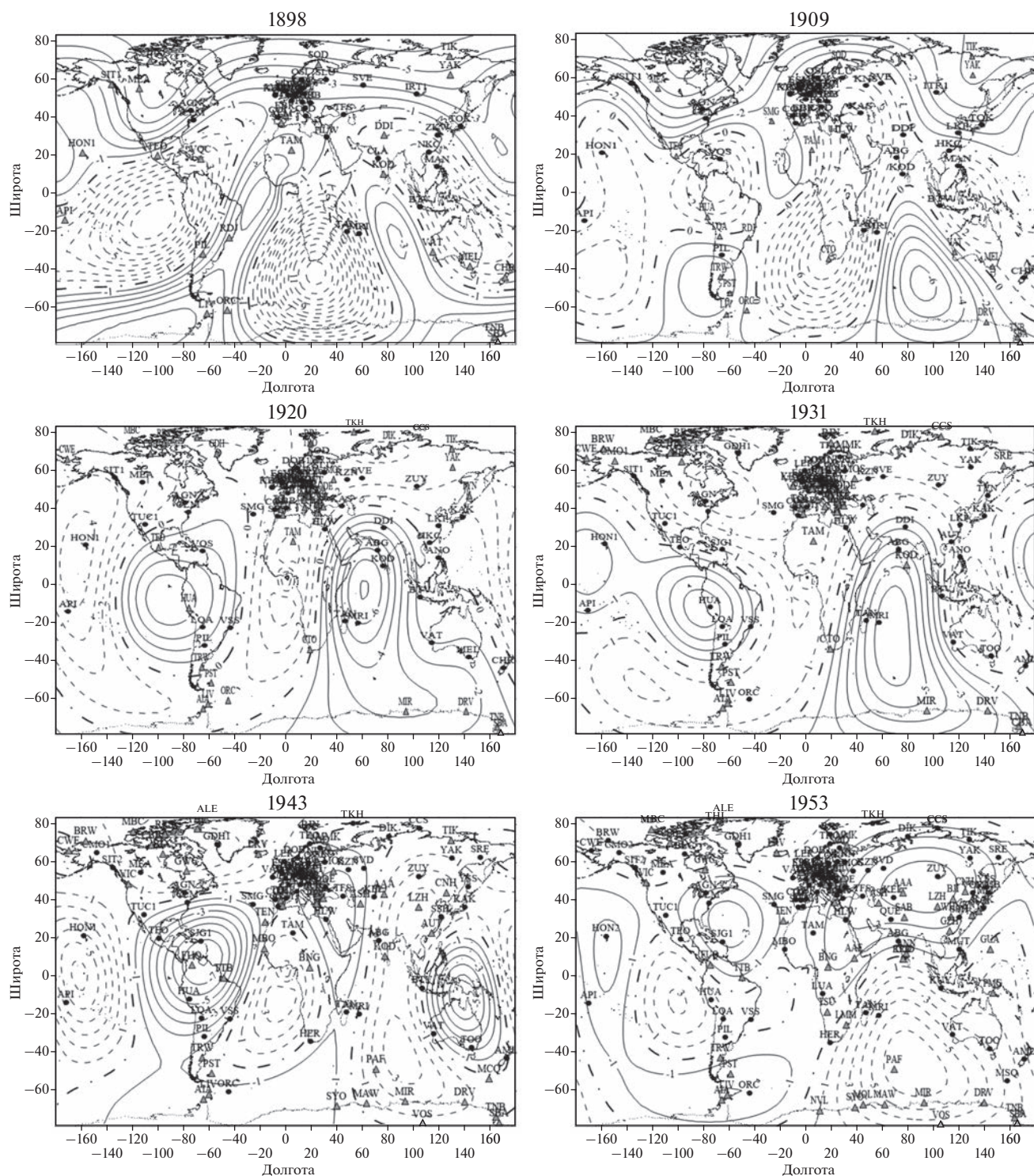


Рис. 4. Карты вертикальной Z-составляющей глобального кусочно-постоянного поля ускорений вековой изменяемости главного магнитного поля Земли, представленные на центральные эпохи (см. наверху соответствующих карт) каждого периода стационарности, а также сеть обсерваторий, обеспечивающих исходными данными на соответствующие центральные эпохи. Треугольниками показаны обсерватории, обеспечивающие соответствующую центральную эпоху экстраполированными значениями ускорений.

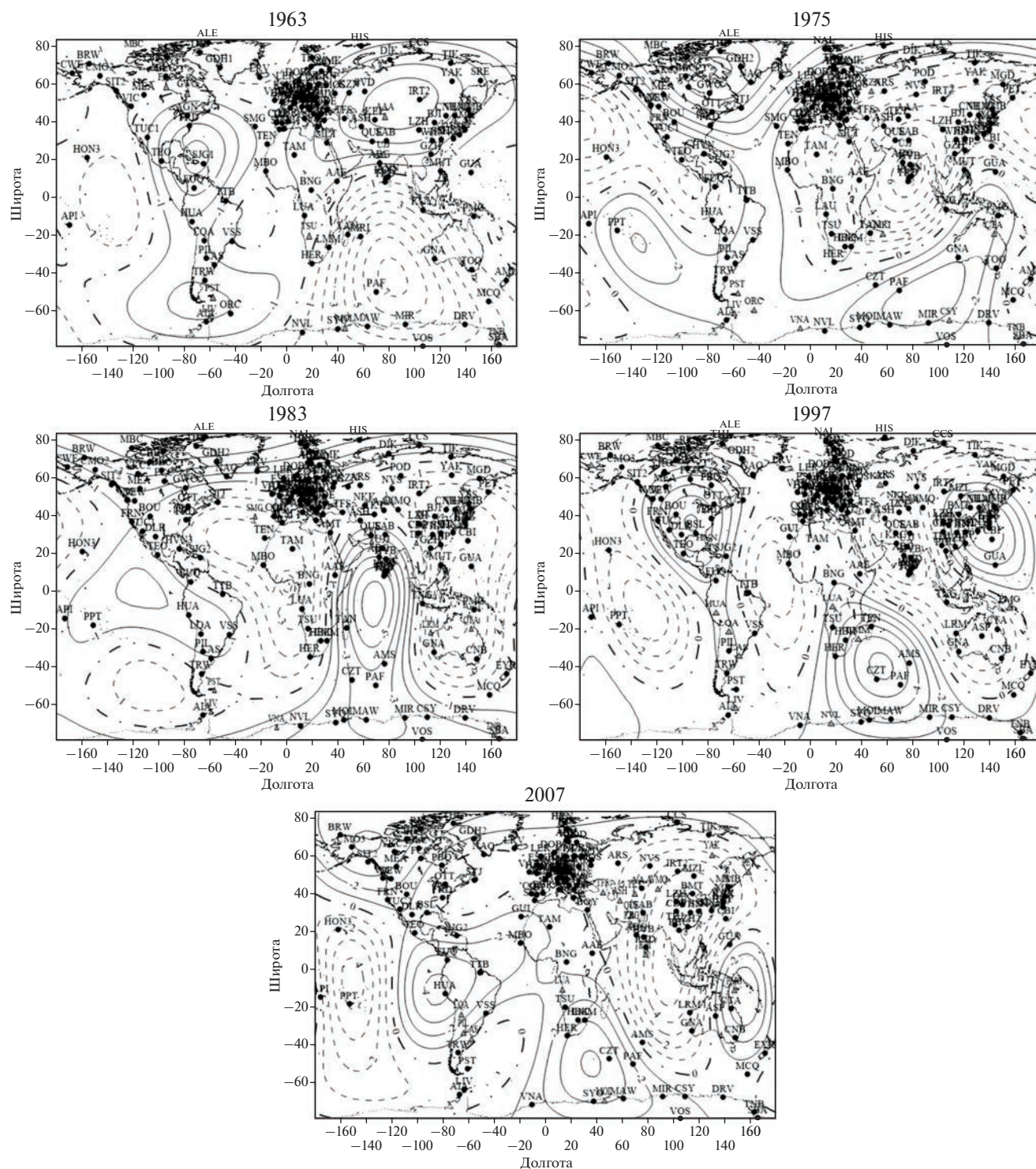


Рис. 4. Окончание.

данными прямых наблюдений, является весьма умеренной, а полученные значения хорошо согласуются с данными наблюдений. Доказательством этому служат результаты анализа остаточного поля девиаций и низкое значение отношения дисперсий, полученных для модели за данный период (табл. 3).

Карта на центральную эпоху 1909 г., обеспеченная данными более равномерной сети магнитных обсерваторий, благодаря экстраполированным данным территорий Антарктики, Австралии, Южной Америки, а также обсерватории Кейптаун на юге Африки, отличается разумными значениями фокусов. Рассматривая эту карту легко обнару-

жить, что на ней не появляются аномально сильные фокусы, и полученные значения в фокусах хорошо подкреплены значениями, полученными из серий данных прямых наблюдений. При этом сильный тихоокеанский фокус исчезает, распадаясь на две пятнистые структуры с небольшими значениями ускорений, хорошо согласующихся с данными наблюдений, доступными для данного региона. Арабско-Атлантический фокус проявляет более точные значения в его центральной части, благодаря появлению исходных данных обсерватории Кейптаун. Распространяясь на север, этот фокус охватывает территории, в достаточной степени обеспеченные данными обсерваторских наблюдений за данный период, которыми и подтверждаются смоделированные значения ускорений, появляющиеся на этой карте по данному региону. Низкое значение дисперсионного отношения, основанного на более плотной сети магнитных обсерваторий, свидетельствует о предсказательности модели, построенной для периода с центральной эпохой 1909 г.

Начиная с периода, представленного центральной эпохой 1920 г. проблема нехватки данных для всей поверхности Земли начинает устраняться, благодаря появлению прямых и экстраполированных значений ускорений по сгущающейся сети мировых магнитных обсерваторий. Фокусы, обнаруживающиеся в средних широтах по карте на 1920 г., хорошо покрыты данными прямых наблюдений, тогда как в высоких северных и южных широтах превалируют экстраполированные значения исходного поля ускорений. Ими и достигается точность этой модели, существенным образом не отличающаяся от точности моделей на последующие центральные эпохи, покрытые более точными данными сравнительно равномерной сети магнитных обсерваторий. Ввиду этого можно заключить, что почти повсеместное изменение знака ускорений, наблюдаемое на этой карте по сравнению с картой на предыдущую эпоху, связано, по-видимому, с мощным характером джерка 1915 года.

Значения ускорений меняются в знаке только на ограниченной территории поверхности Земли при сравнении карты на 1920 г. с картой на следующую центральную эпоху 1931 г. При этом легко обнаружить изменение структуры поля вариаций, сопровождаемое изменением знака ускорений на ограниченной территории центральной части Тихого океана, обеспеченной длинными сериями данных обсерваторий Апия и Гонолулу.

Сравнивая карту на центральную эпоху 1943 г. с настоящей картой на 1931 г. выявляется, что изменение значений ускорений сопровождается изменением знака почти на всей территории Восточного полушария, и в тихоокеанском регионе Западного полушария. На территории Аме-

риканского континента знаки в основном не меняются в области высоких широт Северной Америки и в средних южных широтах Южной Америки. Однако структура поля в этом регионе, особенно в области Южно-Атлантической геомагнитной аномалии, испытывает существенные изменения ускорений. Следует отметить, что на этой карте тоже не обнаруживаются мелкомасштабные структуры в вековой изменчивости земного магнитного поля. Все обнаруженные фокусы имеют пространственные размеры, характерные вариациям внутриземного происхождения. При этом по своей интенсивности выделяются австралийский, тихоокеанический и южноамериканский фокусы, значения которых хорошо согласуются с данными наблюдений обсерваторий из этого региона.

На карте по модели на центральную эпоху 1953 г., квази-постоянное поле вековых геомагнитных ускорений носит гладкий характер. Вся территория Западного полушария охвачена фокусами слабой интенсивности, и соответственно, относительно мелких пространственных размеров. Фокусы на территории Восточного полушария, наоборот, имеют значимую интенсивность и соответственно, охватывают большие территории. Все Восточное полушарие охвачено двумя обратного знака фокусами. По сравнению с картой на предыдущую центральную эпоху выявляется почти повсеместное изменение знака значений поля ускорений, свидетельствующее об интенсивном характере джерка конца 40-х годов прошлого столетия, датированное в этой работе 1948 годом.

За следующий период моделирования глобального поля постоянных вековых ускорений с центральной эпохой 1963 г., упомянутые большие фокусы Восточного полушария сохраняются, наблюдаются лишь небольшие изменения в их пространственном распределении. Небольшие по интенсивности и по пространственному простиранию фокусы в средних широтах Западного полушария, наоборот, испытывают сильные изменения: положительный тихоокеанический фокус у западных берегов Южной Америки практически распадается, уступая увеличенному по пространственному размеру отрицательному фокусу, а вместо отрицательного фокуса в центральной части Тихого океана появляется фокус положительных значений ускорений. Благодаря появлению достаточного количества обсерваторий в Канаде и Антарктиде, в частности, эта карта выделяется от предыдущих практически полным обеспечением земной поверхности данными обсерваторских наблюдений.

Структура поля сильно меняется при сравнении карты на 1963 г. с картой на следующую центральную эпоху 1975 г.: два фокуса Восточного полушария сливаются, образуя сильный положи-

тельный фокус с центром на юге Индийского полуострова, а черты отрицательного евроазиатского фокуса сохраняются лишь в области высоких широт. Интенсивный положительный фокус в области восточной Антарктики в этом периоде заменяется отрицательной структурой поля, расширяющей регион охвата отрицательного фокуса, простирающегося с низких и средних широт Южного полушария вплоть до восточной части Антарктики за исключением территории Африки, охваченной основной структурой большого положительного фокуса, простирающегося по территории Азии и Индийского океана. При этом положительный фокус в высоких северных широтах Американского континента и Гренландии заменяется сильным отрицательным фокусом, меняя всю структуру поля на этой части земной поверхности. Высокий уровень значений поля ускорений за этот период наряду с существенными изменениями их значений, вплоть до изменения знака относительно значений за предыдущий период, также как и множество качественных магнитных обсерваторий, способствовали раннему обнаружению и всестороннему изучению явления джерка 1969 года.

Сильные изменения поля вековых ускорений, сопровождающиеся изменением положительных значений ускорений на отрицательные и наоборот, легко обнаружить при сравнении карты на эпоху 1983 г. с предыдущей картой на 1975 г. Изменение знака значений ускорений наблюдается почти по всей территории земной поверхности, за исключением области высоких северных широт. Отрицательные значения с центром фокуса между Канадой и Гренландией с севера сливаются с существующей отрицательной структурой, охватывающей всю область Арктики, а с юга — с вновь образованным слабым фокусом с центром в низких широтах Тихого океана. Таким образом, наблюдающиеся почти повсеместные изменения значений поля ускорений в целом свидетельствуют о мощном характере джерка конца 1970-х гг. с максимумом на гистограмме, соответствующим на 1979 г. (рис. 2).

