

ISSN 0016-7940

Том 63, Номер 2

Март - Апрель 2023



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

www.sciencejournals.ru

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 2, 2023

Тренды критической частоты слоя F_2 в последнее десятилетие <i>А. Д. Данилов, Н. А. Бербенева</i>	139
Зависимость локального индекса годовой асимметрии для NmF_2 от местного времени и солнечной активности <i>М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова</i>	147
Влияние освещенности трасс на амплитудные характеристики сигналов СДВ-диапазона <i>Е. Н. Козакова, И. А. Ряховский, Ю. В. Поклад, Б. Г. Гаврилов, В. М. Ермак, Н. С. Ачкасов</i>	154
Особенности поведения излучения типа SE во время суббурь <i>Н. А. Куражковская, Б. И. Клайн</i>	163
Проявление магнитных жгутов в структуре солнечных протуберанцев <i>Б. П. Филиппов</i>	174
Тонкая структура солнечных радиовсплесков IV типа, связанных со стационарными и движущимися источниками <i>В. В. Фомичев, Г. П. Чернов</i>	181
Сравнение эффективности методов машинного обучения при исследовании важности входных признаков в задаче прогнозирования геомагнитного индекса DST <i>Р. Д. Владимиров, В. Р. Широкий, И. Н. Мягкова, О. Г. Баринов, С. А. Доленко</i>	190
Глобальный отклик ионосферы на интенсивные вариации солнечной и геомагнитной активности по данным глобальной сети навигационных приемников GNSS <i>М. С. Пулинец, П. А. Будников, С. А. Пулинец</i>	202
Волновые возмущения нижней и верхней ионосферы во время тропического циклона Фахаі 2019 г. <i>С. Л. Шалимов, В. И. Захаров, М. С. Соловьева, П. К. Сигачев, М. Ю. Некрасова, Г. М. Коркина</i>	216
Оценка эффективности использования интегральных суточных характеристик E_s для выделения краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений <i>Л. П. Корсунова, В. В. Хегай</i>	227
Вероятность наблюдения экваториальных плазменных пузырей в зависимости от месяца года <i>Л. Н. Сидорова</i>	238
Прогнозирование функциональной зависимости числа солнечных пятен в цикле солнечной активности на основе ИНС Элмана <i>И. В. Крашенинников, С. О. Чумаков</i>	247

ДИСКУССИИ

О сопоставлении свойств статистического функционала от измерений
магнитного поля в середине русской континентальной платформы
и в сейсмически активном регионе

*А. Е. Вольвач, Л. П. Коган, К. Х. Канониди, И. Т. Бубукин,
О. В. Боборыкина, В. Б. Штенберг, Л. Н. Вольвач*

257

ТРЕНДЫ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ СЛОЯ F_2 В ПОСЛЕДНЕЕ ДЕСЯТИЛЕТИЕ

© 2023 г. А. Д. Данилов^{1, *}, Н. А. Бербенева²

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

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

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 31.08.2022 г.

После доработки 27.09.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Рассчитаны тренды критической частоты ионосферного слоя F_2 , foF_2 , по данным вертикального зондирования на ст. Juliusruh за период 1996–2022 гг. с использованием четырех индексов солнечной активности: $Ly-\alpha$, $MgII$, $F10.7\text{mon}$ и R_z . Подтвержден вывод, полученный ранее, о существовании сезонных (зимой сильнее, чем летом) и суточных (днем сильнее, чем ночью) вариаций отрицательных трендов foF_2 . Показано, что результаты для трех первых индексов очень хорошо согласуются между собой, а результаты с использованием R_z дают несколько отличные результаты. Обнаружено, что в течение последних 5–7 лет максимальные (зима, день) отрицательные тренды foF_2 становятся в 2–3 раза сильнее, чем получено для всего рассмотренного интервала.

DOI: 10.31857/S0016794022600697, EDN: DKXZFB

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема долговременных трендов параметров ионосферы и, особенно, критической частоты слоя F_2 , foF_2 , хорошо известна, и ей посвящено много работ. Обсуждение проблемы и соответствующие ссылки можно найти в обзорной работе Данилова и Константиновой [2020], а также в обзорных докладах Laštovička на Симпозиумах по трендам [Laštovička, 2018, 2022a, b].

При поисках трендов foF_2 очень большую роль играет правильный выбор индексов солнечной активности (СА), которые используются для того, чтобы удалить зависимость foF_2 от СА и получить “чистое” изменение со временем, которое позволит найти искомые тренды $k(foF_2)$. Проблема выбора лучших индексов СА (proxies) для поиска трендов ионосферных параметров достаточно сложна и обсуждалась многими исследователями. Отметим здесь лишь две работы аргентинской группы [De Haro Barbás and Elias, 2020; De Haro Barbás et al., 2020] и недавние публикации Laštovička [2021, 2022a, b]. В двух последних работах рассматривалось использование нескольких индексов СА для выделения трендов критических частот слоев E и F_2 и было получено, что наилучшими являются индексы $F10.7$ (поток солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см) и $MgII$ (отношение интенсивностей излучения в центре и крыльях

ультрафиолетовой линии магния). Мы вернемся к результатам этой работы ниже.

Высокая чувствительность получаемых трендов foF_2 к выбору используемого индекса солнечной активности была подчеркнута в работах Danilov and Konstantinova [2020] и Danilov [2021]. Было показано, что использование индекса $F10.7\text{sm}12$, вычисляемого определенным образом, как это сделано в модели IRI [Bilitza, 1990], хорошо описывает поведение foF_2 со временем в предыдущие циклы, но в 24-м цикле СА приводит к нереальным результатам. Была проведена корректировка этого индекса другими индексами СА ($Ly-\alpha$, R_z и $MgII$) и предложены “правильные” величины $F10.7\text{sm}12$ для нахождения трендов ионосферных параметров в 24-м цикле.

В данной работе мы возвращаемся к проблеме определения трендов foF_2 в течение последних двух десятилетий при использовании различных индексов СА.

2. МЕТОД АНАЛИЗА

Мы используем метод выделения трендов foF_2 на основании данных ВЗ, неоднократно описанный в предыдущих работах (см., например, [Данилов, 2019]). Поскольку это важно для дальней-

шего обсуждения результатов, напомним кратко его суть.

Для периода 1958–1980 гг., который считается “эталонным”, строится зависимость $foF2$ от индекса солнечной активности $F10.7$. Для периода после 1980 г. находятся отклонения $\Delta foF2$ измеренных величин $foF2$ от указанной эталонной зависимости для каждого года. Эти величины сглаживались с окном в 11 лет, и полученные сглаженные величины наносились на график как функции года. Наклон линейной аппроксимации полученной зависимости дает искомый тренд $k(foF2)$.

Учитывая указанную важность правильного выбора индексов СА при анализе трендов $foF2$, мы, в отличие от указанных выше предыдущих публикаций [Danilov and Konstantinova, 2020; Danilov, 2021], использовали ежемесячные солнечные индексы $Ly-\alpha$, R_z и $MgII$ не для корректировки индекса $F10.7sm12$, а непосредственно для расчетов трендов $foF2$. В дополнение к указанным трем индексам мы использовали для тех же расчетов месячный индекс $F10.7mon$.

Исходными данными были, как и ранее в расчетах такого рода, месячные медианы критической частоты $foF2$ по наблюдениям методом ВЗ на ст. Juliusruh. Расчеты проводились для периода с 1996 г. по 2022 г. (февраль) и по 2021 г. (июнь). Выбор периода определялся желанием сравнить получаемые результаты с результатами аналогичных расчетов [Laštovička, 2021, 2022a, b] (см. ниже). Как и в указанной работе, анализировалось изменение со временем величины $\Delta foF2$:

$$\Delta foF2 = foF2(\text{мод}) - foF2(\text{набл}),$$

где $foF2(\text{мод})$ – модельное значение $foF2$, а $foF2(\text{набл})$ – наблюдаемое. В качестве $foF2(\text{мод})$ использовалась зависимость медианы $foF2$ для данных условий (месяц, LT) от индекса солнечной активности для периода 1958–1980 гг., когда, как предполагается, еще не было заметных трендов $foF2$ антропогенного происхождения. В данной работе мы не обсуждаем вопрос о природе наблюдаемых трендов $foF2$. Они, скорее всего, могут быть следствием двух процессов – охлаждения и оседания верхней атмосферы и вековых вариаций геомагнитного поля. Вопрос о вкладе каждого из этих процессов требует отдельного анализа.

Для оценки статистической значимости S каждой из получаемых зависимостей использовался коэффициент определенности R^2 по F -тесту Фишера. Оценка S по наблюдаемой величине R^2 описана в недавней работе Данилова и Константиновой [2022].

Поскольку существует сильная зависимость величин $k(foF2)$ от сезона (зимой тренды выше, чем летом) [Danilov, 2015], мы провели расчеты для февраля как типичного зимнего месяца и июня, представляющего лето. Известно, что ве-

личины $k(foF2)$ зависят от времени суток (днем тренды выше, чем ночью). С учетом этого обстоятельства мы провели расчеты для трех моментов около местного полудня: 10:00 LT, 12:00 LT и 14:00 LT. Для анализа ночных часов мы рассчитали величины $k(foF2)$ в 20:00 LT и 04:00 LT в феврале. В июне в эти часы ионосфера на широте Juliusruh еще освещена солнцем, поэтому расчеты были выполнены для полуночи (24:00 LT).

Поскольку в описанном методе используется 11-летнее сглаживание исходных величин $\Delta foF2$ и поскольку дальше мы в одном случае обратимся к исходным (не сглаженным) величинам, уместно заметить следующее.

Сглаживание не вносит принципиальных изменений в анализируемую зависимость (в данном случае величин $\Delta foF2$ от года), но подчеркивает эту зависимость, т.е. обеспечивает более высокие значения ее статистической значимости. На рис. 1 в качестве примера приводится изменение величины $\Delta foF2$ для 12:00 LT, февраля и $Ly-\alpha$ в качестве индекса СА без сглаживания (а) и после сглаживания (б). Хорошо видно, что характер изменения $\Delta foF2$ не изменился, но, естественно, в результате сглаживания существенно уменьшился разброс точек и выросли величины R^2 . Близость полученных на двух рисунках величин $k(foF2)$ является случайной. При сглаживании характер зависимости (знак тренда) сохраняется, но в большинстве случаев амплитуда тренда увеличивается. Представляется, что получаемые в результате сглаживания величины тренда лучше отражают исследуемую зависимость, поскольку сглаживается влияние случайно ошибочных точек, существование которых неизбежно. Единственным недостатком сглаживания является то, что при этом на 5 лет с каждой стороны сужается интервал анализируемых величин (в нашем случае – $\Delta foF2$). Может создаться впечатление, что на рис. 1б мы определяем тренды только до 2017 г. Но необходимо помнить, что при усреднении точка 2017 г. “впитала в себя” все значения $\Delta foF2$ вплоть до 2022 г., поэтому мы можем по-прежнему считать, что данные на рис. 1б характеризуют тренд до 2022 г.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Примеры зависимостей $\Delta foF2$ от времени для 12:00 LT и 14:00 LT при использовании различных индексов СА приведены на рис. 2 и 3 соответственно. На всех рисунках и в таблицах тренды $k(foF2)$ приведены в единицах МГц в год.

Примеры, приведенные на рис. 2–4, показывают, что в дневное время в феврале тренды $foF2$ достаточно хорошо выражены и статистически значимы, тогда как в ночных условиях они малы и выражены гораздо хуже.

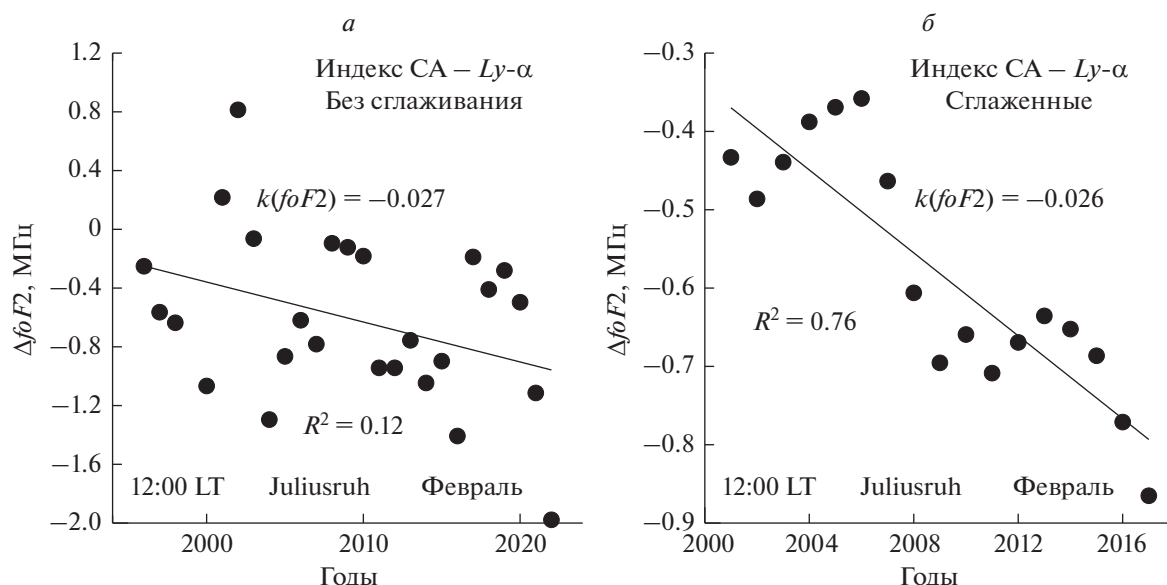


Рис. 1. Изменение $\Delta foF2$ для одних и тех же условий без сглаживания (а) и после сглаживания (б).

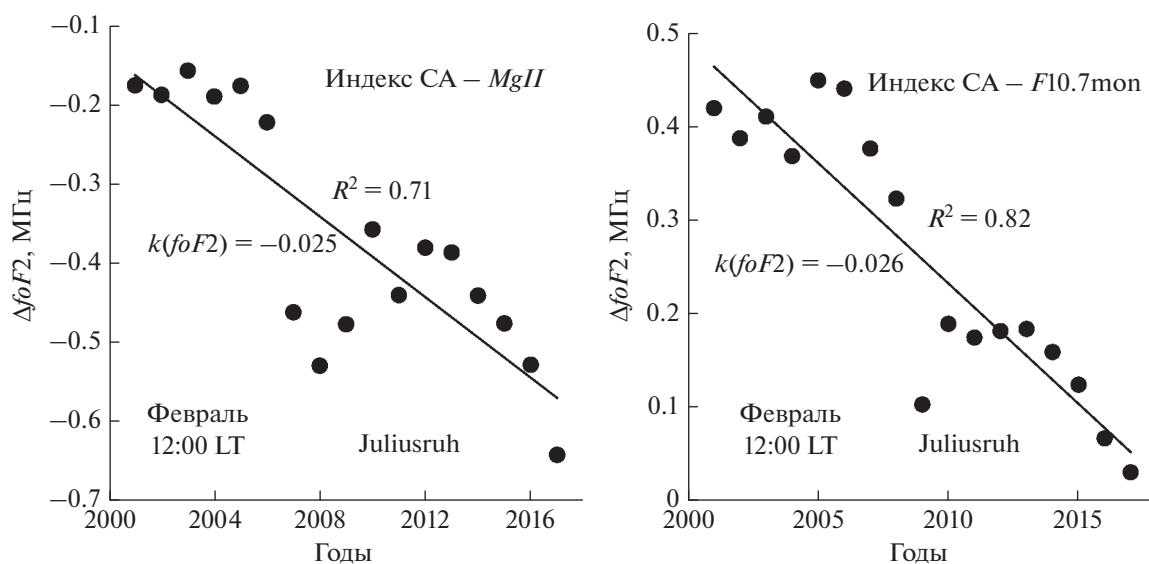


Рис. 2. Примеры зависимости $\Delta foF2$ от времени для 12:00 LT в феврале.