Отрицательный фокус, охватывающий территорию высоких северных широт за предыдущие два периода, заменяется положительным в период с центральной эпохой 1997 г. В то же время наблюдаются интенсивные изменения поля ускорений и по остальной части территории Земли. Не меняются знаком только положительный и отрицательный фокусы, покрывающие территории Австралии и восточной Антарктиды соответственно. Одновременно австралийский фокус оказывается заметно ослабленным, примыкая к большому положительному фокусу со структурой, появившейся на месте отрицательного Индийского фокуса, который за последний 30-и летний период выделяется сильной изменчивостью,

сопровождающейся изменением знака от одной центральной эпохи к следующей. В результате отрицательный фокус с центром в Индийском океане оказывается смещенным к средним и высоким южным широтам, хорошо обеспеченным данными наблюдений за рассмотренный период. Если учитывать, что при этом существенно — вплоть до изменения знака ускорений, меняется структура поля, охватывающая территорию Африканского континента, а также появление нового отрицательного фокуса на территории Восточной Азии, то можно сказать, что вся территория Восточного полушария за этот период оказывается охваченной сильными изменениями поля. Существенные изменения происходят и в Западном полушарии: структуры положительного и отрицательного фокусов в Атлантическом океане и Америке, становятся более четкими и гладкими. На месте отрицательного фокуса в Тихом океане появляется хорошо обеспеченный данными наблюдений фокус относительно небольших положительных значений поля ускорений. В целом картина соответствует представлению о глобальном характере джерка 1989 года.

В течение периода начала 21-го века процесс распада положительных фокусов в областях Атлантической геомагнитной аномалии и Австралии, сформированных за период после джерка 1979 г., заканчивается с появлением в этих регионах отрицательных значений ускорений. Исчезает также положительный фокус в области высоких северных широт, уступая место расширяющемуся отрицательному фокусу. В результате существующий четкий Американский фокус распадается на два центра: северного центра, сосредоточенного в северо-западной части Америки и охватывающего всю высокоширотную область отрицательных значений ускорений, и Перуанско-Мексиканского центра, охватывающего низкоширотную область западного полушария от Тихого океана по Атлантическому океану до Африки. Структура поля сильно меняется и в Тихоокеанском регионе Восточного полушария. За счет усиления и распространения положительного Евроазиатского фокуса исчезает отрицательный фокус с центром в Китайско-Японском регионе. Одновременно, положительный фокус, охватывающий всю территорию Австралии за предыдущие два периода, за этот период пространственно ограничивается появившимся отрицательным фокусом, охватывающим восточную часть территории континента. В результате усиления восточноазиатского, и распада Атлантического положительных фокусов, отрицательный Антарктический фокус, сформированный в результате джерка 1969 г., за этот период оказывается смещенным на запад, и, примыкая к области отрицательных значений Перуанско-Мексиканского центра, образует огромную территорию, простирающуюся от

северо-запада Америки до центрально-восточной части Антарктики, покрытую отрицательными значениями поля ускорений. Положительный Тихоокеанский фокус, сформированный в результате джерка 1989 г., за этот период, не меняясь в знаке, испытывает структурные изменения.

Следует отметить, что ограниченность временных рядов за современный период иногда препятствует точному определению наклона тренда вековых вариаций, или значений поля ускорений, установившихся после джерка 2003 г., а также амплитудно-временных характеристик джерка второй декады 21-го века, проявившегося в более длинных сериях данных современных высококачественных обсерваторий. Ограничение периода линейной аппроксимации точным определением эпохи появления этого джерка, может привести к уточнению модели поля ускорений за период с центральной эпохой 2007 г., способствуя построению модели более высокой точности с возможно упрощенной структурой поля. Тем не менее, полученная картина поля не противоречит данным наблюдений и по среднестатистическим характеристикам эта модель не уступает по точности модели на предыдущие центральные эпохи.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлены джерки, как особые точки во временных сериях вековых вариаций, когда резко меняется направление присущего им линейного тренда, т.е. годы, когда постоянное ускорение геомагнитного поля испытывает скачок, меняя свой знак с положительного на отрицательный, или наоборот. Преимуществом метода линейной аппроксимации тренда вариаций являются небольшие значения дисперсии и малое количество искоемых параметров аппроксимации.

Годы появления джерков во временных сериях данных обсерваторских наблюдений оказываются разными как для обсерваторий из разных регионов мира, так и для разных геомагнитных элементов. Причиной этому могут быть относительно низкая точность линейной аппроксимации из-за влияния шумового сигнала равно также как латеральные неоднородности электрической проводимости среды проникновения и геометрические особенности траектории появившегося на поверхности Земли сигнала локального источника на поверхности жидкого ядра.

Статистический анализ времени появления джерков в рядах значений геомагнитных элементов из всей поверхности Земли путем построения гистограммы по количеству обнаруженных джерков по годам, позволил выявить годы синхронных джерков или эпох появления глобальных джерков, соответствующих годам относительных максимумов, проявившихся на гистограмме. Вы-

явленные годы глобальных джерков позволили обнаружить их квази-десятилетнюю повторяемость. Годы, соответствующие минимальному количеству джерков выявленных по сериям данных, рассмотрены как центральные эпохи периодов установленных постоянных значений глобального поля ускорений вековой геомагнитной изменчивости, или режимов стационарного эволюционирования земного магнитного поля.

Таким образом, получено, что джерки, проявляющиеся в регионах через несколько десятков лет, в глобальном отношении имеют частоту повторяемости, равной около десяти годам. Следует подчеркнуть, что этому результату, полученному для исследованного нами столетнего периода с применением унифицированного метода обнаружения джерков, противоречат результаты некоторых современных работ, полученных применением развитых методов обработки пространственно однородных спутниковых данных, или их сочетаний с обсерваторскими данными, в которых частота повторяемости джерков составляет 2–5 лет (напр., Brown et al., 2013; Torta et al., 2015; Soloviev et al., 2017).

Сопоставительный анализ смоделированных значений поля ускорений с исходными значениями позволил экстраполировать некоторые из последних на смежные центральные эпохи. Их использование в итерационном процессе построения моделей следующей генерации в качестве исходных, способствовало улучшению обеспеченности построенных моделей данными наблюдений. В результате среднестатистическая точность полученных непрерывных пространственно-временных сферических гармонических моделей кусочно-постоянного поля ускорений, приуроченных к центральным эпохам стационарных режимов, установленных в течение исследуемого более чем столетнего периода, оказалась однородно высокой.

По схематическим картам, построенным на основе построенных сферических гармонических моделей, выявлены крупно-регионального масштаба фокусы положительных и отрицательных значений ускорений вековой геомагнитной изменчивости за столетний период времени, которые характерны для вариаций, генерированных в жидком ядре Земли. На основе качественного и количественного анализа выявленных структур поля с оценкой поля девиаций показана высокая степень согласованности смоделированных значений поля с исходными значениями. Погрешность моделей в виде океанических фокусов, не обеспеченных данными наблюдений, оказалась относительно высокой для моделей, покрывающих период конца 19-го—начала 20-го вв. В то же время выявленные за этот период структурные особенности поля в целом, существенным обра-

зом не отличаются от особенностей, выявленных по картам, основанным на моделях для более поздних периодов. Детальным анализом морфологических структур кусочно-постоянного поля геомагнитных ускорений, путем сравнения карт на соседние центральные эпохи, выявлены региональные особенности проявления джерков и степень их распространенности по поверхности Земли. Оказалось, что джерки 1925 и 1958 гг. выделяются относительно небольшими изменениями значений поля ускорений и ограниченностью территории их проявления на поверхности Земли. Выявлен аномально высокий уровень значений ускорений за период центральной эпохи 1975 г., с чем, по-видимому, связана относительно высокая интенсивность джерков 1969 и 1979 гг.

Сложная структура отрицательных значений поля ускорений, выявленных на карте на центральную эпоху 2007 г., может быть связана с ограниченностью современных временных рядов наблюдений. Ее достоверность так же, как и точное время появления джерка во втором десятилетии 21-го века, признаки которого обнаружены при нынешних исследованиях, требуют проверки и уточнения в процессе дальнейших исследований. Полученные уточненные модели, представляющие высокочастотную вековую изменчивость магнитного поля земного ядра с точностью вторых временных производных, будут использованы в развитии исследований по определению источников джерков в рамках теории гидромагнитного динамо Земли. Их вклад может оказаться существенным также в планированных комплексных исследованиях по выявлению возможной связи геомагнитных джерков с вариациями сопутствующих геофизических явлений планетарного масштаба, как вариации скорости суточного вращения Земли и ее сейсмичность.

В целом, обнаруженная высокая качественная и количественная точность пространственных моделей поля ускорений позволяет заключить о точности результатов по времени (в годах) и частоте проявления глобальных джерков, оцениваемой примерно десятью годами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы работы выражают свою признательность ст. н. с. Института геофизики и инженерной сейсмологии им. А.Г. Назарова Национальной академии наук Республики Армения М.Б. Мкртчян, за помощь, оказанную при редактировании текста работы и благодарны анонимным рецензентам работы за конструктивные и полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Государственного Комитета Науки при Мини-

стерстве Образования и Науки Республики Армения и Российского фонда фундаментальных исследований (Российская Федерация) в рамках совместной научной программы 18RF-096 и 18-55-05006 соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брагинский С.И. Магнитогидродинамические крутильные колебания в земном ядре и вариации длины суток. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 10. № 1. С. 3–12. 1970.
- Брагинский С.И., Фишман В. М. Экранирование магнитного поля в мантии при электропроводности, сосредоточенной вблизи границы с ядром. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 17. № 5. С. 907–915. 1977.
- Брагинский С.И. Аналитическое описание вековых вариаций геомагнитного поля и скорости вращения Земли. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 22. № 1. С. 115–122. 1982.
- Головкин В.П., Симонян А.О. Джерки в вековых геомагнитных вариациях на интервале 1930–1980 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 29. № 1. С. 164–167. 1989.
- Головкин В.П., Симонян А.О., Зверева Т.И. Глобальная структура ускорения вековых вариаций геомагнитного поля. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 29. № 3. С. 481–486. 1989.
- Головкин 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.
- Головкин В.П., Кожеева Г.М., Симонян А.О. О природе резких изменений геомагнитного векового хода в конце 70-х гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 32. № 6. С. 147–152. 1992.
- Калинин Ю.Д. Вековые геомагнитные вариации и изменения длины суток // Метрология и гидрология. № 3. С. 15–19. 1949.
- Орлов В.П. Вековой ход геомагнитного поля и его необычно резкие изменения // Тр. ИЗМИРАН СССР. Вып. 18(28). С. 77–87. 1961.
- Симонян А.О., Шахпаронян С.Р., Оганесян А.С. Моделирование земного магнитного поля с учетом существования геомагнитных джерков // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 6. С. 849–856. 2004.
- Симонян А.О., Головкин В.П. Пространственные особенности проявления западного дрейфа геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 6. С. 843–850. 2009.
<https://doi.org/10.1134/S0016793209060140>
- Симонян А.О. Высокочастотные вариации главного магнитного поля Земли. Palmarium Academic Publishing. Project#3710. ISBN: 978-3-659-72422-0, 390 с. 2017.
- Achache J., Courtillot V., Ducruix J., Le Mouél J.-L. The late 1960's impulse: further constraints on deep mantle conductivity // Phys. Earth Planet. Inter. V. 23. P. 72–75. 1980.
- Alexandrescu M., Gibert D.G., Hulot J.-L., Le Mouél, Saracco G. Detection of geomagnetic jerks using wavelet analysis // J. Geophys. Res. V. 100. P. 12.557–12.572. 1995.
- Backus G.E. Application of mantle filter theory to the geomagnetic jerk of 1969 // Geophys. J. R. Astron. Soc. V. 74. P. 713–746. 1983.

- *Braginsky S.I.* Short-period geomagnetic secular variation // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*. V. 30. P. 1–78. 1984.
- *Braginsky S.I.* Magnetic Rossby waves in the stratified ocean of the core, and topographic core-mantle coupling // *Earth Planets Space*. V. 50. P. 641–649. 1998.
- *Brown W.J., Mound J.E., Livermore P.W.* Jerks abound: An analysis of geomagnetic observatory data from 1957 to 2008 // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 223. P. 62–76. 2013.
- *Chulliat A., Thebaud E., Hulot G.* Core field acceleration pulse as a common cause of the 2003 and 2007 geomagnetic jerks // *Geophys. Res. Lett.* V. 37. L07301. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009GL042019>
- *Chulliat A., Maus S.* Geomagnetic secular acceleration, jerks, and a localized standing wave at the core surface from 2000 to 2010 // *J. Geophys. Res. Solid Earth*, V. 119. P. 1531–1543. 2014. <https://doi.org/10.1002/2013JB010604>
- *Cire 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.
- *Courillot V., Ducruix J., Le Mouel J.L.* Sur une accélération récente de la variation séculaire du champ magnétique terrestre. // *C. r. Acad. sci.* V. 287. Série D. P. 1095–1098. 1978.
- *Courillot V., Le Mouel J.L.* Geomagnetic secular variation impulses // *Nature*. V. 311. P. 709–715. 1984.
- *De Michelis P., Cafarella L., Meloni A.* Worldwide character of the 1991 geomagnetic jerk // *Geophys. Res. Lett.* V. 25. P. 377–380. 1998.
- *Ducruix J., Courillot V., Le Mouel J.-L.* The Late 1960's 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.
- *Gillet N., Jault D., Canet E., Fournier A.* Fast torsional waves and strong magnetic field within the Earth's core // *Nature*. V. 465. P. 74–77. 2010. <https://doi.org/10.1038/nature09010>
- *Golovkov V.P., Zvereva T.I., Simonyan A.O.* Common features and differences between the “Jerks” of 1947, 1957 and 1969 // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* V. 49. P. 81–96. 1989.
- *Golovkov V.P., Simonyan A.O., Shahparonyan S.R.* The jerks in the main geomagnetic field // *Proc. “OIST-4 Conference, DK, 23–27 Sep., 2002”* / Ed. Peter Stauning, Copenhagen, Denmark. P. 69–74. 2003.
- *Jault D., Cire C., Le-Mouel J.L.* Westward drift, core motions and exchange of angular momentum between core and mantle // *Nature*. V. 333. № 6171. P. 353–356. 1988.
- *Jault D., Le-Mouel J.L.* Exchange of angular momentum between the core and the mantle // *J. Geomag. Geoelectr.* V. 43. P. 111–129. 1991.
- *Kerridge D.J., Barraclough D.R.* Evidence for geomagnetic jerks from 1931 to 1971 // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 39. P. 228–236. 1985.
- *Le Huy M., Alexandrescu M., Hulo G., Le Mouel J.L.* On the characteristics of successive geomagnetic jerks // *Earth Planets Space*. V. 50. P. 723–732. 1998.
- *Le Mouel J.L., Courillot V.* Core motions, electromagnetic core-mantle coupling and variations in the Earth's rotation: New constraint from geomagnetic secular variation impulses // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 24. P. 236–241. 1981.
- *Le Mouel J.L., Ducruix J., Duyen C.H.* The worldwide character of the 1969–1970 impulse of the secular acceleration rate // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 28. P. 337–350. 1982.
- *Lesur V., Gillet N., Hammer M.D., Manda M.* Rapid variations of Earth's core magnetic field // *Surveys in Geophysics*. V. 43. P. 41–69. 2022. <https://doi.org/10.1007/s10712-021-09662-4>
- *Lowes F.J.* Mean-square values on sphere of spherical harmonic vector field // *J. Geophys. Res.* V. 71. P. 2179–2179. 1966.
- *Macmillan S.* A Geomagnetic Jerk for the Early 1990's // *Earth Planet. Sci. Lett.* V. 137. P. 189–192. 1996.
- *Madden T., Le Mouel J.L.* The recent secular variation and the motions at the core surface // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A306. P. 271–280. 1982.
- *Malin S.R.C., Hodder B.M.* Was the 1970 jerk of internal or external origin? // *Nature*. V. 296. P. 726–728. 1982.
- *Manda M., Holme R., Pais A., Pinheiro K., Jackson A., Verbanas G.* Geomagnetic jerks: Rapid core field variations and core dynamics // *Space Sci. Rev.* V. 155. P. 147–175. 2010. <https://doi.org/10.1007/s11214-010-9663-x>
- *Nevanlinna H., Sucksdorff C.* Impulse in global geomagnetic “secular variation”, 1977–1979 // *J. Geophys.* V. 50. P. 68–69. 1981.
- *Olsen N., Manda M.* Investigation of a secular variation impulse using satellite data: The 2003 geomagnetic jerk // *Earth Planet. Lett.* V. 255. P. 94–105. 2007.
- *Qamili E., De Santis A., Isac A., Manda M., Duka B., Simonyan A.H.* Geomagnetic jerks as chaotic fluctuations of the Earth's magnetic field // *Geochem. Geophys. Geosyst. (G3)*. V. 14. P. 839–850. 2013. Doi <https://doi.org/10.1029/2012GC004398>
- *Simonyan A.O., Shahparonyan S.R.* Earth's liquid core motions under the constraint of geomagnetic secular variations of short periods // *Proc. 5th Int. Conf. “Problems of Geocosmos”*. Ed. A.A. Kovtun et al. St. Petersburg, Russia. P. 319–324. 2004.
- *Soloviev A., Chulliat A., Bogoutdinov S.* Detection of secular acceleration pulses from magnetic observatory data // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 270. P. 128–142. 2017
- *Torta J.M., Pavon-Carrasco F.J., Mariscal S., Finlay C.C.* Evidence for a new geomagnetic jerk in 2014 // *Geophys. Res. Lett.* V. 42. P. 7933–7940. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015GL065501>
- *Voorhies C.V., Nishihama M.* Simultaneous solution for core magnetic field and fluid flow beneath an electrically conductive mantle // *J. Geophys. Res.* V. 99. P. 6685–6693. 1994.
- *Walker G.B., O'Dea P.L.* Geomagnetic secular-change impulses. // *Eos Trans. AGU*. V. 33(6). P. 797–800. 1952.
- *Weber A.M., Roberts E.B.* The 1950 world isogonic chart // *J. Geophys. Res.* V. 56. P. 81–84. 1951.
- *Waler K.A., Beggan C.D.* Derivation and use of core surface flows for forecasting secular variation // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. V. 120. P. 1400–1414. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JB011697>
- *Waler K.A., Olsen N., Finlay C.C.* Decadal variability in core surface flows deduced from geomagnetic observatory monthly means // *Geophys. J. Int.* V. 207. P. 228–243. 2016. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw268>

УДК 550.38

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ЛИТОСФЕРЫ ПОД ПОЛУОСТРОВОМ ТАЙМЫР ПО ГЕОМАГНИТНЫМ ДАННЫМ

© 2023 г. А. И. Филиппова^{1, 2, *}, С. В. Филиппов^{1, 2, **}

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

²Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН,
Москва, Россия

*e-mail: aleirk@mail.ru

**e-mail: sfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 07.12.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

В статье представлены результаты исследования теплового режима литосферы под полуостровом Таймыр и сопредельными территориями (70°–80° N, 80°–115° E) по геомагнитным данным. Спектральный анализ аномального геомагнитного поля, заданного моделью EMAG2v3, выполнен с помощью метода центроида. Проведенные расчеты показали, что минимальные значения глубины верхней границы литосферных магнитных источников (<2.5 км) характерны для всего Таймырского складчатого пояса и рассматриваемой части Сибирской платформы, максимальные (>6 км) – для Северо-Карского бассейна. Положение верхней границы магнитоактивного слоя литосферы выше подошвы осадочного слоя под Енисей-Хатангским и Хатангско-Ленским бассейнами может быть связано с повсеместным внедрением в осадочный слой базальтовых траппов. Минимальные значения глубины нижней границы литосферных магнитных источников (<36 км) приурочены к Евразийскому бассейну и соседними с ним территориями шельфа моря Лаптевых и островов архипелага Северная Земля, что свидетельствует о наибольшем в пределах рассматриваемого региона прогреве литосферы под ними. Максимальных значений (≥48 км) глубина нижней границы достигает под Енисей-Хатангским, Северо-Карским бассейнами и Сибирской платформой, указывая на существование здесь холодной и, соответственно, мощной литосферы, что подтверждается другими независимыми геофизическими данными.

DOI: 10.31857/S0016794022600600, EDN: PMLOKG

1. ВВЕДЕНИЕ

Корректные оценки литосферных температур необходимы для решения целого ряда фундаментальных и прикладных задач. Так, они применяются для решения спорных вопросов современной геодинамики. Например, пониженные или, наоборот, повышенные температуры в литосфере под рифтовыми системами могут указывать на пассивный или активный характер рифтогенеза [Filipova et al., 2021; Salem et al., 2014]. Информация о современном тепловом режиме также используется в качестве исходных данных для моделирования состояния земных недр в прошлых геологических эпохах (например, см. [Ismail–Zadeh et al., 2013]). С практической точки зрения повышенные значения литосферных температур могут служить для выявления областей, пригодных для использования возобновляемых термальных источников энергии [Hojat et al., 2016; Didas et al., 2022]. Кроме того, температура явля-

ется существенным фактором, влияющим на процессы нефтегазогенерации [Сорохтин и др., 2015].

Несмотря на то, что определения глубинных температур, полученные из значений поверхностного теплового потока, считаются наиболее прямыми и надежными [Goes et al., 2020], все более популярными становятся методы оценки теплового режима литосферы по геомагнитным данным [Carillo-de la Cruz et al., 2021; Correa et al., 2022; Li et al., 2017; Oliveira et al., 2021; Prasad et al., 2022; Sobh et al., 2021; Tanaka and Ishikawa, 2005; и др.]. Это обусловлено, с одной стороны, отсутствием непосредственных измерений теплового потока или их неравномерным распределением во многих регионах Земли [Fuchs et al., 2021a, b]. С другой стороны, в последнее время был накоплен большой объем данных разноразмерных магнитных съемок, включая спутниковые наблюдения, и построены детальные модели аномального

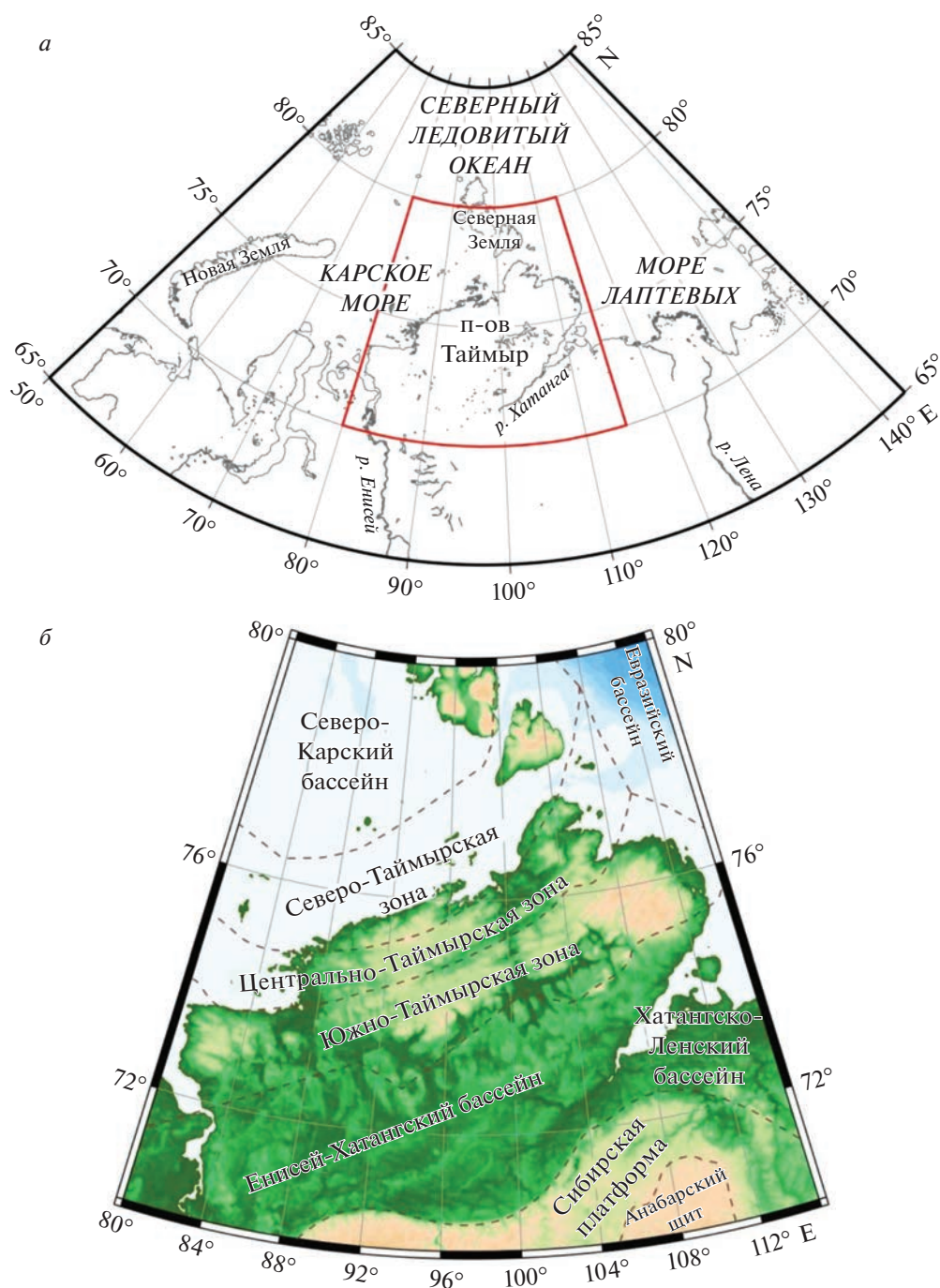


Рис. 1. Положение области исследования (а) и ее тектоническая схема (б) по [Афанасенков и др., 2016].

геомагнитного поля, в том числе глобальные [Lesur et al., 2016; Maus et al., 2009; Meyer et al., 2017], что позволяет проводить исследования даже в самых удаленных и труднодоступных районах, таких как Арктика и Антарктика [Середкина и Филиппов, 2021; Филиппова и Филиппов, 2022а, б; Gaudreau et al., 2019; Lu et al., 2022; Maule et al., 2005].

Основная задача работы состоит в определении глубины залегания нижней границы литосферных магнитных источников под полуостровом Таймыр и прилегающими к нему территориями (70°–80° N, 80°–115° E) (рис. 1а). По этим данным нами оценивается степень прогрева литосферы с учетом того, что полученные значения соответствуют глубинам, на которых достигается температура точки Кюри входящих в состав лито-

сферы магнитных минералов, основным из которых является магнетит [Langel and Hinze, 1998]. Дополнительно проводится анализ глубины залегания верхней границы литосферных магнитных источников. Интерес к этому параметру обусловлен его связью с мощностью осадков, учитывая, что намагниченность осадочных пород пренебрежимо мала по сравнению с намагниченностью пород кристаллического фундамента [Яновский, 1978].

Актуальность работы связана, во-первых, с недостатком измерений поверхностного теплового потока на рассматриваемой территории (см. раздел 3.3) [Fuchs et al., 2021a, b]. Во-вторых, ранее детальных региональных исследований параметров магнитоактивного слоя литосферы для полуострова Таймыр не проводилось. Наконец, имеющиеся глобальные распределения глубины нижней границы литосферных магнитных источников [Gard and Hasterok, 2021; Li et al., 2017] и региональная модель, построенная для всей Арктики [Lu et al., 2022], демонстрируют существенные разногласия, что ранее также отмечалось нами для Балтийского щита и Баренцева моря [Филиппова и Филиппов, 2022б]. Так, в работах [Li et al., 2017; Lu et al., 2022], в которых проводится спектральный анализ аномального магнитного поля с учетом фрактального распределения намагниченности в магнитоактивном слое, континентальная часть области исследования характеризуется значениями глубин 10–30 км. В то же время в глобальной модели [Gard and Hasterok, 2021], построенной методом эквивалентных источников магнитных диполей, оценки глубины нижней границы для континента существенно выше (до 50–55 км).