Все результаты определения $k(foF2)$ для февраля приведены в табл. 1. Несколько фактов обращают на себя внимание в указанной таблице. Во-первых, величины $k(foF2)$, получаемые в дневные часы с использованием индексов $Ly-\alpha$, $MgII$ и $F10.7mon$, совпадают (для 10:00 LT все три величины равны -0.018 МГц/год) или очень близки. Это резко повышает надежность получаемых трендов. При использовании в качестве индекса СА числа солнечных пятен R_z величины $k(foF2)$ отличаются от трех других, хотя близки к ним по порядку величины. Это позволяет предположить,

что этот индекс хуже для поисков трендов ионосферных параметров, чем три других индекса. В упоминавшихся выше работах [Laštovička, 2021, 2022a, b] число солнечных пятен не рассматривается совсем и наиболее благоприятными для поиска трендов $foF2$ и foE признаны $MgII$ и $F10.7mon$, что близко к полученным здесь результатам.

Средние значения $k(foF2)$ при использовании всех четырех индексов, а также без использования R_z , приведены в двух последних столбцах табл. 1. Величины в последнем столбце представ-

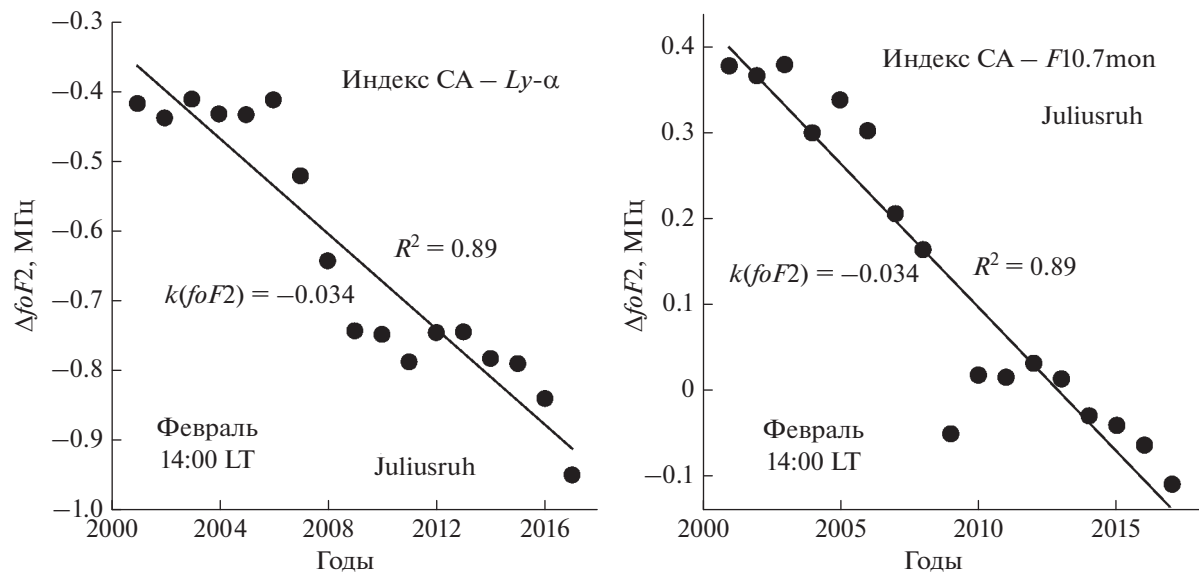


Рис. 3. Примеры зависимости $\Delta foF2$ для 14:00 LT в феврале.

ляются наиболее надежными на сегодняшний день величинами $k(foF2)$ для рассмотренного периода 1996–2022 г.

Во-вторых, все величины R^2 в дневные часы достаточно велики, чтобы обеспечить статистическую значимость получаемых величин $k(foF2)$ выше 99%.

В-третьих, с использованием всех рассмотренных индексов СА подтверждается вывод о том, что тренды $foF2$ в ночное время малы и малозначимы. Возможен даже переход от небольших от-

рицательных к небольшим положительным величинам $k(foF2)$ (например, в 04:00 LT).

Таблица 2 построена точно так же, как табл. 1, но для июня. Как видно из табл. 2, в июне в дневное время величины $k(foF2)$ малы по амплитуде и в основном положительны. В ряде случаев ($MgII$ 12:00 и 14:00 LT, $F10.7mon$ 12:00 LT) они обладают и очень низкой статистической значимостью (низкие величины R^2).

Как и в табл. 1, результаты для трех индексов ($Ly-\alpha$, $MgII$ и $F10.7mon$) хорошо согласуются между

Таблица 1. Тренды за период 1996–2022 гг. в феврале (ст. Juliusruh)

Время	$Ly-\alpha$		Rz		$MgII$		$F10.7mon$		средние $k(foF2)$	
	$k(foF2)$	R^2	$k(foF2)$	R^2	$k(foF2)$	R^2	$k(foF2)$	R^2	по 4 инд.	без Rz
10:00 LT	−0.018	0.56	−0.027	0.77	−0.018	0.47	−0.018	0.68	−0.020	−0.018
12:00 LT	−0.026	0.76	−0.042	0.89	−0.025	0.71	−0.026	0.82	−0.030	−0.026
14:00 LT	−0.034	0.89	−0.043	0.90	−0.033	0.76	−0.034	0.89	−0.036	−0.034
04:00 LT	+0.013	0.32	+0.011	0.36	+0.011	0.36	+0.011	0.32	+0.012	+0.012
20:00 LT	−0.009	0.30	−0.016	0.84	−0.003	0.09	−0.012	0.61	−0.010	−0.008

Таблица 2. Тренды за период 1996–2021 гг. в июне (ст. Juliusruh)

Индексы	$Ly-\alpha$		Rz		$MgII$		$F10.7mon$		средние $k(foF2)$	
	$k(foF2)$	R^2	$k(foF2)$	R^2	$k(foF2)$	R^2	$k(foF2)$	R^2	по 4 инд.	без Rz
10:00 LT	+0.007	0.21	+0.021	0.61	+0.006	0.29	+0.013	0.63	+0.012	+0.009
12:00 LT	+0.008	0.52	+0.027	0.87	+0.004	0.16	+0.001	0.05	+0.010	+0.004
14:00 LT	+0.004	0.29	+0.021	0.91	+0.005	0.20	+0.008	0.50	+0.010	+0.009
24:00 LT	−0.001	0.03	+0.022	0.82	−0.004	0.11	+0.004	0.06	+0.005	0.000

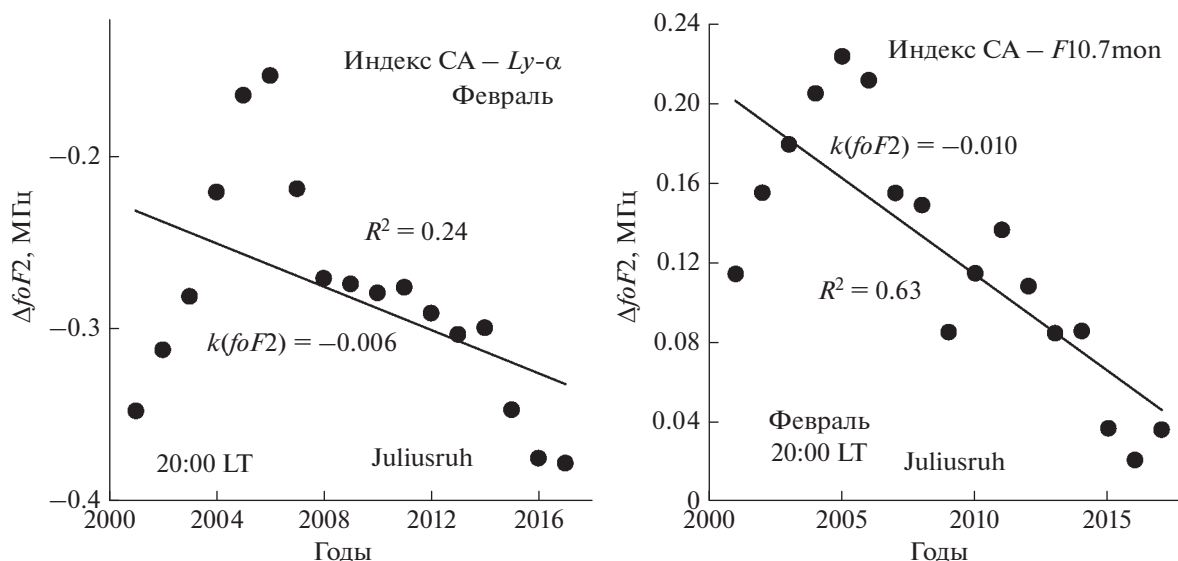


Рис. 4. Примеры зависимости $\Delta foF2$ для 20:00 LT в феврале.

собой, тогда как величины $k(foF2)$ для Rz от них отличаются.

Таким образом, сравнение табл. 1 и 2 подтверждает с использованием наблюдений последних лет вывод, полученный ранее [Danilov, 2015], о том, что существует значительная сезонная вариация $k(foF2)$ – зимой тренды выше, чем в летние месяцы.

Этот вывод очень важен, поскольку (вместе с выводом о наличии суточных вариаций $k(foF2)$, приведенным выше) он поясняет, почему при поисках трендов по среднесуточным и среднегодовым значениям $foF2$ у ряда авторов получаются достаточно низкие величины $k(foF2)$. Это относится и к недавним работам Laštovička [2021, 2022a, b], который построил зависимость $\Delta foF2$ по данным ст. Pruhonice за 1996–2014 гг. и получил низкий тренд при использовании индекса $F10.7$ и нулевой тренд при использовании индекса $MgII$.

4. ТRENДЫ В ПОСЛЕДНЕЕ ДЕСЯТИЛЕТИЕ

При анализе рисунков типа 2–4 обращает на себя внимание одна особенность поведения точек $\Delta foF2$ в течение недавних лет. Оказалось, что последние 5–7 точек на всех подобных рисунках дают значительно более высокий и гораздо лучше выраженный (большинство величин R^2 выше 0.9) тренд, чем получается при анализе всех точек рассматриваемого интервала. При этом, хотя количество точек и невелико, статистическая значимость S оказывается высокой за счет высоких величин R^2 .

Примеры для ситуаций, не рассмотренных на рис. 2, 3, приведены на рис. 5. Однако описываемый

эффект можно видеть и на всех четырех графиках рис. 2, 3.

Сводка полученных таким образом трендов за недавние годы приведена в табл. 3. Эта таблица дает тренды за недавний период (с указанием периода в годах) с величинами R^2 и соответствующие величины (взяты из табл. 1) для всего рассмотренного периода.

Как видно из табл. 3, при использовании трех индексов СА (кроме Rz , о котором уже говорилось выше), тренды для последних 5–7 лет оказываются существенно выше (в большинстве случаев с очень высокими R^2), чем для всего рассмотренного периода с 1996 г.

Аналогичный анализ показал, что подобный эффект наблюдается и в июне. Поскольку летом даже днем тренды слегка положительны (см. табл. 2), при переходе к недавним годам знак трендов меняется и появляются небольшие отрицательные тренды с невысокой в целом статистической значимостью.

Поскольку результаты на рис. 5 и в табл. 3 приведены для сглаженных величин $\Delta foF2$ (см. выше в параграфе 2), стоит посмотреть на эти величины без сглаживания, чтобы точно определить, в какие годы происходит указанное усиление трендов.

На рисунке 6 приведены два примера изменения $\Delta foF2$ с 2010 по 2022 гг. согласно не сглаженным данным. Видно, что более высокие тренды в недавний период, полученные по сглаженным данным и приведенные в табл. 3, обусловлены усилением отрицательных трендов именно в последние годы.

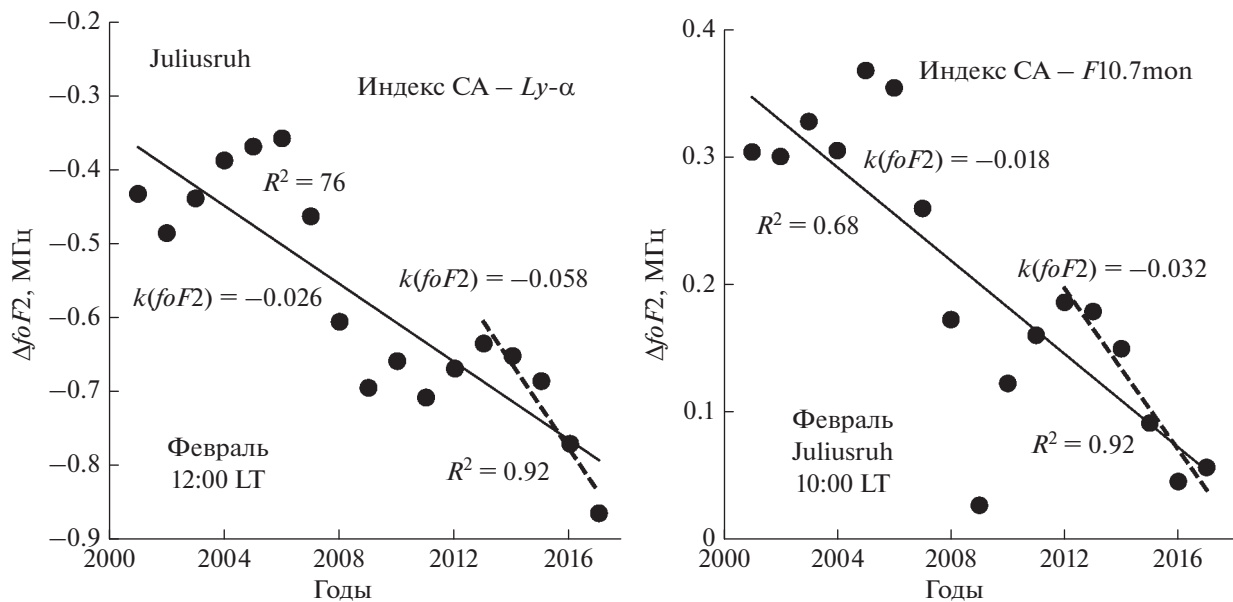


Рис. 5. Изменение $\Delta foF2$ в течение всего анализируемого периода и в течение последних лет.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поскольку, как указывалось во ВВЕДЕНИИ, проблема выбора индексов СА для анализа трендов параметров ионосферных слоев весьма важна и актуальна, мы провели расчеты трендов $foF2$,

$k(foF2)$, по данным ст. Juliusruh, используя четыре индекса: $Ly-\alpha$, $MgII$, $F10.7mon$ и Rz . Результаты для первых трех индексов оказались в очень хорошем согласии. Расчеты при использовании числа солнечных пятен Rz дают слегка отличающиеся