В тектоническом плане большую часть рассматриваемой территории занимает Таймырский складчатый пояс, который традиционно разделяют на три зоны: Северо-Таймырскую, Центральную-Таймырскую и Южно-Таймырскую (рис. 1б). Северо-Таймырская зона сложена в основном метаморфическими комплексами, в том числе и кембрийского возраста [Афанасенков и др., 2016]. На западе зоны известны выходы измененных вулканогенных и интрузивных пород островодужной природы, датированных поздним рифеем–ранним вендом [Pease and Persson, 2006]. Центральная-Таймырская зона представлена аккреционными комплексами неопротерозойского возраста, имеющими различную геодинамическую природу [Верниковский, 1996]. Обе эти зоны пронизаны гранитоидами позднепалеозойского возраста [Афанасенков и др., 2016]. В Южно-Таймырской зоне распространен складчатый чехол преимущественно карбонатных осадков, которые отлагались на шельфе Сибирского палеоконтинента от позднего венда до раннего триаса [Самыгин, 2018], и базальтовые траппы ниж-

него триаса сходные с траппами Сибирской платформы [Верниковский, 1996; Drachev et al., 2010]. Фундамент Южно-Таймырской зоны глубоко погружен и может быть как продолжением фундамента Центрально-Таймырской зоны, так и продолжением фундамента Сибирской платформы [Афанасенков и др., 2016]. С юга Таймырский складчатый пояс граничит с Енисей-Хатангским и Хатангско-Ленским бассейнами, во многом схожими между собой и имеющими условную границу. Енисей-Хатангский бассейн, заложенный в позднем рифее–раннем палеозое, выделяют в первую очередь по аномально большой мощности юрско-меловых осадков (более 7 км), тогда как в разрезе Хатангско-Ленского бассейна преобладают палеозойские и триасовые отложения [Афанасенков и др., 2016]. Как и для Южно-Таймырской зоны для обоих бассейнов характерно присутствие базальтов раннетриасового возраста [Drachev et al., 2010]. С юга на периферии исследуемой области расположена часть докембрийской Сибирской платформы, частично включая Анабарский щит, с северо-востока – восточная окраина кайнозойского Евразийского бассейна, испытывающего спрединг вдоль оси хребта Гаккеля [Зоненшайн и др., 1990; Drachev et al., 2010]. На северо-западе в пределы рассматриваемой территории также попадает часть малоизученного неопротерозойского Северо-Карского бассейна или Карского массива [Drachev et al., 2010].

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Несмотря на то, что в последние годы появилось довольно много методов определения глубин залегания магнитоактивного слоя литосферы [Gard and Hasterok, 2021; Li et al., 2017; Sobh et al., 2021; Sun et al., 2022; Szwillus et al., 2022], пожалуй, наиболее популярным благодаря простоте использования [Núñez Demarco et al., 2021] остается метод центроида [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999]. Существенным преимуществом этого метода, основанного на спектральном анализе аномального геомагнитного поля в предположении случайного распределения намагниченности в слое, является также и то, что он не требует никаких априорных представлений о геологическом строении среды. Ранее на примере профиля, пересекающего Балтийский щит и Баренцево море, нами было показано, что результаты, полученные с помощью метода центроида во многом близки к модели [Gard and Hasterok, 2021] и демонстрируют хорошую согласованность с независимыми геофизическими данными [Филиппова и Филиппов, 2022б]. В связи с вышесказанным, в работе применяется именно этот метод.

Вычисления глубин залегания литосферных магнитных источников под рассматриваемой территорией включали в себя следующие этапы:

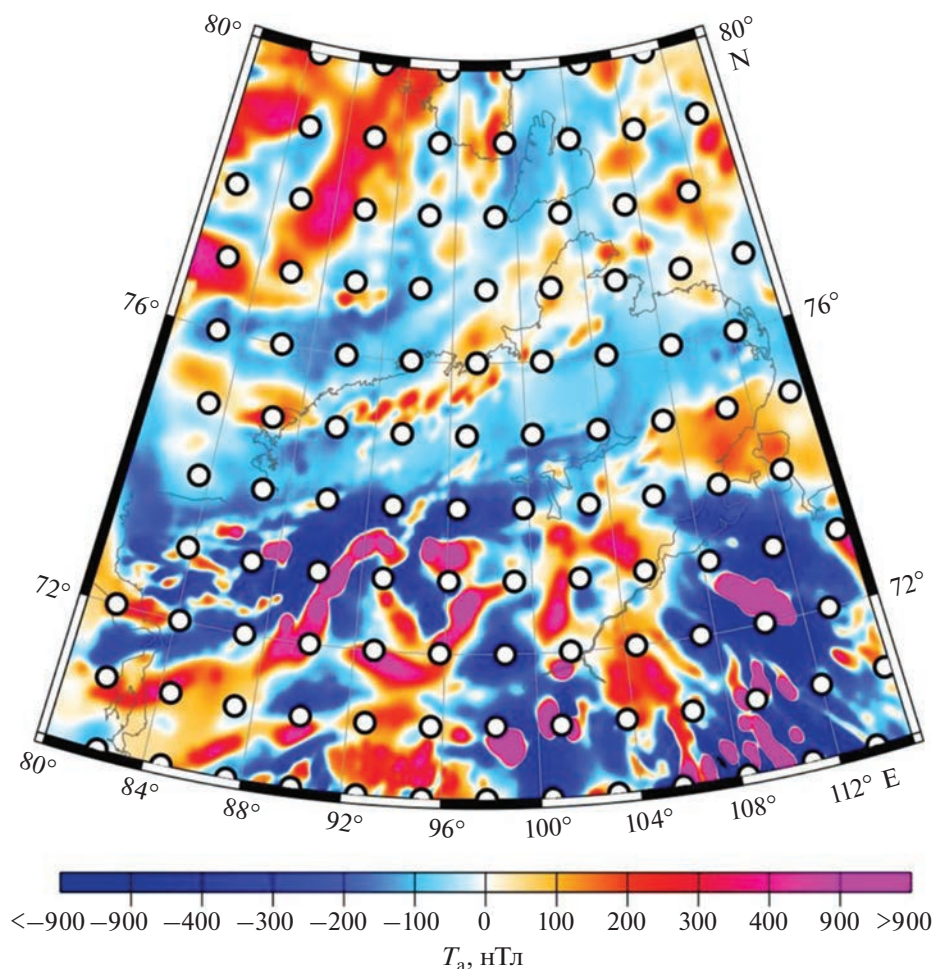


Рис. 2. Модуль полного вектора аномального геомагнитного поля (T_a) на высоте 4 км над уровнем моря согласно модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017]. Кругами обозначены центральные точки блоков 200×200 км, в пределах которых выполнялся спектральный анализ.

- подготовку данных;
- расчет азимутально-усредненных Фурье-спектров мощности аномалий геомагнитного поля;
- определение глубин по полученным спектрам;
- оценку погрешностей определяемых параметров.

Для проведения расчетов была использована наиболее актуальная на текущий момент глобальная модель аномального геомагнитного поля EMAG2v3 [Meyer et al., 2017], имеющая горизонтальное разрешение 2 угловые минуты. Существенным преимуществом этой модели является то, что в отличие от своих предшественников — EMAG2v2 [Maus et al., 2009] и WDMAM 2.0 [Lesur et al., 2016], она основывается только на данных разновысотных магнитных съемок. К ее достоинствам также можно отнести использование спутниковых наблюдений (данные спутника CHAMP),

благодаря которым обеспечивается более надежное выделение нижней границы литосферных магнитных источников [Wen et al., 2019].

Согласно модели EMAG2v3 в пределах рассматриваемой территории модуль полного вектора аномального геомагнитного поля (T_a) на высоте 4 км над уровнем моря изменяется в широких пределах, примерно от -1400 до $+8200$ нТл, а области, где данные ненадежны или их нет, отсутствуют (рис. 2). При этом распределение положительных и отрицательных аномалий геомагнитного поля не имеет строго упорядоченного характера, как, например, в полосовых магнитных аномалиях в спрединговых океанических бассейнах, что соответствует предположению о случайном распределении намагниченности в магнитоактивном слое, принятом в используемом нами методе центра [Tanaka et al., 1999].

Учитывая, что размеры блоков, в которых определяются параметры магнитных источников, долж-

ны от 3 до 10 раз превышать глубину нижней границы этих источников [Hussein et al., 2013; Ravat et al., 2007], данные модели EMAG2v3 выбирались в квадратных блоках с размерами 200 км (по широте) $\times$ 200 км (по долготе). Для увеличения горизонтального разрешения результатов блоки выбирались с перекрытием: перекрытие между соседними блоками по широте составляло 1° , по долготе — 100 км. Всего, таким образом, было выделено 108 блоков, центральные точки которых показаны на рис. 2. Чтобы избежать потери информации о глубинах залегания магнитоактивного слоя, фильтрация данных и их приведение к полюсу не проводилось [Núñez Demarco et al., 2021].

На втором этапе в каждом из выделенных блоков 200×200 км был выполнен спектральный анализ с помощью программы Fourpot 1.3b [Pirttijärvi, 2015]. Сначала вычислялся двумерный Фурье-спектр аномалий геомагнитного поля, зависящий от k_x и k_y — проекций волнового числа по осям x и y в горизонтальной плоскости. Затем двумерный спектр усреднялся по азимуту, и осуществлялся переход к азимутально-усредненному спектру мощности аномалий геомагнитного поля, зависящему от модуля волнового числа в горизонтальной плоскости ($|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$).

На третьем этапе проводилось определение глубин залегания литосферных магнитных источников методом центроида [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999]. Описание метода также приведено в наших прошлых работах [Середкина и Филиппов, 2021; Филиппова и Филиппов, 2022б]. Глубина центра масс (Z_0) вычислялась по наклону логарифма отношения азимутально-усредненного спектра мощности аномалий геомагнитного поля к модулю волнового числа в горизонтальной плоскости. Для этого в диапазоне волновых чисел от максимума спектра, то есть примерно от 0 рад/км, до 0.05 рад/км выбирался участок спектра с наклоном близким к линейному [Núñez Demarco et al., 2021]. Для большей части рассматриваемой территории анализировался весь указанный диапазон волновых чисел, и лишь в некоторых блоках, для которых в результате были получены максимальные мощности магнитоактивного слоя литосферы, линейность наклона спектра соблюдалась в более узком диапазоне волновых чисел — примерно до 0.04 рад/км. Глубина верхней границы литосферных магнитных источников (Z_t) оценивалась по наклону линейного участка логарифма спектра в интервале волновых чисел от 0.2 до 0.5 рад/км [Núñez Demarco et al., 2021]. Глубина нижней границы (Z_b) рассчитывалась по полученным значениям Z_0 и Z_t исходя из соотношения: $Z_b = 2Z_0 - Z_t$ [Tanaka et al., 1999].

На заключительном этапе погрешности определения глубин Z_0 и Z_t рассчитывались как отношение среднеквадратичного отклонения линейной аппроксимации от наблюдаемого спектра к разнице верхней и нижней границ диапазона волновых чисел, в котором определялись искомые параметры [Okubo and Matsunaga, 1994; Salazar et al., 2017]. В результате было получено, что погрешности вычислений глубин Z_0 и Z_t лежат в диапазонах 0.3–2.9 и 0.1–2.0 км соответственно. Среднее значение погрешности для Z_0 составляет около 1.7 км, для Z_t — 0.5 км. Погрешность вычисления глубины Z_b изменяется от 0.6 до 5.0 км, со средним значением ~ 2.5 км. Распределения погрешностей носят случайный характер, как и в наших предыдущих исследованиях Восточно-Сибирского моря [Филиппова и Филиппов, 2022а]. Отметим, что полученные оценки погрешностей не учитывают ошибок исходных данных. Проведенные ранее синтетические тесты показывают, что добавление случайного шума с амплитудой ± 167 нТл, соответствующего ошибкам EMAG2v3 для рассматриваемой территории [Meyer et al., 2017], практически не сказывается на значениях глубин центра масс и нижней границы магнитных источников, но может существенно (до 1–2 км) искажать значения глубины верхней границы [Середкина, Филиппов, 2021].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Глубина верхней границы

Результаты расчетов глубины верхней границы литосферных магнитных источников представлены на рис. 3а. Максимальных значений (>6 км) данный параметр достигает под Северо-Карским бассейном. Тот факт, что максимум глубины Z_t также частично распространяется под архипелаг Северная Земля, наиболее вероятно, связан с горизонтальным разрешением полученного распределения. Из рис. 2 видно, что рассматриваемые нами окна 200×200 км с центральными точками на севере архипелага частично затрагивают прилегающие территории Северо-Карского бассейна. Существенно меньшими глубинами Z_t (3.5–4.5 км) характеризуется Евразийский бассейн. На континенте заглупление верхней границы литосферных магнитных источников до 4–6 км наблюдается под Енисей-Хатангским бассейном. При этом Хатангско-Ленский бассейн практически не проявлен, глубина Z_t практически везде под ним составляет не более 2 км, за исключением небольшой локальной области под Хатангским заливом, где она увеличивается до 3.5 км. Практически под всем Таймырским складчатым поясом, включая прибрежные районы Карского моря, значения Z_t изменяются в узком диапазоне примерно от 1.5 до 2.5 км. Поскольку средняя

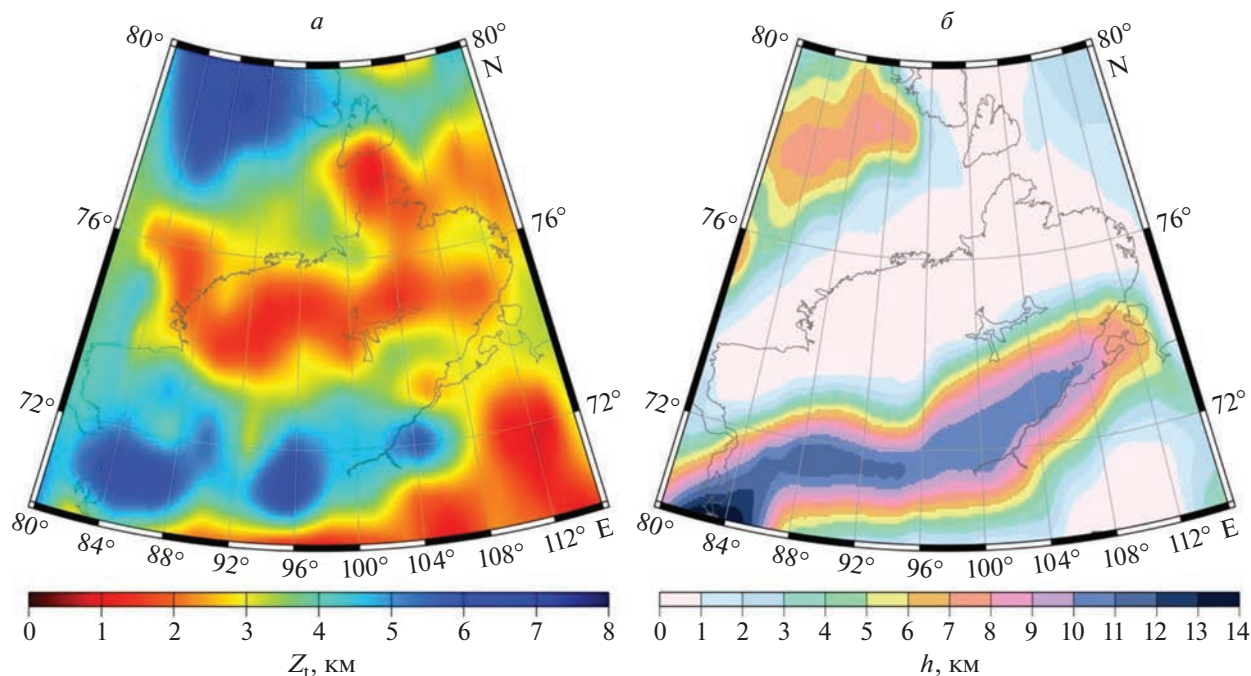


Рис. 3. Глубина верхней границы литосферных магнитных источников, полученная в данной работе (а), и мощность осадочного слоя согласно модели CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (б).

ошибка вычислений этого параметра составляет 0.5 км и он демонстрирует сильную зависимость от погрешностей исходных данных [Середкина и Филиппов, 2021], локальные вариации глубины для этой территории можно считать несущественными. То же самое относится к рассматриваемой нами части Сибирской платформы, под которой глубина верхней границы литосферных магнитных источников составляет около 1.5 км.

Распределение мощности осадков под рассматриваемой территорией согласно глобальной модели CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] представлено на рис. 3б, и его основные особенности сводятся к следующему. Осадочный слой утонен (<1 км) или полностью отсутствует под Анабарским щитом Сибирской платформы и практически повсеместно в пределах Таймырского складчатого пояса [Gramberg et al., 1999; Laske et al., 2013]. Существенно большая толщина осадочного слоя, достигающая 6 км, предполагается в модели SibCRUST [Cherempanova et al., 2013] для центральной части Южно-Таймырской зоны. Такое расхождение, скорее всего, вызвано недостатком исходных сейсмических данных для рассматриваемой территории. Вероятно, той же причиной обусловлены и расхождения в значениях мощности под Енисей-Хатангским и Хатангско-Ленским бассейнами. Так, в модели SibCRUST мощность осадков под ними увеличивается в западном направлении от 5 до 9 км, причем под Енисей-Хатангским бассейном области с максимальной

мощностью расположены в центральной и западной частях бассейна и разделены между собой узкой полосой с утоненным слоем осадков. В модели CRUST1.0 Енисей-Хатангский бассейн напротив представлен в виде единой области, а сами значения мощности под ним намного выше — от 10 км на востоке до 14 км на западе бассейна (рис. 3б). Близкие максимальные значения мощности осадков (до 14 км) под Енисей-Хатангским бассейном получены в работе [Gramberg et al., 1999] по гравиметрическим данным, однако, как и в модели SibCRUST в ней прослеживается два разделенных между собой локальных максимума, что подтверждается полученными нами данными (рис. 3а). Под рассматриваемой частью Евразийского бассейна толщина осадочного слоя не превышает 2–3 км [Gramberg et al., 1999; Laske et al., 2013], а под Северо-Карским бассейном достигает по различным данным 8 [Laske et al., 2013] или даже 14 км [Gramberg et al., 1999].

Принимая во внимание различное горизонтальное разрешение сейсмических моделей коры и полученного распределения глубины верхней границы литосферных магнитных источников, а также их погрешности, можно сделать вывод о том, что наши результаты хорошо согласуются с имеющимися данными о мощности осадков (рис. 3). Особенно хорошо это выполняется для Сибирской платформы, Таймырского складчатого пояса и прилегающих к нему с севера территорий. Существенные различия между глубиной Z_t

и толщиной осадочного слоя наблюдаются только для Енисей-Хатангского и Хатангско-Ленского бассейнов. Для них значения Z_t не превышающие 6,5 км, почти в 1,5–2,0 раза ниже известных оценок мощности осадков [Cherepanova et al., 2013; Gramberg et al., 1999; Laske et al., 2013]. Скорее всего, это связано с внедрением в осадочный слой под обоими бассейнами базальтовых траппов триасового возраста [Drachev et al., 2010]. Интересно, что оба бассейна практически не выделяются на распределениях групповых скоростей волн Рэлея на периоде 20 с, на котором они чувствительны к скоростям S-волн до глубины примерно 35 км с максимумом чувствительности на глубине 20 км [Ritzwoller and Levshin, 1998]. Так, в моделях [Середкина, 2019; Levshin et al., 2001; Seredkina, 2019], построенных различными методами по независимым наборам данных, скорости поверхностных волн под бассейнами практически не отличаются от скоростей под соседними структурами. Понижение групповых скоростей, свидетельствующее о существенном увеличении толщины осадков, наблюдается лишь на западе Енисей-Хатангского бассейна. Наиболее вероятно, слабая выраженность осадочного чехла в этих моделях обусловлена высокими скоростями S-волн на глубинах 30 км и более, о чем свидетельствуют, например, данные [Lebedev et al., 2017]. При этом минимум групповых скоростей волн Рэлея хорошо прослеживается под Северо-Карским бассейном, подтверждая наши результаты.

3.2. Глубина нижней границы

Полученные нами значения глубины нижней границы литосферных магнитных источников (Z_b) под рассматриваемой территорией изменяются от 30 до 54 км (рис. 4). Минимальные значения глубин (<36 км) приурочены к Евразийскому бассейну и соседними с ним территориями шельфа моря Лаптевых и островов архипелага Северная Земля. Относительно неглубокое положение нижней границы магнитоактивного слоя литосферы (~36 км) также характерно для Хатангско-Ленского бассейна. Третий по значимости минимум глубины Z_b , в котором она уменьшается до 38 км, наблюдается на западе Южно-Таймырской зоны, а в центре этой зоны Z_b заглубляется до 48 км. Для Центрально-Таймырской и Северо-Таймырской зон в пределах полуострова глубина Z_b составляет 40–44 км, в то же время как части этих зон, расположенные в Карском море, характеризуются глубинами 46–48 км, как и расположенный к северу от них Северо-Карский бассейн. Максимальных значений (50–55 км) Z_b достигает практически повсеместно под Енисей-Хатангским бассейном. Несколько меньшие значения глубины — около 48 км с локальными минимумами до 42 км — на-

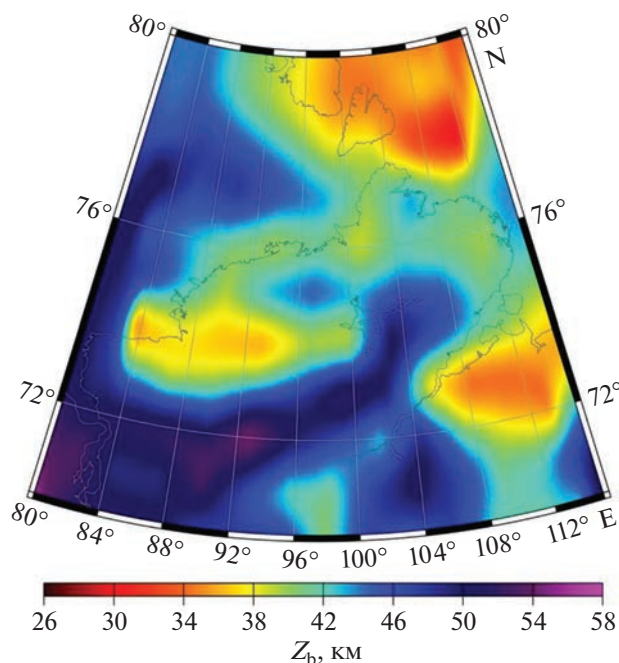


Рис. 4. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников.

блюдаются под рассматриваемой частью Сибирской платформы.

Отметим, что, как и для Восточно-Сибирского моря [Филиппова и Филиппов, 2022a], полученное нами распределение глубины центра масс литосферных магнитных источников (Z_0) идентично распределению глубины нижней границы, представленному на рис. 4, поэтому отдельно не приводится. Схожесть распределений является следствием того, что $Z_0 \gg Z_t$ и соотношения для Z_b , принятого в методе центроида ($Z_b = 2Z_0 - Z_t$) [Tanaka et al., 1999]. Сами глубины Z_0 для рассматриваемой территории изменяются от 16 км под Евразийским бассейном и прилегающими к нему территориями шельфа моря Лаптевых до 29 км под Енисей-Хатангским бассейном. Те же тенденции в распределении и близкие значения этого параметра получены также в глобальной модели [Tanaka, 2017], построенной для блоков с размерами около 300×300 км с использованием метода центроида по данным модели WDMAM 2.0 [Lesur et al., 2016].

Сопоставление полученных нами результатов (рис. 4) с моделями [Gard and Hasterok, 2021; Li et al., 2017; Lu et al., 2022] показывает, что все рассматриваемые распределения характеризуются глубоким положением нижней границы литосферных магнитных источников — до 48–50 км — под Северо-Карским бассейном. Также однозначно выделяется минимум глубины под Евразийским бассейном, для которого значения Z_b составляют

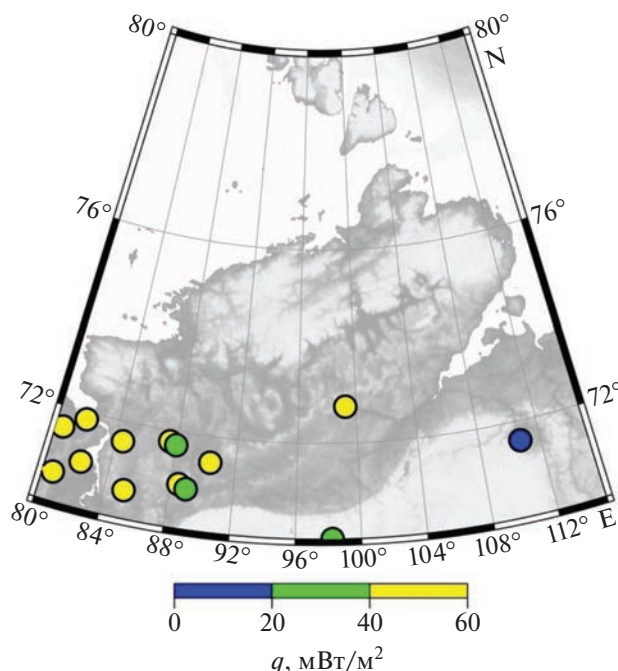


Рис. 5. Поверхностный тепловой поток исследуемой территории [Fuchs et al., 2021a].

от 20–30 км согласно [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] до 25–35 км согласно [Gard and Hasterok, 2021] и данной работе. В пределах континентальной части исследуемой территории разногласия между различными моделями становятся более выраженными. Под Таймыром вариации глубины, проявленные в поднятии Z_b на западе полуострова, не прослеживаются лишь в глобальном распределении [Li et al., 2017], вероятно, из-за недостаточного горизонтального разрешения. Однако сами значения глубин по разным источникам изменяются в довольно широких пределах — от 20–25 [Li et al., 2017] до 30–40 [Gard and Hasterok, 2021] или даже 30–45 км [Lu et al., 2022]. Оценки двух последних работ наиболее близки к нашим результатам (рис. 4). Наибольшие различия в глубинах литосферных магнитных источников наблюдаются под Енисей-Хатангским и Хатангско-Ленским бассейнами. Здесь, как уже упоминалось во введении, значения глубин Z_b в моделях [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] существенно меньше (10–25 км), чем в работе [Gard and Hasterok, 2021], в которой Z_b доходит до 50–55 км, что в целом согласуется с нашими результатами, хотя сам максимум глубины по нашим данным расположен западнее и практически не захватывает Хатангско-Ленский бассейн.

Указанные разногласия частично могут являться следствием использования различных исходных данных. Так, в [Li et al., 2017] аномальное

геомагнитное поле задавалось моделью EMAG2v2 [Maus et al., 2009], в [Gard and Hasterok, 2021] для этого брались сферические гармоники 16–100 степени модели LCS-1 [Olsen et al., 2017], а распределение [Lu et al., 2022] построено на основе компиляции данных геомагнитных съемок для Арктики из работы [Gaina et al., 2011]. Другая причина выявленных несоответствий заключается в применении различных методов инверсии. Модели [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] были получены на основе анализа спектров аномального геомагнитного поля с учетом фрактального характера распределения намагниченности в магнитоактивном слое с единым фиксированным значением фрактального параметра β . Этот параметр существенно зависит от геологического строения исследуемой области [Bouligand et al., 2009], следовательно, использование единого значения β для регионов, состоящих из различных тектонических структур, может приводить к ошибкам в оценках глубин залегания литосферных магнитных источников и различиям с другими моделями. При этом отметим, что распределения Z_b , полученные методом центроида в данной работе и методом эквивалентных источников магнитных диполей в [Gard and Hasterok, 2021], во многом схожи между собой.

3.3. Тепловой режим литосферы

Принимая, что основным магнитным минералом в литосфере является магнетит, полученное распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 4) может быть отождествлено с глубиной изотермы 578°C, что соответствует температуре точки Кюри магнетита [Langel and Hinze, 1998]. Следовательно, наши результаты свидетельствуют, что в пределах рассматриваемого региона литосфера наиболее прогрета под Евразийским бассейном и соседними с ним территориями шельфа моря Лаптевых, а наиболее холодной и, соответственно, мощной литосферой характеризуются Северо-Карский, Енисей-Хатангский бассейны и Сибирская платформа.

Количество непосредственных измерений поверхностного теплового потока для исследуемой области очень мало — всего 15 значений по наиболее современной глобальной базе данных [Fuchs et al., 2021a] (рис. 5). При этом все пункты расположены весьма неравномерно южнее 73° N, а погрешности измерений неизвестны. Значения потока изменяются от 18 до 55 мВт/м², а в близких пунктах могут отличаться друг от друга до 16 мВт/м². Таким образом, имеющиеся данные о поверхностном тепловом потоке, к сожалению, не позволяют верифицировать наши результаты.

Основные тенденции теплового режима литосферы, выявленные нами для океанической части рассматриваемой территории, хорошо прослеживаются в температурных моделях, основанных на данных сейсмической томографии [Cammарano and Guerri, 2017; Lebedev et al., 2017; Priestley et al., 2019]. Так, средние температуры в интервале глубин 80–150 км составляют 1200–1400°C под Евразийским бассейном, в то время как под Северо-Карским бассейном значения температур не превышают 800–1000°C [Lebedev et al., 2017]. Полуостров Таймыр характеризуется промежуточными относительно соседних структур значениями температур во всех упомянутых работах, а вариации температуры под полуостровом не выделяются, что связано с невысоким горизонтальным разрешением исходных данных сейсмотомографии. Практически единое значение глубины изотермы 550°C, равное примерно 35 км, приводится для полуострова в температурной модели TC1, построенной, в основном, по данным поверхностного теплового потока с учетом информации о возрасте рассматриваемых тектонических структур [Artemieva, 2006]. Это неплохо согласуется с нашими результатами (рис. 4), учитывая, что для областей с относительно холодной литосферой температурные градиенты на глубине малы [Filipova et al., 2021].