Таблица 3. Тренды для двух периодов (Февраль, ст. Juliusruh)

	Индексы	Недавние годы			1996–2022	
		$k(foF2)$	R^2	годы	$k(foF2)$	R^2
10:00 LT	$Ly-\alpha$	–0.048	0.98	2013–2017	–0.018	0.56
	$F10.7mon$	–0.032	0.92	2012–2017	–0.018	0.68
	$MgII$	–0.045	0.98	2012–2017	–0.018	0.47
	Rz	–0.025	0.86	2012–2017	–0.027	0.77
12:00 LT	$Ly-\alpha$	–0.058	0.92	2013–2017	–0.026	0.76
	$F10.7mon$	–0.040	0.98	2013–2017	–0.026	0.82
	$MgII$	–0.060	0.95	2013–2017	–0.025	0.71
	Rz	–0.031	0.98	2013–2017	–0.042	0.89
14:00 LT	$Ly-\alpha$	–0.047	0.87	2013–2017	–0.034	0.89
	$F10.7mon$	–0.027	0.97	2012–2017	–0.034	0.89
	$MgII$	–0.044	0.90	2012–2017	–0.033	0.76
	Rz	–0.024	0.97	2010–2017	–0.043	0.90
20:00 LT	$Ly-\alpha$	–0.035	0.33	2011–2017	–0.009	0.30
	$F10.7mon$	–0.019	0.89	2011–2017	–0.012	0.61
	$MgII$	–0.019	0.92	2010–2017	–0.003	0.09
	Rz	–0.020	0.81	2011–2017	–0.016	0.84

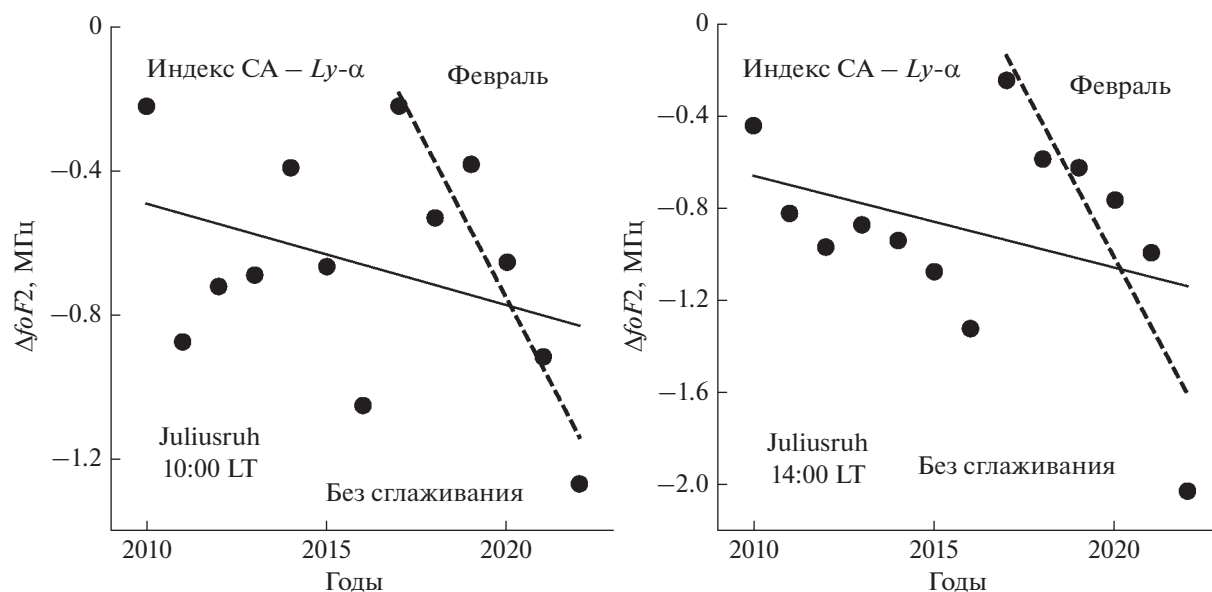


Рис. 6. Тренды foF_2 в недавние годы по данным без сглаживания.

результаты, хотя получаемые тренды foF_2 имеют тот же знак, а их магнитуды — тот же порядок величины, что и для трех других индексов.

Поскольку существует зависимость трендов foF_2 от времени суток и сезона, расчеты проводились для пяти моментов LT в феврале и четырех в июне. Результаты расчетов показали следующее.

Подтверждается вывод о существовании сезонной и суточной зависимости $k(foF_2)$. В зимний период и околополуденные часы отрицательные тренды максимальны и составляют 0.20–0.35 МГц в год со статистической значимостью более 99%. В ночные часы и в летний период величины $k(foF_2)$ малы по амплитуде, могут быть как отрицательными, так и положительными и обладают низкой статистической значимостью.

Полученные результаты отличаются от недавних результатов Laštovička [2021, 2022a, b], который также анализировал изменение ΔfoF_2 с 1996 г., но не проводил разделения по сезонам и моментам LT. Мы считаем, что различие связано именно с тем, что в таком случае получаются среднесуточные и среднегодовые тренды, которые, естественно, должны быть гораздо ниже максимальных, наблюдаемых днем зимой.

Неожиданным новым результатом является обнаружение усиления отрицательных трендов foF_2 в течение последнего десятилетия по сравнению с трендами, наблюдаемыми за весь анализируемый период с 1996 г. В дневные часы в феврале при использовании индексов $Ly-\alpha$, $MgII$ и $F10.7\text{mop}$ для последних лет получаются отрицательные величины $k(foF_2)$ во всех случаях, кроме одного, в два-три раза превышающие соответствующие

величины для всего периода. Существенно, что этот процесс частично захватывает и ночные часы (см. 20:00 LT в табл. 3), хотя тренды ночью малы и надежность их определения невелика.

Полученные для всего рассмотренного периода максимальные величины трендов foF_2 могут приводить к уменьшению foF_2 на 0.6–1 МГц за 30 лет. Такое уменьшение может быть важным для многих проблем распространения радиоволн. Если же обнаруженный эффект усиления трендов в самые последние годы реален, указанное уменьшение может произойти и за более короткий срок.

Обсуждение вопроса о природе обнаруженных трендов выходит за рамки данной работы. Отметим только, что наиболее вероятным представляется систематическое уменьшение foF_2 со временем из-за охлаждения и оседания верхней атмосферы [Laštovička et al., 2008]. Ряд исследователей считают (см. Yue et al., 2008; Elias, 2009), что вклад в указанное изменение вносит также вековое изменение магнитного поля Земли. Возможно, полученные тренды foF_2 отражают суммарный эффект двух процессов. При этом остается, однако, непонятным, может ли вклад изменений магнитного поля зависеть от сезона и времени суток.

БЛАГОДАРНОСТИ

Величины солнечных индексов были взяты с сайта LISIRD (<https://lasp.colorado.edu>). Авторы благодарят А.В. Константинову за расчеты месячных медиан foF_2 .

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д. Глобальные изменения параметров верхней атмосферы и ионосферы Земли / Системный мониторинг ионосферы. Ред. Н.Г. Котонаева. М.: ФИЗМАТЛИТ. С. 354–416. 2019.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F_2 перед магнитными бурями // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 5. С. 635–652. 2022.
- Bilitza D. International Reference Ionosphere 1990. Greenbelt, Maryland: National Space Science Data Center, NSSDC 90-92. 1990.
- Danilov A.D. Seasonal and diurnal variations in foF_2 trends // J. Geophys. Res. — Space. V. 120. P. 3868–3882. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020971>
- Danilov A.D. Behavior of F_2 -layer parameters and solar activity indices in the 24th cycle // Adv. Space Res. V. 67. P. 102–110. 2021.
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Trends in foF_2 and the 24th solar activity cycle // Adv. Space Res. V. 65. P. 959–965. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.10.038>
- De Haro Barbás B.F., Elias A.G. Effect of the inclusion of solar cycle 24 in the calculation of foF_2 long-term trend for two Japanese ionospheric stations // Pure Appl. Geophys. V. 177. P. 1071–1078. 2020.
- De Haro Barbás D.F., Elias A.G., Fagre M., Zossi B.F. Incidence of solar cycle 24 in nighttime foF_2 long-term trends for two Japanese ionospheric stations // Stud. Geophys. Geod. V. 64. 2020.
<https://doi.org/10.1007/s11200-021-05489>
- Elias A.G. Trends in the F_2 ionospheric layer due to long-term variations in the Earth's magnetic field // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 71. № 14–15. P. 1602–1609. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.05.014>
- Laštovička J., Akmaev R.A., Beig G., Bremer J., Emmert J.T., Jacobi C., Jarvis M.J., Nedoluha-G., Portnyagin Y.I., Ulich T. Emerging pattern of global change in the upper atmosphere and ionosphere // Ann. Geophysicae. V. 26. № 5. P. 1255–1268. 2008.
- Laštovička J. A review of progress in trends in the mesosphere-thermosphere-ionosphere system // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere. Hefei, China. May 14–18. 2018.
- Laštovička J. The best solar activity proxy for long-term ionospheric investigations // Adv. Space Res. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.06.032>
- Laštovička J. Progress in investigating long-term trends in the mesosphere? Thermosphere and ionosphere. Paper presented at the 11th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere, Helsinki, Finland, May 30–June 3. 2022a.
- Laštovička J. The optimum solar activity proxy for long-term studies of foF_2 // Paper presented at the 11th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere. Helsinki, Finland. May 30–June 3. 2022b.
- Yue X., Liu L., Wan W., Wei Y., Ren Z. Modeling the effects of secular variation of geomagnetic field orientation on the ionospheric long-term trend over the past century // J. Geophys. Res. V. 113. № A10301. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012995>

ЗАВИСИМОСТЬ ЛОКАЛЬНОГО ИНДЕКСА ГОДОВОЙ АСИММЕТРИИ ДЛЯ $NmF2$ ОТ МЕСТНОГО ВРЕМЕНИ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. М. Г. Деминов¹, *, Г. Ф. Деминова¹

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

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 15.11.2022 г.

После доработки 21.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

На основе данных медиан электронной концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$ пары ионосферных станций Боулдер–Хобарт за 1963–2013 гг. проведен анализ зависимости локального индекса годовой асимметрии R от местного времени и солнечной активности, где индекс R – отношение январь/июль суммарной концентрации $NmF2$ (для этой пары станций) в фиксированное местное время. В качестве индикатора солнечной активности для медианы $NmF2$ использован индекс F – среднее за 81 день значение потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, которое центрировано на середину данного месяца. Получено, что в зависимости индекса R от местного времени LT преобладает полусуточная мода с максимумами вблизи полудня и полуночи и минимумами утром и вечером. Самые низкие значения $R = 1$ наблюдаются при низкой солнечной активности в узком интервале 19.0–19.5 LT. Годовая асимметрия в медиане $NmF2$ существует ($R > 1$) для всех остальных часов местного времени при любом уровне солнечной активности. Вблизи полудня индекс R увеличивается с солнечной активностью с тенденцией к насыщению при высоком уровне этой активности. Вблизи полуночи в зависимости индекса R от F наблюдается максимум для $F = 140$, при превышении которого R уменьшается с ростом F . Высокие значения индекса R в полдень и полночь, в основном, обусловлены относительно высокими значениями $NmF2$ в январе в Северном полушарии (местной зимой, Боулдер) в полдень и в Южном полушарии (местным летом, Хобарт) в полночь.

DOI: 10.31857/S0016794022600636, EDN: DKZACT

1. ВВЕДЕНИЕ

Годовая асимметрия (годовая аномалия) – это ионосферные явления, в которых глобально усредненная концентрация электронов в январе больше, чем в июле [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. Для выделения этой асимметрии используют концентрацию максимума $F2$ -слоя $NmF2$ по данным сети ионосферных станций [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018], внешнего зондирования ионосферы [Gulyaeva et al., 2014] или по данным радиозатменных измерений на спутниках FORMOSAT-3/COSMIC [Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017a]. Кроме того, используют полное электронное содержание ионосферы [Mendillo et al., 2005; Zhao et al., 2007; Gulyaeva et al., 2014] или высотное распределение концентрации электронов в области F ионосферы [Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017b]. В качестве индекса этой асимметрии, например, для $NmF2$, используют

отношение [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015]

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

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

$$AI = (NmF2(N + S)_{Jan} - NmF2(N + S)_{July}) / (NmF2(N + S)_{Jan} + NmF2(N + S)_{July}), \quad (2)$$

где $NmF2(N + S)_{Jan}$ и $NmF2(N + S)_{July}$ – суммарные (по Северному и Южному полушариям) значения $NmF2$ в январе и июле в фиксированное местное время. Обычно в этих уравнениях используют средние за месяц или медианы за месяц $NmF2$ [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018]. Ниже для определенности использован индекс R для медиан $NmF2$ за месяц. Для оценки величины AI по известному индексу R можно использовать соотношение $AI = (R - 1) / (R + 1)$.

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

Один из путей решения этой проблемы, предложенный нами, связан с использованием достаточно большого массива данных $NmF2$ для фиксированного местного времени с целью получения эмпирических зависимостей $NmF2$ от солнечной активности в январе и июле для каждой из пар анализируемых станций [Демин и Демина, 2021]. В результате может быть определена зависимость индекса R от солнечной активности для данного часа местного времени. При этом исчезает проблема разных уровней солнечной активности в январе и июле в конкретный год, поскольку в данном случае зависимость R от солнечной активности означает, что индекс R определен для каждого фиксированного значения этой активности.

Предлагаемый метод был реализован на примере получения зависимости индекса R (или индекса AI) от солнечной активности в полдень для конкретной пары ионосферных станций [Демин и Демина, 2021]. Продолжение этих исследований для получения зависимости локального индекса R от солнечной активности для всех часов местного времени было главной целью данной работы. Следует отметить, что ранее индекс AI был получен для полуночи и полудня для ряда фиксированных значений среднего уровня солнечной активности [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. Поэтому вопрос о получении зависимости индекса R (или AI) от местного времени и солнечной активности по экспериментальным данным оставался в значительной степени открытым.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Для анализа использованы данные медиан $foF2$ станций Боулдер (Boulder, 40.0° N, 254.7° E, $\Phi = 48.6^\circ$ N, $\Phi^* = 49.1^\circ$ N) и Хобарт (Hobart, 42.9° S, 147.3° E, $\Phi = 50.9^\circ$ S, $\Phi^* = 54.3^\circ$ S) для каждого часа мирового времени для января и июля в интервале 1963–2013 гг. В скобках даны координаты этих станций: географическая широта, географическая долгота, геомагнитная широта Φ и исправленная геомагнитная широта Φ^* . Широты Φ и Φ^* приведены для 1985 г., что примерно соответствует середине анализируемого интервала времени. Эти широты получены с помощью моделей, приведенных в Интернете (wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/gggm, omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo). Выбор этой пары станций для анализа локальных свойств годовой асимметрии связан с близостью абсолютных значений как географических, так и геомагнитных широт станций. Следует отметить, что медианы $NmF2$ данной пары станций совместно с данными других пар станций ранее использовались для анализа глобальных свойств годовой асимметрии [Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018].