Для юга рассматриваемой территории имеющиеся данные о распределении глубинных температур более противоречивы. Например, в модели [Lebedev et al., 2017] Енисей-Хатангский и Хатангско-Ленский бассейны, также как примыкающая к ним часть Сибирской платформы характеризуются средними температурами 1000–1100°C, т.е. не выделяются относительно Таймырского полуострова. В то же время, по всем остальным данным под этой областью прослеживается минимум температур. В работах [Artemieva, 2006; Cammarano and Guerri, 2017] он наиболее выражен под Анабарским щитом Сибирской платформы, а в распределении [Priestley et al., 2019] дополнительно присутствует второй минимум значений температуры под Енисей-Хатангским бассейном, что наиболее близко к нашим результатам (рис. 4). Отметим, что абсолютные значения минимальных температур в различных моделях существенно отличаются между собой. Вероятно, заниженные температуры для этой территории дает модель TC1 [Artemieva, 2006], что приводит к большим (до 30 км) расхождениям глубины изотермы 550°C, приведенной в этой модели, с нашими данными и распределением [Gard and Hasterok, 2021]. Также следствием занижения глубинных температур может быть расхождение в термических мощностях литосферы (до 50–100 км) согласно TC1 и данным сейсмической томографии (для сравнения см. [Artemieva, 2009]).

4. ВЫВОДЫ

В данной работе для полуострова Таймыр и сопредельных территорий (70°–80° N, 80°–115° E) выполнен спектральный анализ аномального геомагнитного поля, заданного глобальной моделью EMAG2v3. На основании полученных результатов оценена степень прогрева литосферы под рассматриваемым регионом и сделаны следующие выводы.

1. Минимальные значения глубины верхней границы литосферных магнитных источников (<2.5 км) характерны для всего Таймырского складчатого пояса и рассматриваемой части Сибирской платформы, максимальные (>6 км) — для Северо-Карского бассейна. Под Енисей-Хатангским и Хатангско-Ленским бассейнами верхняя граница ($Z_{t \max} = 6.5$ км) расположена существенно выше подошвы осадочного слоя (10–14 км), что может быть связано с повсеместным внедрением базальтовых траппов в осадочный слой.

2. Минимальные значения глубины нижней границы литосферных магнитных источников (<36 км) приурочены к Евразийскому бассейну и соседними с ним территориями шельфа моря Лаптевых и островов архипелага Северная Земля. Максимальных значений (>48 км) этот параметр достигает под Енисей-Хатангским и Северо-Карским бассейнами. Под Таймыром прослеживается увеличение глубины от 38 до 48 км в восточном направлении.

3. В пределах рассматриваемого региона литосфера наиболее прогрета под Евразийским бассейном и соседними с ним территориями шельфа моря Лаптевых, а наиболее холодной и, соответственно, мощной литосферой характеризуются Северо-Карский, Енисей-Хатангский бассейны и Сибирская платформа, что подтверждается независимыми геофизическими данными.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-77-10070.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афанасенков А.П., Никишин А.М., Унгер А.В., Бордунов С.И., Луговая О.В., Чикишев А.А., Яковичина Е.В. Тектоника и этапы геологической истории Енисей-Хатангского бассейна и сопряженного Таймырского орогена // Геотектоника. № 2. С. 23–42. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016853X16020028>
- Верниковский В.А. Геодинамическая эволюция Таймырской складчатой области. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 203 с. 1996.
- Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Натанов Л.М. Тектоника литосферных плит территории СССР. М.: Недра. Кн. 2. 334 с. 1990.

- *Самыгин С.Г.* Особенности строения и геодинамической эволюции Таймыра в неопротерозое // *Литосфера*. Т. 18. № 1. С. 5–19. 2018.
<https://doi.org/10.24930/1681-9004-2018-18-1-005-019>
- *Середкина А.И.* Поверхностно-волновая томография Арктики по данным дисперсии групповых скоростей волн Рэлея и Лява // *Физика Земли*. № 3. С. 58–70. 2019.
<https://doi.org/10.31857/S0002-33372019358-70>
- *Середкина А.И., Филиппов С.В.* Глубины залегания магнитных источников в Арктике и их связь с параметрами литосферы // *Геология и геофизика*. Т. 62. № 7. С. 902–916. 2021.
<https://doi.org/10.15372/GiG2020162>
- *Сорохтин Н.О., Лобковский Л.И., Никифоров С.И., Козлов Н.Е.* Геодинамическая эволюция нефтегазовых бассейнов Карско-Баренцевоморского шельфа России // *Арктика: экология и экономика*. Т. 18. № 2. С. 14–25. 2015.
- *Филиппова А.И., Филиппов С.В.* Глубины залегания литосферных магнитных источников и тепловой режим литосферы под Восточно-Сибирским морем // *Физика Земли*. № 4. С. 71–84. 2022а.
<https://doi.org/10.31857/S0002333722040032>
- *Филиппова А.И., Филиппов С.В.* Глубины залегания литосферных магнитных источников вдоль профиля “Ковдор–ГСЗ-76” (Балтийский щит – Баренцево море) // *Геомagnetизм и Аэрономия*. Т. 62. № 6. С. 781–792. 2022б.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022060049>
- *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Ленинградский университет, 592 с. 1978.
- *Artemieva I.M.* Global $1^\circ \times 1^\circ$ thermal model TC1 for the continental lithosphere: Implications for lithosphere secular evolution // *Tectonophysics*. V. 416. P. 245–277. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2005.11.022>
- *Artemieva I.M.* The continental lithosphere: reconciling thermal, seismic, and petrologic data // *Lithos*. V. 109. P. 23–46. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.lithos.2008.09.015>
- *Bouligand C., Glen J.M.G., Blakely J.* Mapping Curie temperature depth in the western United States with a fractal model for crustal magnetization // *J. Geophys. Res.* V. 114. B11104. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009JB006494>
- *Cammarano F., Guerri M.* Global thermal models of the lithosphere // *Geophys. J. Int.* V. 210. P. 56–72. 2017.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggx144>
- *Carillo-de la Cruz J.L., Prol-Ledesma R.M., Gabriel G.* Geostatistical mapping of the depth to the bottom of magnetic sources and heat flow estimations in Mexico // *Geothermics*. V. 97. 102225. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2021.102225>
- *Cherepanova Y., Artemieva I.M., Thybo H., Chemia Z.* Crustal structure of the Siberian Craton and the West Siberian Basin: an appraisal of existing data // *Tectonophysics*. V. 609. P. 154–183. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.05.004>
- *Correa R.T., Vidotti R.M., Guedes V.J.C.B., Scandolara J.E.* Mapping the Thermal Structure of the Amazon Craton to Constrain the Tectonic Domains // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. V. 127. № 1. e2021JB023025. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2021JB023025>
- *Didas M.M., Armadillo E., Hersis G.P., Cumming W., Rizzello D.* Regional thermal anomalies derived from magnetic spectral analysis and 3D gravity inversion: implications for potential geothermal sites in Tanzania // *Geothermics*. V. 103. 102431. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2022.102431>
- *Drachev S.S., Malyshev N.A., Nikishin A.M.* Tectonic history and petroleum geology of the Russian Arctic Shelves: an overview / *Petroleum geology: from mature basins to new frontiers* – Proc. 7th Petroleum Geology Conference. Geological Society, London, P. 591–619. 2010.
<https://doi.org/10.1144/0070591>
- *Filippova A.I., Golubev V.A., Filippov S.V.* Curie point depth and thermal state of the lithosphere beneath the northeastern flank of the Baikal rift zone and adjacent areas // *Surv. Geophys.* V. 42. № 5. P. 1143–1170. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s10712-021-09651-7>
- *Fuchs S., Norden B., Artemieva I. et al.* The Global Heat Flow Data-base: Release 2021. GFZ Data Services. 2021a.
<https://doi.org/10.5880/figeo.2021.014>
- *Fuchs S., Beardsmore G., Chiozzi P. et al.* A new database structure for the IHFC Global Heat Flow Database // *International Journal of Terrestrial Heat Flow and Applied Geothermics*. V. 4. № 1. P. 1–14. 2021b.
<https://doi.org/10.31214/ijthfa.v4i1.62>
- *Gaina C., Werner S.C., Saltus R. et al.* Circum-Arctic mapping project: new magnetic and gravity anomaly maps of the Arctic // *Geol. Soc. Lond. Mem.* V. 35. P. 39–48. 2011.
<https://doi.org/10.1144/M35.3>
- *Gard M., Hasterok D.* A global Curie depth model utilizing the equivalent source magnetic dipole method // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 313. 106672. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106672>
- *Gaudreau É., Audet P., Schneider D.A.* Mapping Curie depth across western Canada from a wavelet analysis of magnetic anomaly data // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. V. 124. P. 4365–4385. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018JB016726>
- *Goes S., Hasterok D., Schutt D.K., Klöcking M.* Continental lithospheric temperatures: a review // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 306. 106509. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2020.106509>
- *Gramberg I.S., Verba V.V., Verba M.L., Kos'ko M.K.* Sedimentary cover thickness map – sedimentary basins in the Arctic // *Polarforschung*. V. 69. P. 243–249. 1999.
- *Hojat A., Maule C.F., Singh H.K.* Reconnaissance exploration of potential geothermal sites in Kerman province, using Curie depth calculations // *Journal of the Earth and Space Physics*. V. 41. № 4. P. 95–104. 2016.
<https://doi.org/10.22059/JESPHYS.2015.57226>
- *Hussein M., Mickus K., Serpa L.F.* Curie point depth estimates from aeromagnetic data from Death Valley and surrounding regions, California // *Pure Appl. Geophys.* V. 170. P. 617–632. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s00024-012-0557-6>

- *Ismail-Zadeh A., Honda S., Tsepelev I.* Linking mantle upwelling with the lithosphere descent and the Japan Sea evolution: a hypothesis // *Sci. Rep.* V. 3. 1137. 2013. <https://doi.org/10.1038/srep01137>
- *Langel R.A., Hinze W.J.* The magnetic field of the Earth's lithosphere. Cambridge University, Cambridge, UK. 450 p. 1998.
- *Laske G., Masters G., Ma Z., Pasyanos M.* Update on CRUST1.0 – A 1-degree global model of Earth's crust / Abstracts European Geoscience Union General Assembly. Vienna, Austria, 7–12 April, 2013. № EGU2013-2658. 2013.
- *Lebedev S., Schaeffer A.J., Fullea J., Pease V.* Seismic tomography of the Arctic region: inferences for the thermal structure and evolution of the lithosphere / Circum-Arctic lithosphere evolution / Geological Society, London, UK, Special Publications. V. 460. P. 419–440. 2017. <https://doi.org/10.1144/SP460.10>
- *Lesur V., Hamoudi M., Choi Y., Dyment J., Thébault E.* Building the second version of the World Digital Magnetic Anomaly Map (WDMAM) // *Earth Planets Space.* V. 68. № 1. P. 1–13. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0404-6>
- *Levshin A.L., Ritzwoller M.H., Barmin M.P., Villasenor A., Padgett C.A.* New constraints on the arctic crust and uppermost mantle: surface wave group velocities, Pn, and Sn // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 123. P. 185–204. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(00\)00209-0](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(00)00209-0)
- *Li C.-F., Lu Y., Wang J.* A global reference model of Curie-point depths based on EMAG2 // *Sci. Rep.* V. 7. 45129. 2017. <https://doi.org/10.1038/srep45129>
- *Lu Y., Li C.-F., Wang J., Wan X.* Arctic geothermal structures inferred from Curie-point depths and their geodynamic implications // *Tectonophysics.* V. 822. 229158. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2021.229158>
- *Maule C.F., Purucker M.E., Olsen N., Mosegaard K.* Heat flux anomalies in Antarctica revealed by satellite magnetic data // *Science.* V. 309. P. 464–467. 2005. <https://doi.org/10.1126/science.1106888>
- *Maus, S., Barckhausen U., Berkenbosch H. et al.* EMAG2: A 2-arc-minute resolution Earth Magnetic Anomaly Grid compiled from satellite, airborne and marine magnetic measurements // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 10. Q08005. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009GC002471>
- *Meyer B., Chulliat A., Saltus R.* Derivation and error analysis of the earth magnetic anomaly grid at 2 arc min resolution version 3 (EMAG2v3) // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 18. P. 4522–4537. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017GC007280>
- *Núñez Demarco P., Prezzi C., Sánchez Bettucci L.* Review of Curie point depth determination through different spectral methods applied to magnetic data // *Geophys. J. Int.* V. 224. № 1. P. 17–39. 2021. <https://doi.org/10.1093/gji/ggaa361>
- *Okubo Y., Graf R.J., Hansen R.O., Ogawa K., Tsu H.* Curie point depths of the island of Kyushu and surrounding areas, Japan // *Geophysics.* V. 50. P. 481–494. 1985.
- *Okubo Y., Matsunaga T.* Curie point depth in northeast Japan and its correlation with regional thermal structure and seismicity // *J. Geophys. Res.* V. 99. № B11. P. 22363–22371. 1994.
- *Oliveira J.T.C., Barbosa J.A., de Castro D.L., de Barros Correia P., Magalhães J.R.C., Filho O.J.C., Buarque B.V.* Precambrian tectonic inheritance control of the NE Brazilian continental margin revealed by Curie point depth estimation // *Annals. Geophys.* V. 64. № 2. GT213. 2021. <https://doi.org/10.4401/ag-8424>
- *Olsen N., Ravat D., Finlay C.C., Kother L.K.* LCS-1: a high-resolution global model of the lithospheric magnetic field derived from CHAMP and Swarm satellite observations // *Geophys. J. Int.* V. 211. P. 1461–1477. 2017. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx381>
- *Pease V., Persson S.* Neoproterozoic island arc magmatism of northern Taimyr / Proc. Fourth International Conference on Arctic Margins. Anchorage, P. 31–49. 2006.
- *Pirttijärvi M.* 2D Fourier domain operations, FOURPOT program. <https://wiki.oulu.fi/x/0oU7AQ/>. 2015.
- *Prasad K.N.D., Bansal A.R., Prakash Om, Singh A.P.* Magneto-thermometric modeling of Central India: Implications for the thermal lithosphere // *J. Applied Geophysics.* V. 196. 104508. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2021.104508>
- *Priestley K., McKenzie D., Ho T.* A lithosphere-asthenosphere boundary – a global model derived from multimode surface-wave tomography and petrology / Lithospheric Discontinuities (eds. H. Yuan and B. Romanowicz) / AGU, Geophysical Monograph Series. Chapter 6. P. 111–123. 2019. <https://doi.org/10.1002/9781119249740.ch6>
- *Ravat D., Pignatelli A., Nicolosi I., Chiappini M.* A study of spectral methods of estimating the depth to the bottom of magnetic sources from near-surface magnetic anomaly data // *Geophys. J. Int.* V. 169. P. 421–434. 2007. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03305.x>
- *Ritzwoller M.H., Levshin A.L.* Eurasian surface wave tomography: group velocities // *J. Geophys. Res.* V. 103. No B3. P. 4839–4878. 1998. <https://doi.org/10.1029/97JB02622>
- *Salazar J.M., Vargas C.A., Leon H.* Curie point depth in the SW Caribbean using the radially averaged spectra of magnetic anomalies // *Tectonophysics.* V. 694. P. 400–413. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2016.11.023>
- *Salem A., Green C., Ravat D., Singh K.H., East P., Fairhead J.D., Morgen S., Biegert E.* Depth to Curie temperature across the central Red Sea from magnetic data using the defractal method // *Tectonophysics.* V. 624–625. P. 75–86. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.027>
- *Seredkina A.* S-wave velocity structure of the upper mantle beneath the Arctic region from Rayleigh wave dispersion data // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 290. P. 76–86. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2019.03.007>
- *Sobh M., Gerhards C., Fadel I., Götze H.-J.* Mapping the thermal structure of Southern Africa from Curie depth estimates based on wavelet analysis of magnetic data with uncertainties // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 22. № 1.

e2021GC010041. 2021.

<https://doi.org/10.1029/2021GC010041>

— *Sun S., Du J., Zhi J., Chen C., Xu H.* A constrained approach by Curie point depth estimation for the 3-D inversion of regional lithospheric magnetic anomaly data in spherical coordinates and its application to the Northern Xinjiang, China // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. V. 127. № 8. e2021JB023149. 2022.

<https://doi.org/10.1029/2021JB023149>

— *Szwilius W., Baykiev E., Dilixiati Y., Ebbing J.* Linearized Bayesian estimation of magnetization and depth to magnetic bottom from satellite data // *Geophys. J. Int.* V. 230. № 3. P. 1508–1533. 2022.

<https://doi.org/10.1093/gji/ggac133>

— *Tanaka A.* Global centroid distribution of magnetized layer from World Digital Magnetic Anomaly Map // *Tec-*

tonics. V. 36. P. 3248–3253. 2017.

<https://doi.org/10.1002/2017TC004770>

— *Tanaka A., Ishikawa Y.* Crustal thermal regime inferred from magnetic anomaly data and its relationship to seismogenic layer thickness: The Japanese islands case study // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 152. P. 257–266. 2005.

<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2005.04.011>

— *Tanaka A., Okubo Y., Matsubayashi O.* Curie point depth based on spectrum analysis of the magnetic anomaly data in East and Southeast Asia // *Tectonophysics*. V. 306. P. 461–470. 1999.

— *Wen L., Kang G., Bai C., Gao G.* Studies on the relationships of the Curie surface with heat flow and crustal structures in Yunnan Province, China, and its adjacent areas // *Earth Planets Space*. V. 71. P. 85. 2019.

<https://doi.org/10.1186/s40623-019-1063-1>

УДК 523.98;523.165

ОЦЕНКА СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА ЦИКЛОВ МИНИМУМА ДАЛЬТОНА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ДОСТОВЕРНЫХ ЦИКЛОВ РЯДА

© 2023 г. И. Г. Шибает*

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

*e-mail: ishib@izmiran.ru

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 16.09.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Исходным материалом для ряда чисел Вольфа служат как архивные записи разрозненных наблюдений, так и регулярные наблюдения в обсерваториях. Многие исследователи опираются на ряд чисел Вольфа, включающий восстановленные данные архивных записей, хотя свойства и характеристики восстановленной и достоверной частей ряда существенно отличаются. Также противоречивы параметры и самой восстановленной части. Естественно, что согласование свойств восстановленного и достоверного рядов сгладит противоречия и расширит массив более надежных показаний. С учетом связи между характеристиками достоверных циклов представлены варианты групповой коррекции средних значений циклов I–IX. Так как при сопоставлении протяженных фрагментов локальные невязки данных играют меньшую роль, то опираясь на интегральные оценки этих фрагментов (без детализации условий их формирования), мы получили более взвешенные интервальные оценки. Параметры интервалов (групп циклов) достоверного ряда служат основой коррекции.

DOI: 10.31857/S001679402210025X, EDN: PJLHYM

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к традиционным индексам солнечной активности возрастает. В настоящее время цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W (или WSN — Wolf sunspot number) является наиболее представительным и широко используется в различных приложениях. Достаточно полный обзор этих вопросов представлен в монографии [Витинский и др., 1986] и обзоре [Иванов-Холодный и Чертопруд, 1990].

Многие исследователи опираются на весь ряд среднемесячных чисел Вольфа W ($W = W_{rest} \cup W_{tool}$), который включает восстановленный ряд W_{rest} (с 1749 г. по 1849 г.) и ряд достоверных данных W_{tool} (регулярные инструментальные наблюдения с 1849 г. по настоящее время). Однако свойства восстановленных и достоверных данных значительно разнятся, т.к. при объединении отрывочных данных с различными плотностью наблюдений, амплитудным разрешением и масштабированием искажаются, естественно, локальные характеристики регистрируемого процесса и взаимосвязь временных фрагментов разного масштаба [Ишков и Шибает, 2006]. Все это проявилось при формировании восстановленного ряда W_{rest} , что наглядно продемонстрировано в пуб-

ликации [Nathaway, 2015], см. Fig. 2 этой работы, но на этот факт исследователи обращают мало внимания, хотя влияние этих факторов не оценивалось.

Другие авторы, считая эти данные ненадежными, опираются только на достоверный ряд W_{tool} . При этом возникают вопросы к понятиям (структурам), сформированным с опорой хотя бы на часть восстановленных данных. Цикл Гляйсберга — яркий тому пример, т.к. это понятие возникло из анализа небольшого объема данных, имеющих различную степень достоверности, и с ключевой ролью циклов V–VII (минимум Дальтона) из восстановленного ряда. Еще в 1939 г. Гляйсберг, опираясь на цюрихский ряд (1750–1928 гг.) и сглаживая максимумы циклов по четырем значениям, выделил среди них два максимума и два минимума, что указывало на длиннопериодную составляющую ряда (цикл Гляйсберга) с периодичностью их максимумов/минимумов в семь–восемь циклов [Gleissberg, 1939]. Фактически анализировалось 16 циклов: 9 циклов из восстановленных данных и 7 циклов из достоверных данных. В более поздних работах [Gleissberg, 1955, 1967] было дано уточненное значение периода — ~80 лет.

Таблица 1. Оценки характеристик циклов по группам

	<i>mean</i> I–IX/X–XXIII	σ I–IX/X–XXIII	σ/mean I–IX/X–XXIII
<i>Tc</i>	$134 \pm 15/131 \pm 6$ $134 \pm 15/131 \pm 6$	$19.0/10.0$ $18.9/9.5$	$0.141/0.078$ $0.141/0.072$
<i>Tm</i>	$57 \pm 13/46 \pm 4$ $57 \pm 14/48 \pm 4$	$17.5/6.4$ $17.7/7.3$	$0.310/0.138$ $0.312/0.151$
<i>Wm</i>	$106 \pm 31/120 \pm 22$ $176 \pm 52/185 \pm 28$	$40.2/38.0$ $67.0/47.8$	$0.380/0.318$ $0.380/0.258$
<i>Sq</i>	$6302 \pm 1721/7330 \pm 1221$ $10609 \pm 2946/11342 \pm 1463$	$2238.6/2115.1$ $3833.6/2532.9$	$0.355/0.288$ $0.361/0.223$

В работах разных авторов по анализу самого ряда WSN, сделанных за последние 60 лет, период цикла Гляйсберга оценивается в пределах 80–110 лет. Часто исследователи выделяют конкретное значение периода, равное 88 годам [Feynman and Gabriel, 1990]. Полученный в работе [Shibaev, 2017] рост периода цикла Гляйсберга с увеличением доли достоверных данных хорошо это иллюстрирует: изначальная периодичность максимумов в семь–восемь циклов плавно трансформируется в десять–одиннадцать циклов.

Подробный анализ ряда W с 1749 г. по 2005 г. проведен в более ранней публикации автора [Shibaev, 2008], где выделена 150-летняя гармоника, характерная для достоверной части ряда. Сравнение спектральных компонент и анализ их гладкости показал существенные отличия в их поведении для W_{rest} и W_{tool} (несогласованность характеристик рядов). Степень искажений, при этом, возрастает с удалением в прошлое, и менее искажены характеристики временной области, примыкающей к 1849 г., т.е. область циклов VIII–IX.

Другой подход, оценивающий согласованность рядов W_{rest} и W_{tool}, – это сопоставление общих (интегральных) характеристик выделенных интервалов без детализации условий их формирования [Шибеев, 2010]. В этом случае локальные невязки данных играют меньшую роль и получаются более взвешенные оценки. Например, сравнение базовых параметров циклов (длительностей цикла *Tc* и его ветви роста *Tm*, максимума цикла *Wm*, его площади *Sq*) для двух групп циклов: группы восстановленных циклов I–IX и группы достоверных циклов X–XXIII. Среднее, дисперсия (корень из центрального момента второго порядка) и их отношение, вычисленные по группам, приведены ниже в табл. 1. Верхние показания соответствуют старой версии, нижние – новой. По таблице критических точек *t*-критерия Стьюдента, для уровня значимости $\alpha = 0.05$, вычислены и приведены доверительные интервалы для сред-

них значений. Видно, что характеристики второй группы, выделенные курсивом, лучше, а для *Tc*, *Tm* значительно лучше. Параметры циклов в новой версии ряда чисел Вольфа взяты из работы [Шибеев, 2017], где вычислен период низкочастотной компоненты достоверной части, равный 131 году. Кроме того, ниже показана противоречивость параметров и самого ряда W_{rest}, у которого циклы I, V и VII имеют аномально длинные ветви роста – более половины цикла. Следует ожидать, что коррекция восстановленного ряда сгладит противоречия и результаты, полученные с опорой на него, станут более надежными.

Цель предлагаемой работы – скорректировать параметры восстановленных циклов, используя следующие связи между характеристиками достоверных циклов:

- эмпирическая зависимость длительности цикла от его амплитуды;
- аппроксимация суммарных длительностей и площадей для групп циклов.

Так как высокие циклы обычно короче длинных низких циклов, то введена классификация циклов по длительности: “длинные” циклы с *Tc* > 133 мес. и “короткие” циклы *Tc* < 133 мес. Такая классификация циклов по длительности позволила параметризовать характеристики групп достоверных циклов и аппроксимировать их.

Получена оценка возросшего среднего значения группы восстановленных циклов I–IX, которую можно представить в параметрах индивидуальных циклов. Так как наиболее искажены связи (зависимости) в области циклов V–VII, то рассмотрены сценарии с акцентом на **коррекцию минимума Дальтона**. Показана возможность значимого возрастания среднего от средних значений этих циклов.

Работа, в основном, опирается на старую версию ряда чисел Вольфа (v.1.), результаты для новой версии (v.2.) дополняют изложение.

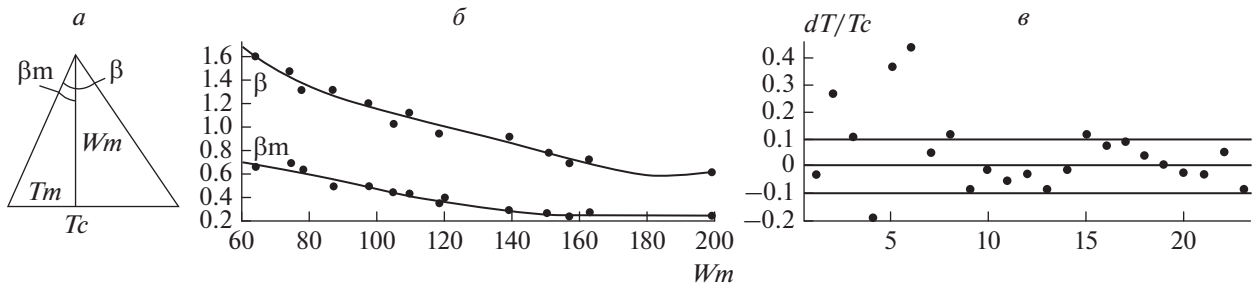


Рис. 1. (а) — упрощенная модель цикла; (б) — эмпирическая зависимость β и β_m от Wm , по оси OX — Wm ; (в) — относительные погрешности табличных и эмпирических длительностей циклов, по оси OX — номер цикла.

2. ВЗАИМОСВЯЗИ ХАРАКТЕРИСТИК ДОСТОВЕРНОГО РЯДА

2.1. Эмпирическая оценка зависимости длительности цикла от его амплитуды

Найдем связь между такими параметрами цикла, как длительность Tc и максимум Wm исходя из упрощенной модели ветвей роста и спада (рис. 1а). В переменных β и β_m (углы с опорой на отрезки Tc и Tm) имеем $Tc^* = 2Wm \sin \beta / (\cos \beta + \cos(\beta - 2\beta_m))$. Эмпирические зависимости этих углов от Wm с их аппроксимацией типа

$$a_0 + a_1 Wm + a_2 Wm^2 + a_3 Wm^3 + a_4 Wm^4$$

для циклов X–XXIII показаны на рис. 1б. Коэффициенты разложений $\{a_i\}$ даны в табл. 2. Вычисляя длительности всех циклов и сопоставляя их с табличными, оценим относительные погрешности $(Tc^* - Tc)/Tc$ (рис. 1в; ось OX — номер цикла).

Для циклов достоверного ряда погрешности вписались в 10%-й интервал, а сопоставление сумм табличных и расчетных длительностей всех 14 циклов дает 1837 и 1830 мес., что говорит о разумности используемой модели. Оценим взаимосвязь Tc и Wm для восстановленных циклов исходя из этой модели. Табличные и расчетные длительности 9 циклов ряда W_{rest} равны соответственно 1209 и 1339 мес., при этом циклы минимума Дальтона дают 426 и 552 мес., вклад остальных шести циклов близок и соответственно равен 783 и 787 мес. Завышенная оценка длины восстановленного ряда (1339 мес.) отражает заниженные значения его амплитуд (обобщение “правила Вальдмайера” на весь цикл). Отметим, что наиболее противоречивы параметры ряда W_{rest} в минимуме Дальтона.

2.2. Фрагментарные оценки рядов через параметризацию групп циклов

Естественно сравнивать характеристики групп с равным количеством циклов, тогда девяти восстановленным циклам 1–9 (группа G0) можно сопоставить шесть групп (фрагментов) G1–G6 по девять циклов из достоверной части ряда W_{tool} : 10–18, 11–19, 12–20, 13–21, 14–22, 15–23. Каждой группе сопоставим суммарные длительность циклов ΣT и площадь циклов ΣSq в группе, за оценку “среднего” значения W в группе возьмем их отношение $w = \Sigma Sq / \Sigma T$. Для группы восстановленных циклов G0 эти параметры равны: $\Sigma T_0 = 1209$ мес., $\Sigma Sq_0 = 56714/95482$ (старая/новая версии), $w_0 \sim 46.91/78.98$. Длительность каждой группы в месяцах иллюстрирует рис. 2а, горизонтальная линия — среднее значение ΣT по группам G1–G6 равное 1159.0 мес. В скобках (5)–(2) отмечено количество “длинных” циклов в данной группе.