В качестве индикатора солнечной активности для медианы $NmF2$ за месяц использован индекс F – среднее за 81 день значение потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, которое центрировано на середину данного месяца [Демин и Демина, 2021].

Для определения зависимости медиан $NmF2$ от солнечной активности для каждой из станций в январе или июле в каждый час мирового времени (UT) использовалось уравнение регрессии

$$NmF2 = a_0 + a_1 F + a_2 F^2. \quad (3)$$

Коэффициенты этого уравнения определялись по массиву данных медиан $foF2$ за 1963–2013 гг. для выбранных условий. На этот массив были наложены дополнительные условия. В нем были оставлены только случаи, которые удовлетворяли условиям

$$2 < foF2 < 20 \text{ МГц}, \quad 80 < F < 220. \quad (4)$$

Первое из условий позволяет исключить особенно сильные выбросы $foF2$, которые могут носить случайный характер. Второе из условий позволяет исключить относительно редко встречающиеся уровни солнечной активности для получения, по возможности, устойчивых тенденций в зависимости концентрации максимума $F2$ -слоя от солнечной активности. Массив данных $foF2$, полученный с учетом перечисленных условий, был преобразован в массив данных $NmF2$, поскольку $NmF2 = 1.24 \times 10^{10} (foF2)^2$, где $NmF2$ измеряется в $1/\text{м}^3$, $foF2$ – в МГц. Этот массив данных $NmF2$ был исходным для определения коэффициентов уравнения регрессии (3), т.е. получения эмпириче-

ской модели зависимости медиан $NmF2$ от солнечной активности для выбранных условий. Предварительный анализ показал, что в некоторых случаях число измерений N в этом массиве недостаточно для получения значимых зависимостей $NmF2$. Например, для ст. Хобарт в 14 UT (что примерно соответствует полуночи) для июля число доступных медиан $foF2$ для интервала 1963–2013 гг. равно 14. Поэтому для получения коэффициентов уравнения регрессии (3) для каждого из выбранных условий (станция, месяц года, мировое время, интервал 1963–2013 гг.) использовались доступные медианы $foF2$ в данный час, предыдущий и последующий час мирового времени с учетом дополнительных условий (4). В результате число измерений N было увеличено примерно в 3 раза. Для приведенного выше примера (ст. Хобарт в 14 UT для интервала 1963–2013 гг.) $N = 47$, что в 3.4 раза больше предыдущего варианта.

Некоторые статистические характеристики уравнений регрессии (3) приведены в табл. 1. Из данных в табл. 1 видно, что число измерений N для рассмотренных случаев было достаточно большим и изменялось от 130 до 47. В полдень коэффициент корреляции K местной зимой больше, чем местным летом, из-за более сильной зависимости $NmF2$ от F местной зимой. В полночь картина противоположная: коэффициент корреляции K местным летом больше, чем местной зимой, из-за более сильной зависимости $NmF2$ от F местным летом. Из приведенных значений N и K следует, что зависимости (3) значимы для всех рассмотренных случаев при доверительном уровне 99% [Ramachandran and Tsokos, 2009]. Анализ показал, что зависимости (3) значимы и для каждого часа мирового времени в январе и июле (и во все остальные месяцы года) для данных ст. Боулдер и ст. Хобарт.

Уравнения регрессии (3) с известными коэффициентами позволяют по уравнению (1) получить зависимость локального индекса R от местного времени LT для разных уровней солнечной активности для анализируемой пары станций. Результат показан на рис. 1 для низкой ($F = 100$) и высокой ($F = 180$) солнечной активности, где дискретные (ежечасные) зависимости R от LT аппроксимированы рядом Фурье четвертой степени для наглядности. Из данных на этом рисунке следует, что в зависимости R от LT преобладает полусуточная мода с максимумами вблизи полудня и полуночи и минимумами утром и вечером. Индекс R для высокой солнечной активности больше, чем для низкой солнечной активности, для интервала $08 < LT < 24$. Здесь и ниже местное время приведено в часах. Для интервала $00 < LT < 08$ наблюдается противоположная тенденция. Самые низкие значения $R = 1$ наблюдаются при низкой солнечной активности в узком интервале

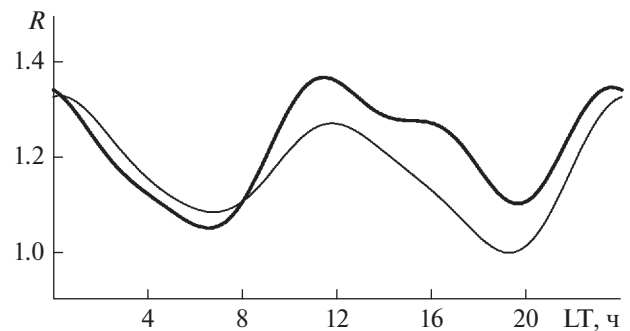


Рис. 1. Зависимость локального индекса годовой асимметрии R от местного времени LT для низкой ($F = 100$, тонкая линия) и высокой ($F = 180$, толстая линия) солнечной активности.

19.0–19.5 LT. Годовая асимметрия в медиане $NmF2$ существует ($R > 1$) для всех остальных приведенных на рис. 1 случаев. Эта асимметрия максимальна для высокой солнечной активности вблизи полудня ($R = 1.37$ для $LT = 11.5$) и полуночи ($R = 1.35$ для $LT = 23.5$).

На рисунке 2 показаны зависимости локального индекса годовой асимметрии R от индекса солнечной активности F для фиксированных часов местного времени. Они получены с помощью уравнений регрессии (3) по данным анализируемой пары станций за 1963–2013 гг. Из данных на этом рисунке следует, что в дневные часы индекс R увеличивается с солнечной активностью с общей тенденцией к насыщению этого увеличения при высокой солнечной активности. Индекс R в полдень больше, чем в 10 и 14 LT, для всего интервала изменений индекса F . Следовательно, максимум R вблизи полудня в зависимости R от LT существует при любом уровне солнечной активности (см. рис. 1). Из данных на рисунке 2 следует, что в 00, 02 и 04 LT в зависимости R от F наблюдается максимум, при превышении которого

Таблица 1. Статистические характеристики уравнений регрессии (3) для анализируемых условий в январе ($nm = 1$) и июле ($nm = 7$) в полдень и полночь: стандартное отклонение σ (в 10^{11} м^{-3}), коэффициент корреляции K , число измерений N

nm	Боулдер			Хобарт		
	σ	K	N	σ	K	N
	Полдень (LT = 12)					
1	0.8	0.99	126	0.7	0.90	119
7	0.5	0.92	125	0.9	0.96	125
nm	Полночь (LT = 00)					
	σ	K	N	σ	K	N
	Полночь (LT = 00)					
1	0.2	0.79	121	0.7	0.90	96
7	0.4	0.95	130	0.2	0.78	47

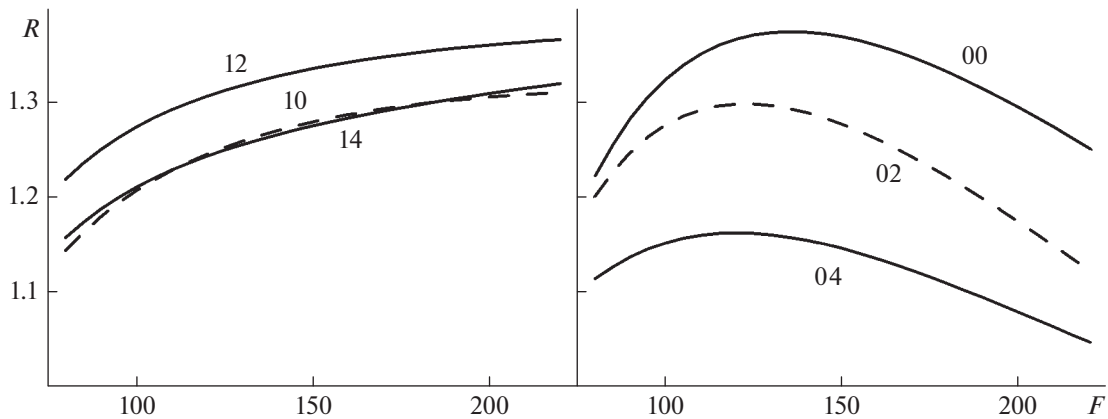


Рис. 2. Зависимости локального индекса годовой асимметрии R от индекса солнечной активности F для фиксированных часов местного времени (цифры у кривых).

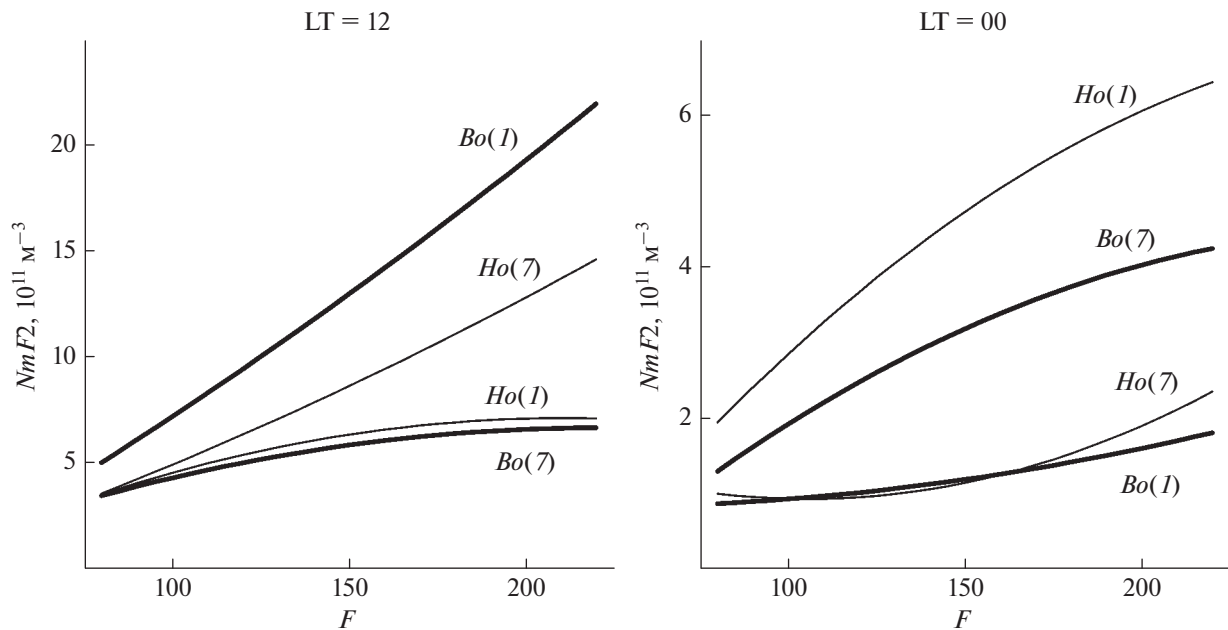


Рис. 3. Зависимости медиан $NmF2$ от индекса солнечной активности F в полдень ($LT = 12$) и полночь ($LT = 00$) в январе (1) и июле (7) для станций Боулдер (Bo , толстые линии) и Хобарт (Ho , тонкие линии).

индекс R уменьшается с ростом F . Этот максимум наблюдается для $F = 140$ в 00 LT и для $F = 120$ в 02 и 04 LT. Более детальный анализ показал, что такой максимум существует в интервале 23–06 LT. Наблюдаемая на рис. 1 тенденция, когда в интервале $00 < LT < 08$ индекс R для $F = 180$ меньше, чем для $F = 100$, также связана с максимумом в зависимости R от F . Выше отмечалось, что максимум в зависимости R от LT вблизи полуночи наблюдается для низкой ($F = 100$) и высокой ($F = 180$) солнечной активности. Более детальный анализ показал, что максимум в зависимости R от LT в 23–24 LT характерен почти для всего анализируемого интервала изменения индекса солнечной актив-

ности ($80 < F < 220$). Исключение может составлять граница этого интервала ($F > 200$), для которой данные недостаточно надежны.

На рисунке 3 приведены зависимости медиан $NmF2$ от солнечной активности, полученные по уравнениям регрессии (3) в полдень и полночь в январе и июле. Эти зависимости позволяют определить дополнительные свойства локального индекса R , поскольку являются элементами этого индекса.

Из данных на этом рисунке можно видеть, что в полдень: а) местным летом концентрации $NmF2$ почти совпадают для анализируемой пары станций при любом уровне солнечной активности;

б) летом зависимость $NmF2$ от солнечной активности слабее, чем зимой; в) местной зимой концентрация $NmF2$ для Боулдера больше, чем для Хобарта, при любом уровне солнечной активности, и эта разница увеличивается с ростом солнечной активности. Следовательно, относительно высокие значения индекса R в полдень и увеличение этого индекса с ростом солнечной активности обусловлены в основном тем, что $NmF2$ в январе в Боулдере больше, чем в июле в Хобарте, и эта разница увеличивается с ростом солнечной активности.

Из данных на рис. 3 можно видеть, что в полночь: а) местной зимой для $F < 175$ величины $NmF2$ совпадают для анализируемой пары станций и почти не зависят от солнечной активности; $NmF2$ в Хобарте становится больше, чем в Боулдере, для $F > 175$; б) местным летом концентрация $NmF2$ для Хобарта больше, чем для Боулдера, при любом уровне солнечной активности, и эта разница увеличивается с ростом солнечной активности. Следовательно, относительно высокие значения индекса R в полночь обусловлены в основном тем, что $NmF2$ в январе в Хобарте больше, чем в июле в Боулдере. Нелинейная зависимость индекса R от F в полночь связана с дополнительным вкладом зимних значений $NmF2$ в R при высокой солнечной активности. Итак, высокие значения индекса R в полдень и полночь в основном обусловлены относительно высокими значениями $NmF2$ в январе в Северном полушарии (местной зимой, Боулдер) в полдень и в Южном полушарии (местным летом, Хобарт) в полночь.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Использование уравнения регрессии в виде полинома второй степени (3) для учета зависимости $NmF2$ от индекса F приводит к зависимости индекса R от F с одним максимумом для всех приведенных на рис. 2 случаев. Дополнительный анализ показал, что увеличение степени полинома в этом уравнении регрессии приводит к более сложной зависимости R от F , но общая картина этой зависимости сохраняется.

В ночные часы изменение $NmF2$ со временем определяется суммой двух факторов: уменьшением $NmF2$ после захода Солнца из-за рекомбинации и диффузии и дополнительным увеличением $NmF2$ из-за диффузионного потока плазмы из плазмосферы [Кринберг и Ташилин, 1984]. Вклад первого фактора увеличивается с ростом солнечной активности, вклад второго фактора почти не зависит от солнечной активности. В полночь местной зимой второй фактор обычно является основным, когда $NmF2$ почти не зависит от солнечной активности. Исключение составляют периоды очень высокой солнечной активности, когда первый фактор становится заметным и $NmF2$

увеличивается с ростом солнечной активности (см. рис. 3). В полночь местным летом второй фактор не важен и $NmF2$ увеличивается с ростом солнечной активности. В полночь $NmF2$ местным летом больше, чем зимой, и, кроме того, местным летом в январе (в Южном полушарии) больше, чем в июле (в Северном полушарии). В этом заключается годовая асимметрия $NmF2$ в полночь для анализируемой пары станций. Разный характер зависимости $NmF2$ от солнечной активности местной зимой и летом приводит к нелинейной зависимости индекса этой асимметрии R от F с максимумом R для $F = 140$ в полночь (см. рис. 2).

В дневные часы концентрация $NmF2$ увеличивается с ростом солнечной активности во все сезоны из-за важности ионизационно-рекомбинационных процессов. Местной зимой в полдень увеличение $NmF2$ с ростом F более значительно, чем местным летом. Кроме того, в полдень $NmF2$ местной зимой в январе (в Северном полушарии) больше, чем в июле (в Южном полушарии). В этом заключается годовая асимметрия $NmF2$ в полдень для анализируемой пары станций.

Проблема годовой асимметрии в $NmF2$ хорошо известна (см., например, [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]). Учет только разницы в скорости ионизации атмосферы в январе и июле из-за эллиптичности орбиты Земли вокруг Солнца дает $R = 1.07$ (или $AI = 0.034$) в полдень. Данные на рис. 1 показывают гораздо более высокие значения этого индекса: $R = 1.35–1.37$ вблизи полуночи и полудня при высокой солнечной активности. Для полудня на средних широтах этот вывод не противоречит другим результатам анализа $NmF2$ по данным ионосферных станций [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Brown et al., 2018]. На основе решения обратных задач и моделирования были предложены различные объяснения годовой асимметрии $NmF2$, в которых отмечалась важная роль фотохимических и динамических процессов в атмосфере [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Zeng et al., 2008; Mikhailov and Perrone, 2015; Lei et al., 2016; Dang et al., 2017]. Отмечалось, что эти процессы важны во все часы суток, обеспечивая относительно высокую амплитуду годовой асимметрии в $NmF2$ в дневные и ночные часы [Dang et al., 2017]. Анализ причин годовой асимметрии в $NmF2$ выходит за рамки данной работы. Мы стремились получить новые знания о закономерностях этой асимметрии по данным медиан $NmF2$ анализируемой пары станций. Наиболее важная из этих закономерностей: в изменении индекса R в течение суток преобладает полусуточная мода с максимумами вблизи полудня и полуночи практически независимо от уровня солнечной активности.

Широко известная эмпирическая модель IRI [Bilitza, 2015] позволяет получить индекс годовой

асимметрии R для анализируемой пары станций при заданном значении индекса солнечной активности F , поскольку содержит так называемые карты ITU-R для вычисления медианных за месяц значений критической частоты F_2 -слоя foF_2 . Эти карты основаны на пионерских работах [Jones and Gallet, 1962, 1965]. Численные коэффициенты карт ITU-R, характеризующие суточные и географические вариации медиан foF_2 , получены для каждого месяца года и двух уровней солнечной активности: $R_z = 0$ и $R_z = 100$, где R_z — относительное число солнечных пятен, центрированное на данный месяц. Связь между foF_2 и NmF_2 известна, кроме того, в модели IRI есть связь между индексами солнечной активности R_z и F . Это позволяет по модели IRI вычислить индекс годовой асимметрии R для анализируемой пары станций для заданного индекса солнечной активности. Результаты расчетов показали качественное согласие результатов расчетов индекса R по модели IRI с приведенными выше оценками этого индекса: по модели IRI индекс $R > 1$ во все часы суток. Дневной максимум R по модели IRI занимает интервал 12–16 LT (т.е. гораздо шире, чем по приведенным выше оценкам), ночной максимум R по модели IRI наблюдается не в 23–24 LT, а после полуночи. Эти и другие особенности индекса R по модели IRI требуют специального рассмотрения, что выходит за рамки данной работы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе данных медиан электронной концентрации максимума F_2 -слоя NmF_2 пары ионосферных станций Боулдер–Хобарт за 1963–2013 гг. проведен анализ зависимости локального индекса годовой асимметрии R от местного времени и солнечной активности, где индекс R — отношение январь/июль суммарной концентрации NmF_2 (для этой пары станций) в фиксированное местное время. В качестве индикатора солнечной активности для медианы NmF_2 за месяц использован индекс F — среднее за 81 день значение потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, которое центрировано на середину данного месяца. Получены следующие выводы.

1. В зависимости индекса R от местного времени LT преобладает полусуточная мода с максимумами вблизи полудня и полуночи и минимумами утром и вечером. Индекс R для высокой солнечной активности больше, чем для низкой солнечной активности, в интервале $08 < LT < 24$ ч. Для интервала $00 < LT < 08$ ч наблюдается противоположная тенденция. Самые низкие значения $R = 1$ наблюдаются при низкой солнечной активности в узком интервале 19.0–19.5 LT. Годовая асимметрия в медиане NmF_2 существует ($R > 1$) для всех

остальных часов местного времени при любом уровне солнечной активности.

2. Вблизи полудня индекс R увеличивается с солнечной активностью с тенденцией к насыщению при высоком уровне этой активности. Вблизи полуночи в зависимости индекса R от F наблюдается максимум для $F = 140$, при превышении которого R уменьшается с ростом F .

3. Высокие значения индекса R в полдень и полночь в основном обусловлены относительно высокими значениями NmF_2 в январе в Северном полушарии (местной зимой, Боулдер) в полдень и в Южном полушарии (местным летом, Хобарт) в полночь.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные критических частот foF_2 станций Боулдер и Хобарт и индексы солнечной активности были взяты с сайтов Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR, <http://spidr.ngdc.noaa.gov/>, до 2015 года), World Data Center for Solar-Terrestrial Physics, Chilton (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Демин М.Г., Демин Г.Ф. Зависимость локального индекса годовой асимметрии для NmF_2 от солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 2. С. 224–231. 2021.
- Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 189 с. 1984.
- Bilitza D. The International Reference Ionosphere — Status 2013 // Adv. Space Res. V. 55. P. 1914–1927. 2015.
- Brown S., Bilitza D., Yigit E. Improvements to predictions of the ionospheric annual anomaly by the international reference ionosphere model // Ann. Geophysicae. Discuss. 2018. <https://doi.org/10.5194/angeo-2018-97>
- Dang T., Wang W., Burns A., Dou X., Wan W., Lei J. Simulations of the ionospheric annual asymmetry: Sun-Earth distance effect // J. Geophys. Res. — Space. V. 122. P. 6727–6736. 2017.
- Gulyaeva T.L., Arikani F., Hernandez-Pajares M., Veselovsky I.S. North-south components of the annual asymmetry in the ionosphere // Radio Sci. V. 49. P. 485–496. 2014.
- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods // ITU Telecommun. J. V. 29. P. 129–147. 1962.
- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods, 2. Control of instability // ITU Telecommun. J. V. 32. P. 18–28. 1965.

- *Lei J., Wang W., Burns A.G., Luan X., Dou X.* Can atomic oxygen production explain the ionospheric annual asymmetry? // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 121. P. 7238–7244. 2016.
- *Mendillo M., Huang C.L., Pi X., Rishbeth H., Meier R.* The global ionospheric asymmetry in total electron content // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 67. № 15. P. 1377–1387. 2005.
- *Mikhailov A.V., Perrone L.* The annual asymmetry in the F2 layer during deep solar minimum (2008–2009): December anomaly // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 120. № 2. P. 1341–1354. 2015.
- *Ramachandran K.M., Tsokos C.P.* Mathematical statistics with applications. Oxford: Elsevier Academic Press, 824 p. 2009.
- *Rishbeth H., Müller-Wodarg I.C.F.* Why is there more ionosphere in January than in July? The annual asymmetry in the F2-layer // *Ann. Geophysicae*. V. 24. № 12. P. 3293–3311. 2006.
- *Sai Gowtam V., Tulası Ram S.* Ionospheric annual anomaly — New insights to the physical mechanisms // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 122. P. 8816–8830. 2017a.
- *Sai Gowtam V., Tulası Ram S.* Ionospheric winter anomaly and annual anomaly observed from Formosat-3/COSMIC Radio Occultation observations during the ascending phase of solar cycle 24 // *Adv. Space Res.* V. 60. P. 1585–1593. 2017b.
- *Zhao B., Wan W., Liu L., Mao T., Ren Z., Wang M., Christensen A.B.* Features of annual and semiannual variations derived from the global ionospheric maps of total electron content // *Ann. Geophysicae*. V. 25. № 12. P. 2513–2527. 2007.
- *Zeng Z., Burns A., Wang W., Lei J., Solomon S., Syndergaard S., Qian L., Kuo Y.-H.* Ionospheric annual asymmetry observed by the COSMIC radio occultation measurements and simulated by the TIEGCM // *J. Geophys. Res.* V. 113. A07305. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012897>

УДК 550.388.2

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ ТРАСС НА АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛОВ СДВ-ДИАПАЗОНА

© 2023 г. Е. Н. Козакова^{1, 2, *}, И. А. Ряховский^{1, **}, Ю. В. Поклад^{1, ***},
Б. Г. Гаврилов^{1, ****}, В. М. Ермак^{1, *****}, Н. С. Ачкасов^{1, *****}

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

²Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, Россия

*e-mail: ekaterinamakh20@gmail.com

**e-mail: ryakhovskiy88@yandex.ru

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

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

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

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

Поступила в редакцию 15.10.2021 г.

После доработки 30.09.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Обсуждается влияние освещенности трассы на амплитуду сверхдлинноволновых радиосигналов при прохождении солнечного терминатора. На основе многолетних измерений (с 2014 по 2020 г.) показано, что в зимний период резкое падение амплитуды сигнала на среднеширотных трассах происходит уже при освещении 15% длины трассы. Анализ вариаций амплитуды сверхдлинноволновых сигналов также позволил оценить высоту их отражения от верхней стенки неосвещенной части волновода h_N (D — область ионосферы) и выявить сезонные и годовые вариации этой величины. Экспериментально обнаружен тренд увеличения h_N примерно на 4 км за семь лет, вызванный спадом солнечной активности в этот период.

DOI: 10.31857/S0016794022100297, EDN: DMCDNZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение очень низкочастотного диапазона (ОНЧ, 3–30 кГц) распространяется в волноводе Земля–ионосфера на расстояния в десятки тысяч километров с ослаблением в несколько дБ [Cummer, 1997]. В [Wait and Spies, 1964; Mitra, 1974] показано, что гелиогеофизические процессы (солнечные вспышки, магнитные бури, протонные и электронные высыпания, положение терминатора) оказывают существенное влияние на профиль электронной концентрации в нижней ионосфере, что приводит к значительным изменениям амплитуды и фазы сигналов сверхдлинноволнового (СДВ) диапазона (верхняя граница волновода находится в D -области ионосферы). Наблюдаются устойчивые суточные и сезонные вариации и их зависимость от солнечной активности.

В суточных вариациях амплитуды ОНЧ-сигналов наблюдается выраженные минимумы во время прохождения утреннего и вечернего солнечного терминатора через трассу распространения сигнала [Samanes et al., 2015]. Время появления

наблюдаемых минимумов и их количество зависит от широты трассы, ее длины и ориентации по отношению к линии терминатора и определяется интерференцией различных мод распространения радиосигнала в изменяющемся волноводе [Meara, 1973; Lynn, 2010].

Исследованию влияния положений солнечного терминатора на трассе, определяющих появление минимумов амплитуды сигналов, посвящено значительное количество работ. В [Samanes et al., 2015; Šulić et al., 2015; Chand and Kumar, 2017] показана возможность использования амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ-станций для оценки модального интерференционного расстояния D_{MS} (расстояния между положением терминатора в моменты наблюдения минимумов сигнала). Šulić et al., [2015], основываясь на измерениях параметров ОНЧ-сигналов на среднеширотных европейских трассах пришли к заключению, что появление амплитудных минимумов может наблюдаться, когда линия утреннего терминатора достигает высоты 95 км. Если это происходит в середине трассы, создаются условия для появления первого минимума амплитуды и перехода фа-

зового уровня сигнала от значения, характерного для ночного времени, к уровню, типичному для дневных условий. Crombie [1964] показал, что на трассе запад—восток во время восхода солнца наблюдался глубокий минимум амплитуды сигнала, когда линия терминатора находилась близко к передатчику. Эти наблюдения противоречат данным Walker [1965], где на основе результатов изучения параметров сигналов на экваториальных трассах показано, что минимум сигнала, связанный с утренним терминатором, наблюдается, когда линия тени находится почти над приемником, в то время как минимум, связанный с вечерним терминатором, продолжается в течение приблизительно 2 ч после того, как линия тени прошла над излучателем. Вопрос о влиянии положения терминатора и соотношения длины освещенного солнцем участка трассы к длине неосвещенного волновода на время появления минимумов амплитуды сигнала для конкретных трасс является важным с точки зрения прогнозирования условий распространения неискаженного ОНЧ-радиосигнала. В настоящей работе делается попытка прояснить вопрос об изменении амплитуды ОНЧ-сигналов во время прохождения утреннего терминатора на среднеширотных трассах существенно разной длины с использованием результатов семилетних наблюдений в геофизической обс. ИДГ РАН Михнево.

Использование амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ-станций для оценки модального интерференционного расстояния D_{MS} дает возможность также оценить высоту неосвещенной части волновода h_N [Crombie, 1964; Crombie 1966] — параметр, в значительной степени определяющий условия распространения ОНЧ-радиосигналов. В работах [Samanes et al., 2015; Chand and Kumar, 2017] этот вопрос рассматривался для экваториальных и субэкваториальных трасс, где взаимная ориентация пути распространения радиосигнала и линии тени для утреннего и вечернего терминатора не подвержена существенным сезонным вариациям. Использование ОНЧ-излучения от молниевых разрядов позволило [Nap and Summer, 2010] оценить высоту неосвещенной части волновода для среднеширотной ионосферы. Среднее значение этой величины за июль и август 2005 г. составило 84.9 ± 1.1 км. В [Šulić et al., 2016] подробно рассмотрено воздействие различных геофизических факторов на амплитудные и фазовые характеристики ОНЧ-/ОНЧ-радиосигналов, полученные в результате мониторинга на среднеширотных европейских трассах. Однако влияние изменения положения и ориентации линии солнечного терминатора на параметры радиосигналов в работе не исследовалось. Большой объем экспериментальных данных по вариациям амплитудно-фазовых характеристик сигналов ОНЧ-диапазона, зарегистрированных в ГФО Мих-

нево позволил сделать соответствующие оценки для среднеширотных трасс.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

В ГФО Михнево (54.9° N, 37.7° E) ведется непрерывная регистрация амплитудно-фазовых характеристик электромагнитных сигналов от СДВ-станций, расположенных по всему миру [Gavrilov et al., 2019]. Прием сигналов осуществляется с использованием рамочных антенн “Плутон”, обладающих чувствительностью 0.4–0.5 фТл/√Гц в диапазоне частот от 0.8 до 50 кГц [Ryakhovskii, 2021].

Для анализа динамики высоты неосвещенной части волновода нами использованы данные регистрации амплитуды сигналов от СДВ-передатчиков NAA и GBZ с 2014 по 2020 года. Передатчик GBZ расположен в Великобритании (54.91° N, 3.28° W) и работает на частоте 19.6 кГц, передатчик NAA расположен в США (44.65° N, 67.28° W) и работает на частоте 24 кГц. Схема расположения передатчиков GBZ и NAA и приемника в ГФО Михнево показана на рис. 1. Протяженность трассы от передатчиков NAA и GBZ до обс. Михнево составляет 6914 км и 2590 км соответственно.