Видно, что соотношение “длинных” и “коротких” циклов в группе адекватно отражает ее длину и может использоваться для классификации групп достоверных циклов. Зависимость ΣT от количества “длинных” циклов N_L в группе, для групп G1–G6, и значение ΣT_0 демонстрирует рис. 2б. Линейная и кубическая аппроксимирующие функции наложены на ΣT . Отметим, что значения ΣT для обеих версий ряда чисел Вольфа фактически совпадают. Для ΣSq связь с количеством “длинных” циклов N_L в группе у этих версий различна, что демонстрирует рис. 3, где отмечены ΣSq_0 . Квадратичные аппроксимирующие функции наложены на ΣSq .

Полученные зависимости позволяют оценить согласованность между ΣT_0 и ΣSq_0 . Исходим из

Таблица 2. Коэффициенты разложения β и β_m

	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
β	+5.191	−0.111	+0.121e-2	−0.618e-5	+0.117e-7
β_m	+0.871e-1	+0.299e-1	−0.468e-3	+0.253e-5	−0.460e-8

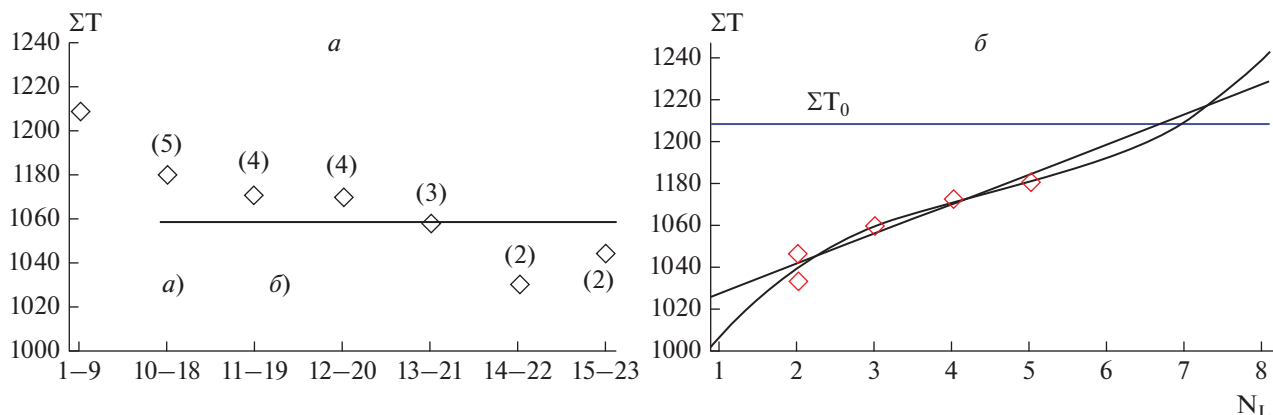


Рис. 2. (а) – распределение ΣT по группам циклов G0–G6, по оси OX – группа цикла. Горизонтальная линия – среднее значение ΣT по группам G1–G6, равное 1159.0 мес., в скобках (5)–(2) – количество “длинных” циклов в группе. (б) – зависимость ΣT от количества “длинных” циклов N_L в группе, по оси OX – N_L , отмечен уровень ΣT_0 .

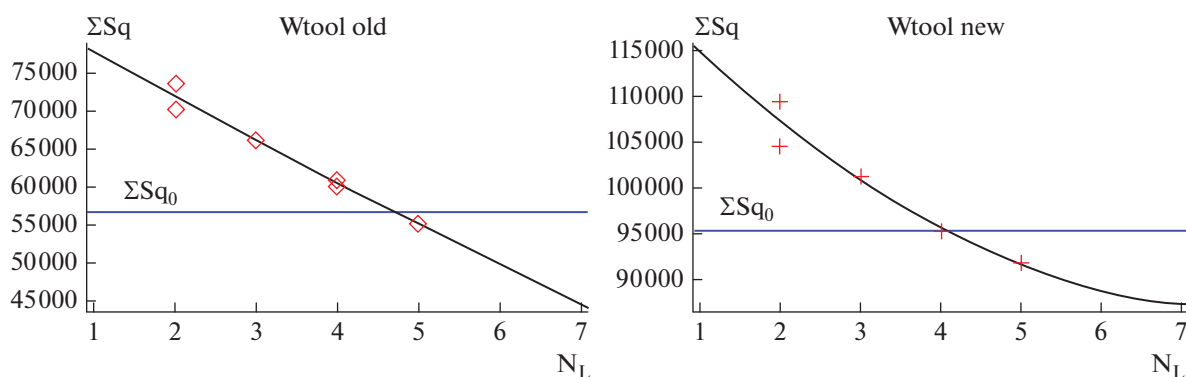


Рис. 3. Зависимость ΣSq для версий v.1 и v.2 ряда Wtool от количества “длинных” циклов N_L в группе, по оси OX – N_L , отмечен уровень ΣSq_0 .

табличной длительности ΣT_0 циклов 1–9. По кривым ΣT (рис. 2б) это соответствует $N_L = 7$ (семь “длинных” и два “коротких” цикла). По кривым ΣSq (рис. 3) для $N_L = 7$ находим суммарную площадь этой комбинации девяти циклов без детализации их следования. Для старой версии $\Sigma Sq(N_L = 7) = 45850$, для новой – 87192. Эти величины значительно меньше ΣSq_0 – табличных суммарных площадей циклов 1–9 (по данным табл. 1 – более чем на среднюю площадь цикла). Фактически, при принятой длине ряда Wrest, оценочный уровень солнечной активности в минимуме Дальтона и его окрестности еще ниже, что весьма экзотично. Несоответствие между параметрами восстановленного ряда проявилось при наложении связей, полученных для групп G1–G6, на группу G0 и коррекция параметров ряда Wrest может ослабить (снять) эти противоречия.

3. КОРРЕКЦИЯ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ВОССТАНОВЛЕННЫХ ЦИКЛОВ

Более удобно опираться на среднее значение чисел Вольфа в группе $w = \Sigma Sq / \Sigma T$. За взвешен-

ную оценку длины группы G0 возьмем среднее значение ΣT по группам G1–G6, равное 1159.0 мес. (рис. 2а). Эта величина очень близка к оценке через период основной гармоники: $129 \times 9 = 1161$ мес. Приходим к сценарию с $N_L = 3$ (три “длинных” и шесть “коротких” циклов) и соответственно:

– $\Sigma Sq(N_L = 3) = 66976/100763$ (старая/новая версии) и $w \sim 57.8/86.9$, что превосходит w_0 . Для близкого варианта с $N_L = 2$ имеем:

– $\Sigma T(N_L = 2) = 1138$, $\Sigma Sq(N_L = 2) = 72520/107177$, $w \sim 63.8/94.2$.

Представим возросшее значение w группы восстановленных циклов в параметрах индивидуальных циклов. Площадь большинства циклов группы G0 больше (или около) среднего значения и естественно отнести прирост $(\Sigma Sq - \Sigma Sq_0)$ к минимуму Дальтона, как области с наименее согласованными параметрами (связать прирост с коррекцией минимума Дальтона). Табличные средние значения циклов старой/новой версии восстановленного ряда представлены на левой/правой стороне рис. 4, где, для наглядности, сплошными линиями отмечено среднее от средних значений

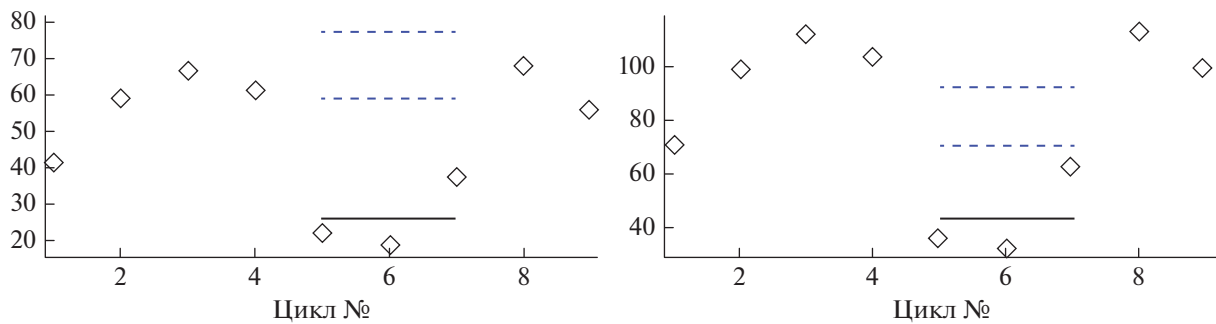


Рис. 4. Средние значения циклов I–IX (старая версия – слева, новая – справа); ось OX – номер цикла. Сплошная линия – среднее от средних значений циклов V–VII, штриховые линии – варианты скорректированных средних от средних значений циклов V–VII.

циклов V–VII (соответственно 26.48 и 44.1). Относя возросшие параметры всех девяти циклов к этим трем **проблемным циклам**, получим прирост среднего значения $(w - w_0) \times 9/3$ для каждого из них. Итоговые средние уровни для скорректированных средних значений циклов V–VII отмечены пунктирными линиями. Для старой версии варианту $N_L = 3$ – “взвешенная оценка длины группы G_0 ”, соответствует уровень 59.15 (фактически нивелируется минимум Дальтона) и возможно формирование максимума с уровнем 77.15 для варианта с $N_L = 2$.

Аналогичному рассмотрению средних значений циклов новой версии восстановленного ряда соответствуют следующие параметры:

- среднее от средних значений циклов V–VII равно 44.1 (сплошная линия);

- варианту $N_L = 3$ – “взвешенная оценка длины группы G_0 ”, соответствует уровень 67.9 и уровень 89.8 для варианта с $N_L = 2$ (штриховые линии).

Напомним, что отношение $W_{new}(t)/W_{old}(t)$ содержит области с отличительными амплитудными и частотными свойствами. При этом, в среднем, для восстановленных циклов это отношение больше, чем для достоверных циклов. Это и определило меньший масштаб трансформации уровня циклов V–VII в новой версии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен вариант групповой коррекции при котором сопоставляются протяженные фрагменты и опираясь на интегральные оценки этих фрагментов (без детализации условий их формирования) мы получаем более взвешенные оценки характеристик фрагментов. Параметры интервалов (групп циклов) достоверного ряда служат основой коррекции восстановленных данных, что позволяет расширить массив показаний пригодных для анализа.

Рассмотрена коррекция средних значений циклов I–IX. Выбранный сценарий связывает согласование параметров восстановленного ряда с коррекцией минимума Дальтона, в котором наиболее искажены взаимосвязи характеристик достоверного ряда. Дана оценка возросших средних значений циклов V–VII. Этот рост отразится в характеристиках цикла Гляйсберга и должен ослабить зависимость его периода от доли достоверных данных.

Отметим, что критическое отношение к восстановленному ряду выражает ряд авторов еще в трудах симпозиума 1978 г. – “Солнечно-земные связи, погода и климат” [Solar-Terrestrial Influences ..., 1979]. Попытка сбалансировать временные характеристики циклов ряда W_{rest} за счет “потерянного” цикла предпринята в работе [Usoskin et al., 2003]. Анализ фрактальных свойств ряда ширины годовых колец одиннадцати секвой представлен в работе [Отсука и др., 2009]. Минимум Дальтона при данном подходе не проявился.

Интересное наблюдение сделано в работе [Шибав, 2010] при сопоставлении чисел Вольфа с температурными рядами нескольких европейских центров. В работе отмечено, что около 1925 г. и далее видна тенденция к синхронизации температурных характеристик, что отражает рост и возросшее влияние солнечной активности. Подобная ситуация отмечается и до 1850 г., т.е. необходимость усиления солнечной активности совпала с минимумом Дальтона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Витинский Ю.И., Копецкий М., Ку克林 Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 296 с. 1986.
- Иванов–Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Солнечная активность // Исследование космического пространства. Т. 33. С. 3–99. 1990. (Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР).

- Ишков В.Н., Шибает И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 70. № 10. С. 1439–1442. 2006.
- Отсука К., Корнелиссен Г., Халберг Ф. Хроном климатических измерений ширины древесных колец // Геофизические процессы и биосфера. Т. 8. № 1. С. 63–72. 2009.
- Шибает А.И. Сопоставление характерных параметров солнечных циклов новой и старой версий рядов чисел Вольфа и динамика длиннопериодных компонент рядов // Тр. XIV конференции молодых ученых – 2017. ИКИ РАН, Москва. С. 143–148. 2017.
- Шибает И.Г. Оценка восстановленной части ряда ежемесячных чисел Вольфа (1700–1849 гг.) по характеристикам его достоверной части (1849–2009) и температурным рядам / Тр. Всер. Конф. "ССЗФ-2010". СПб: ГАО РАН. С. 455–458. 2010.
- Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Rev. Solar Phys. V. 12. № 4. 2015.
<https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Feynman J., Gabriel S.B. Period and phase of the 88-year Solar cycle and the Maunder minimum: evidence for a chaotic Sun // Solar Phys. V. 127. № 2. P. 393–403. 1990.
- Gleissberg W. A long-periodic Fluctuation of the Sunspot Numbers // Observatory. V. 62. P. 158–159. 1939.
- Gleissberg W. Die Persistenz des 80 Jahrigen Sonnenfleckenzyklus Durch 16 Jahrhunderte // I.Ü. Fen Fak. Mecm. Seri C. № 20. P. 263–271. 1955. = Publ. Istanbul Univ. Obs. № 57. 9 p. Ref. AJB 1955.
- Gleissberg W. Secularly smoothed data on the minima and maxima of sunspot frequency // Solar Phys. V. 2. № 2. P. 231–233. 1967.
- Shibaev A. Connection between period of low-frequency component Wolf's numbers (WNS) and length of Wolf's numbers series // Aerospace Research in Bulgaria. V. 29. P. 5–9. 2017.
- Shibaev I.G. Estimation of the reconstructed part of the Wolf series and the possibility of its correction // Solar Syst. Res. V. 42. № 1. P. 63–71. 2008.
- Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate // Proceeding of a Symposium. The Ohio State University, Columbus, Ohio, 24–28 August 1978. Dordrecht, Holland. 348 p. 1979.
- Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A. The lost sunspot cycle: Reanalysis of sunspot statistics // Astron. Astrophys. V. 403. № 2. P. 743–748. 2003.