В работах [Samanes et al., 2015; Šulić et al., 2015; Chand, Kumar, 2017] подробно исследуются вариации амплитуды сигнала после ее изменения, связанного с прохождением терминатора. Измерения в ГФО Михнево обеспечили значительный объем экспериментальных данных по вариациям параметров СДВ-сигналов на среднеширотных трассах и позволили определить сам момент резкого падения амплитуды радиосигнала и отвечающие ему положение и ориентацию терминатора, исследовать динамику изменения моментов времени, соответствующих минимумам амплитуды сигналов t_1 , t_2 , t_3 , и значение интерференционного расстояния D_{MS} для среднеширотной трассы.

На рисунке 2 показан пример суточного хода изменения амплитуды сигнала от передатчика GBZ. Начиная с момента времени t_0 (вертикальная пунктирная линия), наблюдается резкое снижение амплитуды, связанное с изменением освещенности нижней ионосферы при прохождении через трассу утреннего терминатора. На рис. 3 показаны кривые зависимости момента времени t_0 (черной кривой показаны медианные значения) от дня года за период с 2014 по 2020 г.

Для исследования вопроса о том, изменение освещенности какой части трассы является определяющим для искажения сигнала, был рассчитан параметр $K_0 = L_{св}/L_T$, представляющий собой отношение длины освещенной части трассы $L_{св}$ к длине участка трассы, находящейся в тени L_T . За-

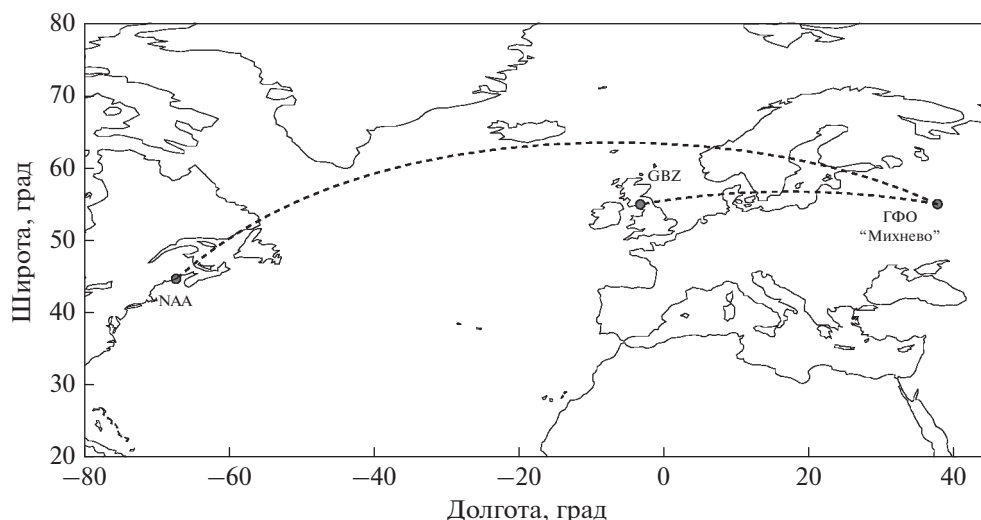


Рис. 1. Схема расположения СДВ-станций GBZ, NAA и ГФО Михнево. Пунктирными линиями обозначены трассы распространения сигнала.

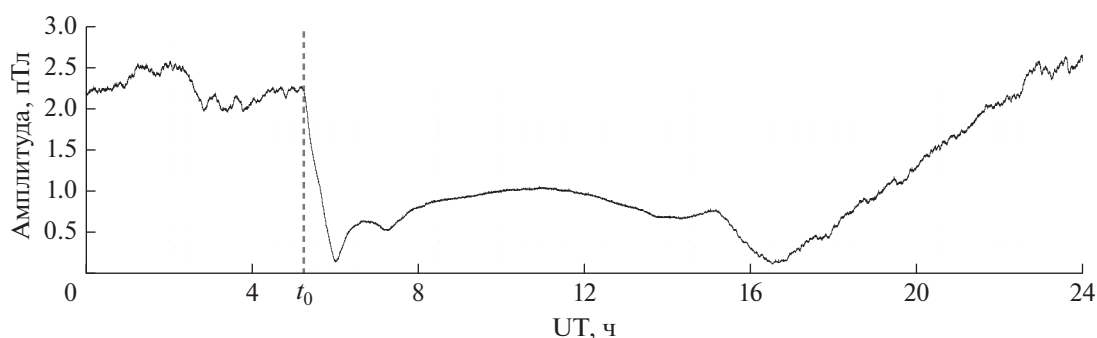


Рис. 2. Пример суточного хода амплитуды сигнала от ст. GBZ 1 января 2015 г., t_0 — момент времени, начиная с которого наблюдается резкое снижение амплитуды сигнала (вертикальная пунктирная линия).

висимость параметра K_0 от дня года для всего периода наблюдений для трассы GBZ–“Михнево” показана на рис. 4а. Различие результатов для зимнего и летнего периодов обусловлено изменением ориентации терминатора по отношению к трассе распространения сигнала (рис. 4б, 4в) — ситуация характерная именно для среднеширотных трасс. Из рис. 4 видно, что резкое падение амплитуды сигнала на среднеширотной трассе GBZ–Михнево в зимнее время происходит уже при освещении 15% длины трассы, в летний период значение величины K_0 может достигать 46%.

Как было показано в работах [Crombie, 1964; Crombie 1966] данные по изменению амплитуды сигналов СДВ-станций, расположенных на достаточном удалении от приемника, могут быть использованы для оценки высоты отражения радиосигнала на неосвещенной части волновода Земля–ионосфера. Непосредственное измерение

ночного профиля электронной концентрации в D – E областях ионосферы представляет собой сложную экспериментальную задачу, и возможность независимой оценки этого параметра по данным изменения амплитуды ОНЧ-радиосигнала представляется крайне важной.

На рисунке 5а показан типичный суточный ход изменения амплитуды сигнала от станции NAA. Положение линии терминатора на трассе NAA–Михнево в моменты времени t_1 , t_2 и t_3 схематически представлено на рис. 5б. Ступенчатое изменение высоты волновода при прохождении утреннего терминатора вызвано повышением электронной концентрации на освещенной части трассы.

В [Chand, Kumar, 2017; Samanes, 2015] показано, что для оценки модального интерференционного расстояния D_{MS} необходимо наличие двух или более минимумов в амплитуде сигнала. Для

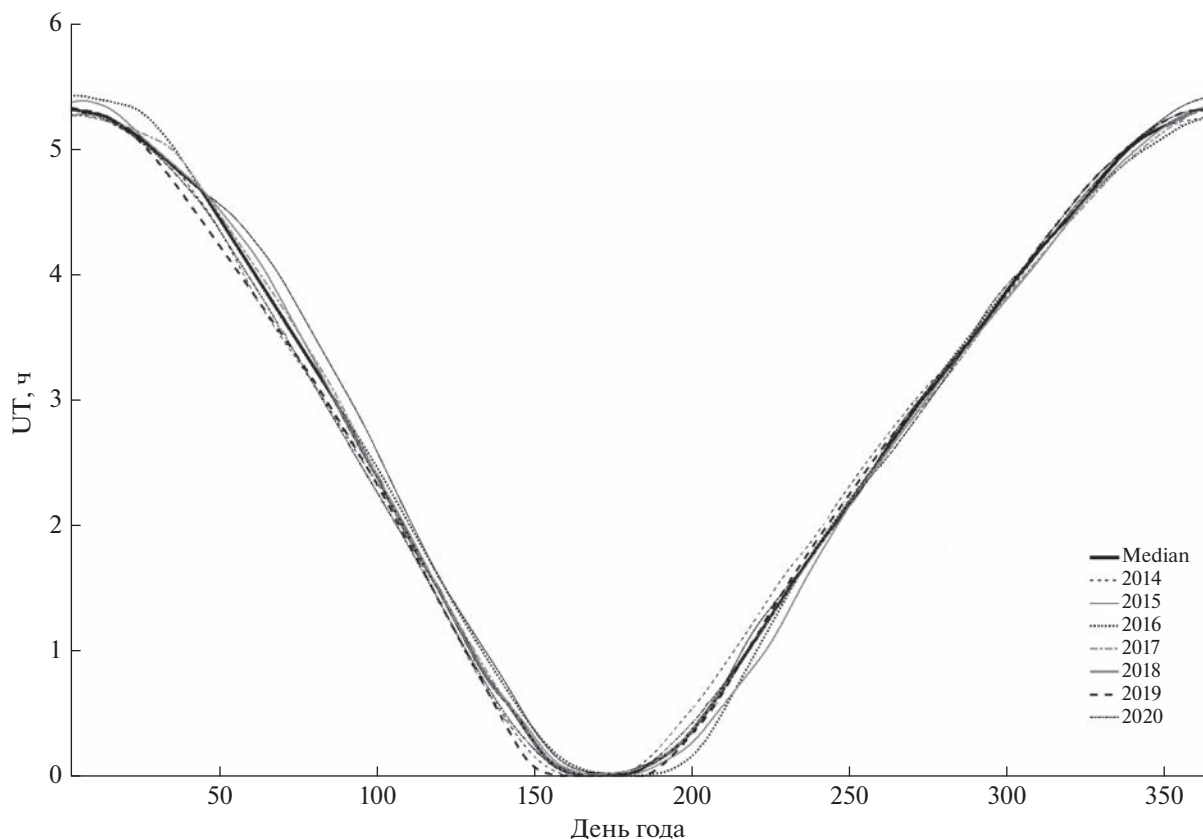


Рис. 3. Зависимости момента времени t_0 от дня года за период с 2014 по 2020 г.

оценки значения D_{MS} в [Samane et al., 2015] используются следующие соотношения:

$$\begin{cases} D_{MS} = \frac{D_{12} + D_{23}}{2} \\ D_{12} = d_1 - d_2 \\ D_{23} = d_2 - d_3, \end{cases} \quad (1)$$

где d_i — длина неосвещенной части трассы в моменты времени t_i .

Из рисунка 6 видно, что время появления минимума амплитуды сигнала имеет очевидную сезонную зависимость, что связано с периодичностью изменения ориентации и времени прохождения терминатора в течение года.

Значительное различие между первым и вторым Δt_{12} и вторым и третьим Δt_{23} интервалами времени обусловлено неравномерной скоростью распространения линии терминатора вдоль среднеширотных трасс. На экваториальных и субэкваториальных трассах, где скорость терминатора вдоль трассы равномерна, временные интервалы между минимумами примерно одинаковы [Samane, 2017; Chand, Kumar, 2016; Samane, 2015].

Среднее значение модального интерференционного расстояния D_{MS} для трассы NAA—Мих-

нево соответствует величине 2000 км. В работе [Chand and Kumar, 2016] для субэкваториальной трассы NLK (24.8 кГц, 48.203° N, 121.917° W) — Suva (18.149° S, 178.446° E) среднее значение D_{MS} составило 2513 ± 113 км. Отличие наших результатов от данных [Chand and Kumar, 2016] обусловлено разным положением трасс и частот передатчиков.

Соотношение, связывающее модальное интерференционное расстояние D_{MS} с высотой неосвещенной части волновода h_N , впервые было получено в работе [Crombie, 1966]:

$$D_{MS} = \frac{4h_N^2}{\lambda}, \quad (2)$$

где h_n — высота неосвещенной части волновода, км; λ — длина волны, км.

С использованием этого выражения, были рассчитаны годовые вариации h_N на трассе NAA—“Михнево” (рис. 7). На нижней панели рис. 7 показано изменение потока солнечного излучения в линии Лайман- α с 2014 по 2020 г., рассчитанного по данным (<https://lasp.colorado.edu/lisird/>). Наблюдается периодическое изменение высоты неосвещенной части волновода, связанное с сезонным изменением естественной освещенности

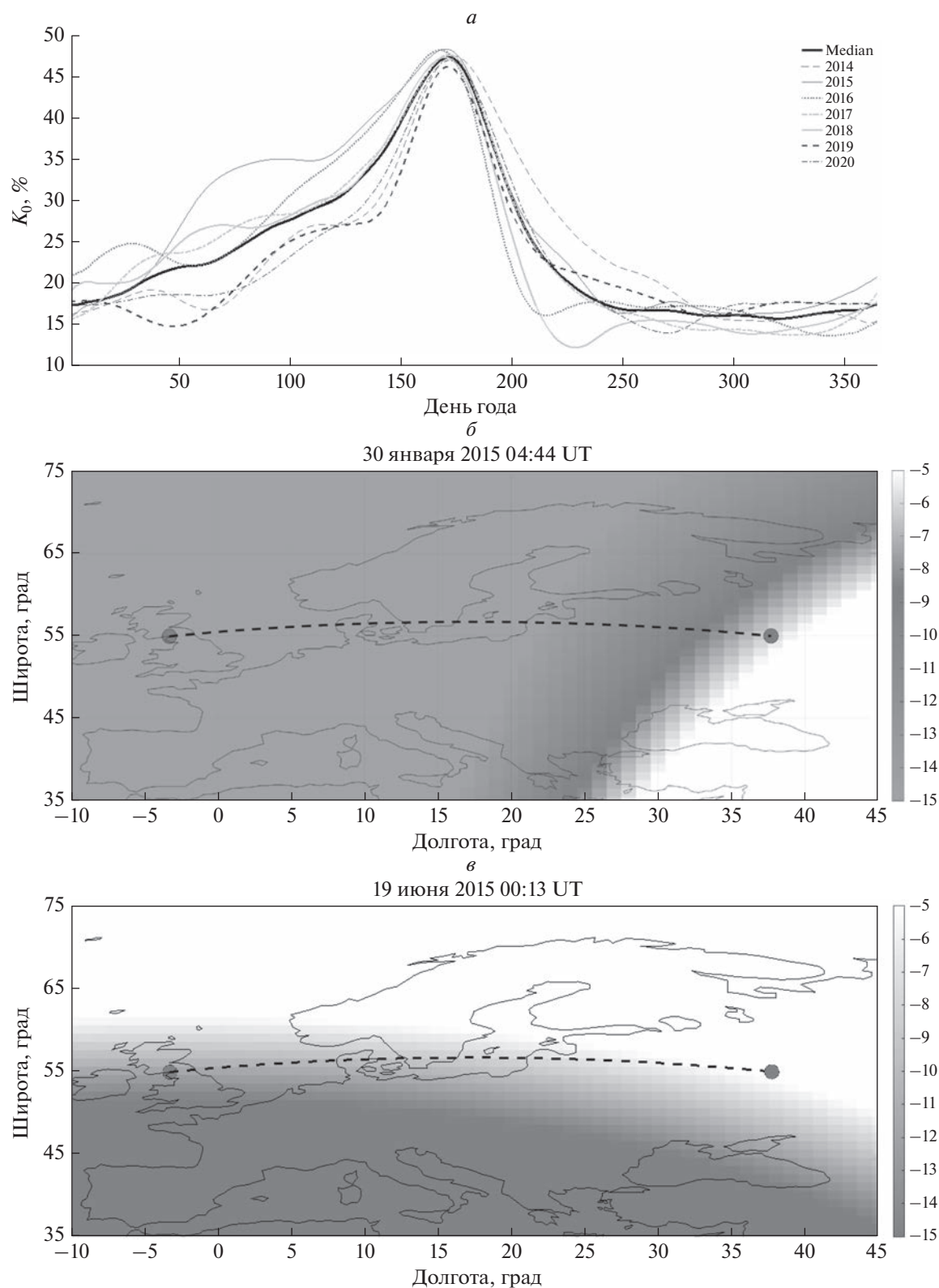


Рис. 4. Параметр освещенности на трассе GBZ– Михнево. Вариации параметра K_0 трассы GBZ на высоте 70 км в момент времени t_0 , начиная с которого наблюдается резкое снижение амплитуды сигнала (*a*). Положение утреннего терминатора 30 января 2015 г. ($t_0 = 04:44$ UT) (*б*). Положение утреннего терминатора 26 июня 2015 г. ($t_0 = 00:13$ UT) (*в*).

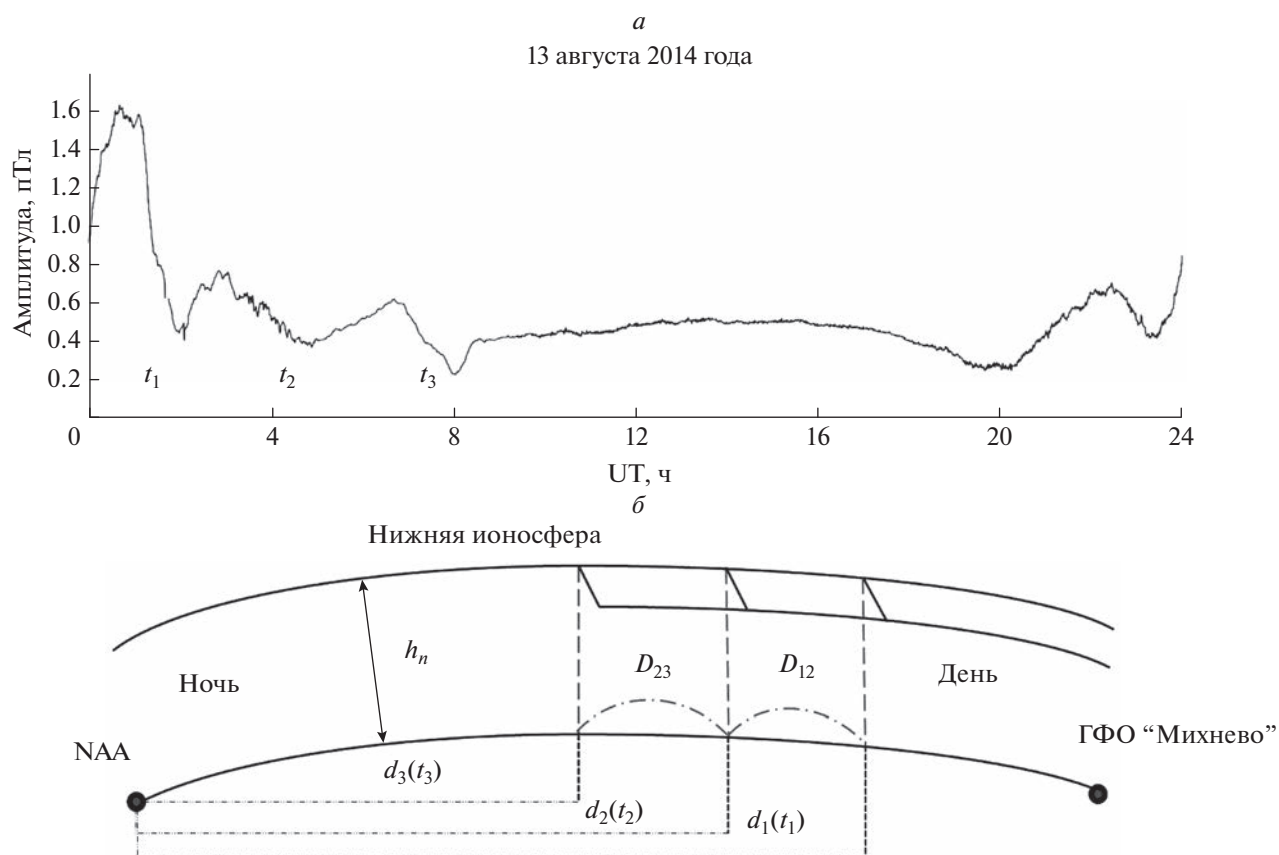


Рис. 5. Связь амплитудных характеристик сигнала на трассе NAA – Михнево с положением утреннего терминатора. Пример суточного хода амплитуды сигнала (*a*). Схема положения утреннего терминатора в моменты времени t_1 , t_2 , t_3 (*b*).

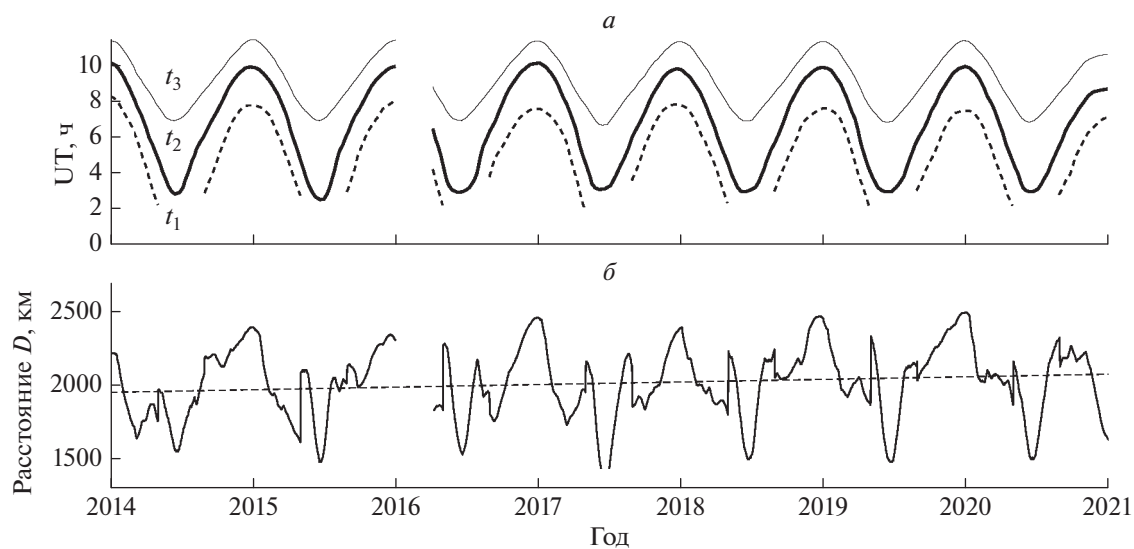


Рис. 6. Связь модального интерференционного расстояния на трассе NAA–Михнево с временем наблюдения минимумов сигналов с 2014 по 2020 г. Время появления минимумов сигналов t_1 , t_2 , и t_3 (*a*). Модальное интерференционное расстояние D_{MS} (*b*).

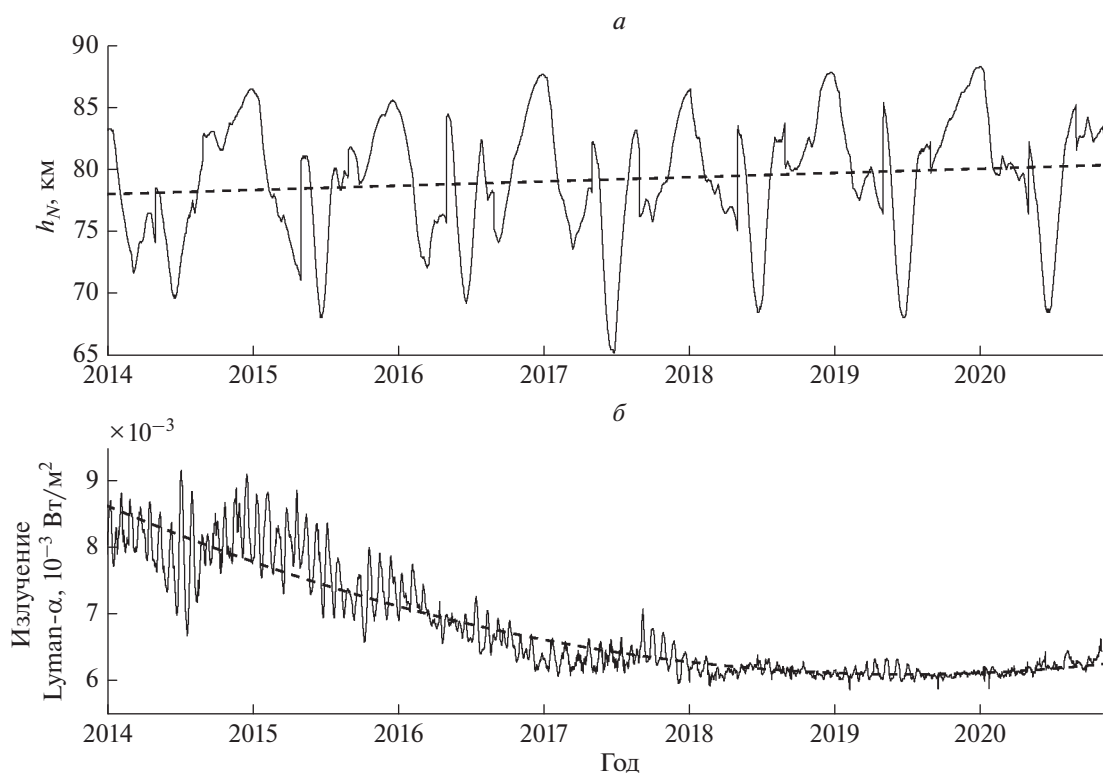


Рис. 7. Связь высоты неосвещенной части волновода с 11-летним циклом солнечной активности. Вариации высоты неосвещенной части волновода h_N для трассы NAA–Михнево (а). Поток солнечного излучения в линии Lyman- α (б).

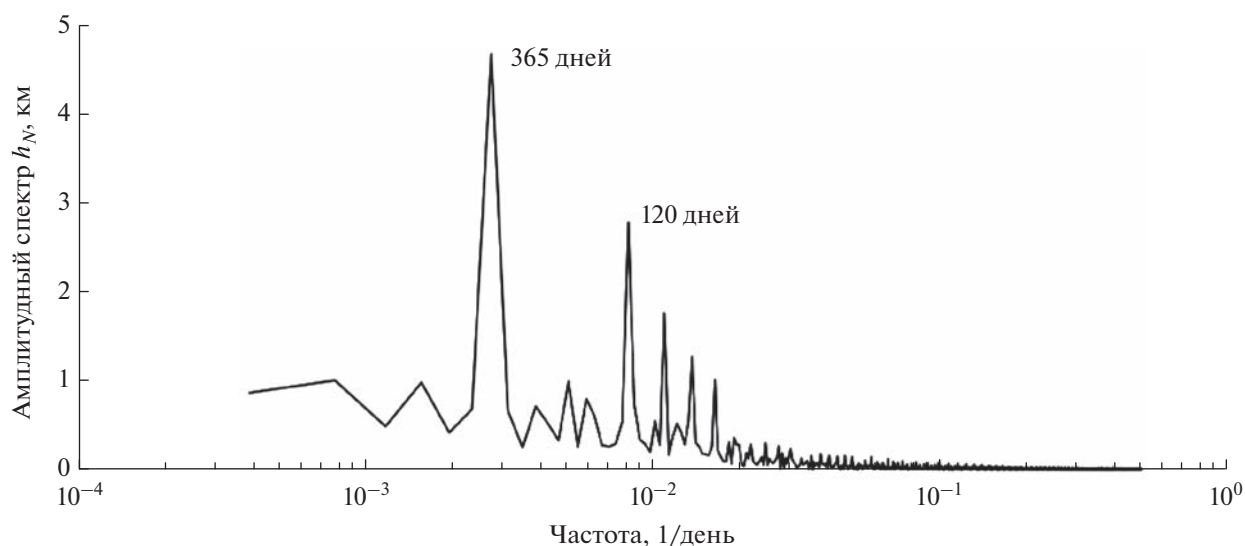


Рис. 8. Амплитудный спектр значений высоты неосвещенного волновода.

Земли, и общий тренд увеличения h_N примерно на 4 км за семь лет. Тренд, по-видимому, связан с изменением профиля электронной концентрации в нижней ионосфере, вызванным спадом солнечной активности в этот период.

Спектральный анализ вариаций высоты неосвещенной части волновода за период с 2014 по 2020 года позволил выявить характерные периодичности — ярко выраженные пики с периодом 365, 120 дней и более низких частот (рис. 8). В [Sa-

manes, 2017] и ссылках к этой работе показано, что спектральный анализ временной эволюции высоты отражения радиосигналов демонстрирует очевидную периодичность этого параметра. Доминируют годовые и полугодовые периоды. В то же время в работах [Takahashi et al., 1995; Huang et al., 2006] указывается на наблюдение осцилляций интенсивности и температуры свечения в ионосфере и на других частотах, в том числе близких к наблюдаемому в наших экспериментах периоду 120 дней. Вопрос о природе наблюдаемых пиков вариаций высоты отражения требует специального рассмотрения, которым будет посвящены дальнейшие исследования.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что анализ изменения параметров радиосигналов КНЧ–НЧ диапазонов, распространяющихся в волноводе ионосферы, является эффективным инструментом исследования влияния различных гелиогеофизических факторов (солнечные вспышки, магнитные бури, протонные и электронные высыпания, положение терминатора) на состояние и динамику нижней ионосферы [Wait and Spies, 1964; Mitra, 1974]. Изучение вариаций параметров сигнала при изменении состояния верхней стенки волновода, связанным с прохождением по трассе распространения солнечного терминатора, является одним из методов, позволяющих прогнозировать и учитывать суточные вариации условий распространения радиосигналов.

Изменения амплитуды и фазы ОНЧ-радиосигналов и пространственно-временное распределение минимумов амплитуды на экваториальных и субэкваториальных трассах достаточно подробно исследованы [Crombie, 1964; Crombie, 1966; Walker, 1965; Maurya et al., 2014; Desanka et al., 2010]. Изучению этих процессов на среднеширотных трассах уделялось гораздо меньше внимания. Анализ вариаций параметров ОНЧ-сигналов на среднеширотных трассах выявил их существенное отличие от вариаций сигналов на низкоширотных трассах, что связано с различной динамикой и ориентацией солнечного терминатора на разных широтах. Проведение таких исследований обеспечивалось наличием уникальных данных по измерению и анализу характеристик ОНЧ-радиосигналов, непрерывно наблюдаемых в ГФО Михнево с 2011 г.

Важный аспект проведенных исследований связан с определением влияния на параметры сигналов ориентации солнечного терминатора и соотношения длин освещенного и неосвещенного участков трассы. Анализ результатов измерений показал, что для среднеширотных трасс момент резкого снижения амплитуды сигнала в зимний период отмечается уже при освещенно-

сти ~15% длины трассы. Этот параметр испытывает значительные сезонные вариации, характерные именно для среднеширотных трасс и связанные с изменением взаимной ориентации линии терминатора и трассы распространения радиосигнала в течение года.

Важным приложением таких исследований является возможность использования данных по изменению амплитуды сигналов СДВ-станций и расстояния между положением терминатора в моменты наблюдения минимумов сигнала (модального интерференционного расстояния D_{MS}) для оценки высоты отражения радиосигнала на неосвещенной части волновода. Для оценки значения D_{MS} мы использовали методику [Samanees et al., 2015]. По данным за период с 2014 по 2020 года определено среднее значение модального интерференционного расстояния для среднеширотной трассы NAA–ГФО Михнево $D_{MS} \sim 2000$ км, что существенно отличается от результатов, полученных для экваториальных и субэкваториальных трасс [Chand and Kumar, 2016]. Также как и в случае высоты отражения сигнала от неосвещенной части ионосферы, разница в значениях D_{MS} для среднеширотных и экваториальных трасс обусловлена разной динамикой терминатора и его ориентации по отношению к трассе распространения радиосигнала.

Исследования динамики изменения высоты отражения радиосигнала показали, что величина h_N испытывает значительные сезонные вариации с характерными периодами в 365 и 120 дней. Медианное значение этой величины за период наблюдения составило 79.2 км, что на 5 – 7 км ниже значений h_N (84.9 ± 1.1 км), полученных [Han and Summer, 2010]. Различия в полученных значениях h_N могут быть обусловлены более длительным периодом наших наблюдений. Обнаружен общий тренд увеличения среднегодовой высоты неосвещенного волновода примерно на 4 км за семь лет наблюдений, связанный с изменением профиля электронной концентрации в нижней ионосфере в результате снижения солнечной активности за этот период [Samanees, 2017].

Полученные данные имеют существенное практическое значение с точки зрения прогнозирования условий неискаженной передачи и приема сигналов ОНЧ-диапазона, используемых в связных, информационных и навигационных системах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по проекту № 122032900175-6 в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Chand A.E., Kumar S.* VLF modal interference distance for a west-east propagation path to Fiji // 2016 URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (URSI AP-RASC). P. 1306–1309. 2016.
<https://doi.org/10.1109/URSIAP-RASC.2016.7601184>
- *Chand A.E., Kumar S.* VLF modal interference distance and nighttime D region VLF reflection height for west-east and east-west propagation paths to Fiji // *Radio Sci.* V. 52. P. 1004–1015. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016RS006221>
- *Crombie D.D.* Periodic fading of VLF signals received over long paths during sunrise and sunset // *Radio Sci.* V. 68 D(1). P. 27–34. 1964.
<https://doi.org/10.6028/JRES.068D.012>
- *Crombie D.D.* Further Observations of Sunrise and Sunset Fading of Very-Low-Frequency Signals // *Radio Sci.* V. 1 (New Series). № 1. P. 47–51. 1966.
<https://doi.org/10.1002/rds19661147>
- *Cummer S.A.* Lightning and Ionospheric Remote Sensing Using VLF/ELF Radio Atmospherics // Department of Electrical Engineering, Stanford University, Source DAI-B 58/09, p. 5001, 137 pages, 1997.
- *Desanka Š., Nina A., Vladimir S.* Numerical Simulations Of The Effect Of Localised Ionospheric Perturbations On Subionospheric VLF Propagation // *Publ. Astron. Obs. Belgrade.* № 89. P. 391–395. 2010.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1405.3783>
- *Gavrilov B.G., Ermak V.M., Poklad Y.V. et al.* Estimate of variations in the parameters of the midlatitude lower ionosphere caused by the solar flare of September 10, 2017 // *Geomagnetism and aeronomy.* V. 59. № 5. P. 587–592. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016793219050049>
- *Han F., Cummer S.A.* Midlatitude nighttime D region ionosphere variability on hourly to monthly time scales // *J. Geophys. Res.* V. 115. A09323. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015437>
- *Huang F.T., Mayr H.G., Reber C.A., Russell J.M., Mlynczak M., Mengel J.G.* Stratospheric and mesospheric temperature variations for the quasi-biennial and semianual (QBO and SAO) oscillations based on measurements from SABER (TIMED) and MLS (UARS) // *Ann. Geophys.* V. 24. P. 2131–2149. 2006.
<https://doi.org/10.5194/angeo-24-2131-2006>
- *Lynn K.J.W.* VLF Waveguide Propagation: The Basics, Ionospheric Systems Research // AIP Conference Proceedings. V. 1286. Issue 1. P. 3–41. 2010.
<https://doi.org/10.1063/1.3512893>
- *Maurya Ajeet K., Singh R., Kumar S. et al.* Waves-like signatures in the D-region ionosphere generated by solar flares // *URSI GASS*, 2014.
<https://doi.org/10.1109/URSIGASS.2014.6929796>
- *Meara L.A.* VLF modal interference effects observed on transequatorial paths // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.* V. 35. P. 305–315. 1973.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(73\)90096-2](https://doi.org/10.1016/0021-9169(73)90096-2)
- *Mitra A.P.* Ionospheric effects of solar flares // D. Reidel. Norwell, MA. Springer. 1974.
<https://doi.org/10.1007/978-94-010-2231-6>
- *Ryakhovskii I.A., Gavrilov B.G., Poklad Y.V. et al.* The state and dynamics of the ionosphere from synchronous records of ULF/VLF and HF/VHF radio signals at geophysical observatory “Mikhnevo” // *Izv. Phys. Solid Earth.* V. 57. P. 718–730. 2021.
<https://doi.org/10.1134/S1069351321050177>
- *Samanes J.E., Raulin J.-P., Macotela E.L. et al.* Estimating the VLF modal interference distance using the South America VLF Network (SAVNET) // *Radio Sci.* V. 50. P. 122–129. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014RS005582>
- *Samanes J., Jean-Pierre R., Cao J., Magalhães A.* Night-time lower ionosphere height estimation from the VLF modal interference distance // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* V. 167. P. 39–47. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.009>
- *Šulić D.M., Srećković, V.A., Mihajlov A.A.* A study of VLF signals variations associated with the changes of ionization level in the D-region in consequence of solar conditions // *Advances in Space Research.* V. 57(4). P. 1029–1043. 2016.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.12.025>
- *Takahashi H., Clemesha B.R., Batista P.P.* Predominant semi-annual oscillation of the upper mesospheric airglow intensities and temperatures in the equatorial region // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 57. P. 407–414. 1995.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(94\)E0006-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(94)E0006-9)
- *Wait J.R., Spies K.P.* Characteristics of the Earth–Ionosphere Waveguide for VLF Radio Waves // *Natl. Bur. Std. Note.* № 300. 1964.
- *Walker D.* Phase steps and amplitude fading of VLF signals at dawn and dusk // *Radio Science.* V. 69D. № 11. P. 1435–1443. 1965.
<https://doi.org/10.6028/jres.069d.155>

УДК 550.385.4

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ТИПА *SE* ВО ВРЕМЯ СУББУРЬ

© 2023 г. Н. А. Куражковская¹, *, Б. И. Клайн¹, **¹Геофизическая обсерватория Борок – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ГО Борок ИФЗ РАН), пос. Борок (Ярославская обл.), Россия

*e-mail: knady@borok.yar.ru

**e-mail: klain@borok.yar.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 14.10.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Выполнено исследование одновременных наблюдений ультранизкочастотных колебаний в диапазоне частот 0.1–5.0 Гц типа “серпентинной эмиссии” (Serpentine Emission – *SE*), наблюдаемой в области полярной шапки, и возмущений в авроральной зоне. Для анализа использованы уникальные аналоговые магнитные записи Антарктической обсерватории Восток (исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$), оцифрованные с высокой частотой (20 Гц) и находящиеся в свободном доступе на сайте Мирового Центра Данных по Солнечно-Земной Физике, Москва. За период 1966 (ноябрь, декабрь), 1968 (март–июль), 1970–1972, 1973 (январь–март) гг. проанализировано поведение “серпентинной эмиссии” во время развития 180-ти изолированных суббурь, выделенных по вариации *AL*-индекса. Обнаружено прерывание режима генерации “серпентинной эмиссии” в области полярной шапки во время активной фазы интенсивных изолированных суббурь (с максимальной величиной *AE*-индекса ~ 500 – 600 нТл). В фазу экспансии суббурь возникает шумовое широкополосное электромагнитное излучение с резким передним фронтом в диапазоне *Pc*1–2, также регистрируемое в полярной шапке. Шумовое излучение имеет резкий передний фронт и возникает примерно через 2 ч после переориентации *Bz*-компоненты ММП с северного направления на южное. Момент прерывания *SE* по времени совпадает с началом этого излучения и моментом достижения *Bz*-компонентой ММП максимальных отрицательных значений. Эффект прерывания *SE* наблюдается на фоне относительно стабильных других геоэффективных параметров солнечного ветра и ММП. Средняя продолжительность прерывания эмиссии составляет ~ 3 ч. Косвенным подтверждением воздействия суббуревой активности на режим генерации *SE* является совпадение закономерностей суточной и сезонной вариации интервалов прерывания *SE* и вероятности наблюдения суббурь. В связи с тем, что шумовое излучение возникает во время активной фазы изолированных суббурь, и спустя ~ 2 ч после переориентации *Bz*-компоненты ММП в солнечном ветре, есть основания полагать, что оно связано с потоками плазмы, направленными к Земле из хвоста магнитосферы. По-видимому, энергия плазменных потоков в активную фазу суббури стимулирует возникновение шумового излучения, прерывающего *SE*.

DOI: 10.31857/S0016794022600521, EDN: DLHUVK

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди огромного разнообразия ультранизкочастотных (УНЧ) электромагнитных колебаний, регистрируемых на земной поверхности, недостаточно изученной продолжает оставаться так называемая “серпентинная эмиссия” (Serpentine Emission – *SE*). Эмиссия представляет собой УНЧ-излучение в диапазоне частот 0.1–5.0 Гц с характерной глубокой модуляцией несущей частоты, квазипериод которой варьирует от 1 до 60 мин [Гульельми и Довбня, 1973, 1974; Гульельми и др., 1975]. “Серпентинная эмиссия” была обнаружена в 70-х годах прошлого столетия в результате спектрально-временного анализа запи-

сей магнитного поля в обл. Восток (Антарктида). Термин “серпентинная эмиссия” был введен в работе [Гульельми и Довбня, 1973] на основании вида динамического спектра излучения, отдаленно напоминающего ползущую змею. Позднее [Asheim, 1983; Morris and Cole, 1987] электромагнитные колебания с глубокой модуляцией несущей частоты были обнаружены на других высокоширотных обсерваториях (Ny Alesund и Davis).

“Серпентинная эмиссия” относится к перманентным колебательным режимам, ее продолжительность может составлять от нескольких часов до нескольких дней. Типичным условием наблюдения *SE* является спокойная или умеренная гео-

магнитная активность (Kp -индекс $\sim 0-3$) [Довбня и Потапов, 2018]. Диапазон частоты SE формально совпадает с диапазоном широко известных пульсаций типа $Pc1-2$. Однако морфологические закономерности эмиссии существенно отличаются от спорадических и перманентных УНЧ-колебаний диапазона $Pc1-2$, морфология и физика которых изложена, например, в монографиях [Гульельми и Троицкая, 1973; Пудовкин и др., 1976].

Хотя наиболее характерные черты “серпентинной эмиссии” были описаны сразу после ее обнаружения [Гульельми и Довбня, 1973, 1974], многие неизвестные особенности эмиссии были выявлены в дальнейшем. Например, в работе [Довбня и др., 1994] при исследовании динамики “серпентинной эмиссии” перед появлением мощных протонных вспышек на Солнце было обнаружено возрастание квазипериода модуляции несущей частоты в среднем от 30 до 60 мин примерно за сутки до вспышки. Позднее было установлено, что в спектре периодов модуляции несущей частоты SE доминирующими являются 5-мин колебания, которые совпадают с 5-мин колебаниями фотосферы Солнца [Гульельми и др., 2015]. В одной из недавних работ авторами [Потапов и др., 2020] было обращено внимание на одновременное наблюдение “серпентинной эмиссии” вблизи северного и южного геомагнитных полюсов (в обсерваториях Туле и Восток). Это наблюдение свидетельствует об еще ранее неизвестном свойстве SE , а именно о сопряженности этих колебаний.

Несмотря на обнаружение новых закономерностей “серпентинной эмиссии”, ее интерпретация до настоящего времени остается до конца нерешенной проблемой. Из литературных источников известны, по крайней мере, две гипотезы о возникновении “серпентинной эмиссии”. Согласно первой гипотезе SE возбуждаются в межпланетной среде как ионно-циклотронные волны в результате неустойчивости протонов солнечного ветра [Гульельми и Довбня, 1973]. Возникновение второй гипотезы связано с обнаружением в спектре периодов модуляции несущей частоты 5-мин колебаний [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015]. Хотя периоды модуляции несущей частоты серпентинной эмиссии изменяются в широком интервале [Довбня и Потапов, 2018], модуляция с периодом ~ 5 мин является наиболее характерной и устойчивой в спектре вариаций частоты SE . В связи с этим появилось предположение [Довбня и др., 2017] о генетической связи 5-мин модуляции SE с 5-мин колебаниями поверхности Солнца [Прист, 1985]. В соответствии с последними полученными результатами предполагается, что “серпентинная эмиссия” самовозбуждается в результате ионно-циклотронной неустойчивости плазмы, а ее частота модулируется

волнами Альвена, исходящими от Солнца [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015].

С появлением в свободном доступе уникальных данных аналоговой регистрации короткопериодных вариаций геомагнитного поля, полученных на высокочувствительных индукционных магнитометрах советскими Антарктическими экспедициями на станции Восток и оцифрованных с высокой частотой (20 Гц) [Пилипенко и др., 2020], исследование морфологии “серпентинной эмиссии” было продолжено. Так, в работе [Куражковская и Клайн, 2022] по данным наблюдений магнитного поля в обл. Восток было исследовано влияние внезапных начал геомагнитных бурь (Sudden Storm Commencement – SSC) на режим генерации “серпентинной эмиссии”. В результате исследования был обнаружен эффект прерывания SE в момент $SSC \sim$ на 2–3 ч с последующим возобновлением. При этом отмечалась тенденция плавного снижения несущей частоты “серпентинной эмиссии” примерно за 2 ч до прихода фронта ударной волны [Куражковская и Клайн, 2022]. Нарушение режима генерации “серпентинной эмиссии” было вызвано шумовым широкополосным электромагнитным излучением с резким передним фронтом в диапазоне $Pc1-2$, возникающим в момент SSC . Предположительно источником широкополосного шумового излучения в полярной шапке могло служить межпланетное возмущение, следующее за фронтом ударной волны. Эффект прерывания “серпентинной эмиссии” оказался неожиданным, поскольку, по обыкновению, импульсы SSC приводят либо к возбуждению различных типов УНЧ-волн, либо к усилению их интенсивности, если они наблюдались до момента SSC , например, [Shumilov et al., 1996; Куражковская и др., 1997; Клейменова и др., 1999].

Как отмечалось выше, “серпентинная эмиссия” наблюдается в условиях спокойной и умеренно-возмущенной магнитосферы. Усиление возмущенности магнитосферы оказывает существенное влияние на режим генерации SE и поведение ее несущей частоты [Куражковская и Клайн, 2022]. Известно, что к геомагнитным возмущениям приводят не только геомагнитные бури, но и суббури. Суббуревая активность в ночной магнитосфере существенно влияет на возбуждение УНЧ-колебаний различных типов [Пудовкин и др., 1976] и, в частности, в частотном диапазоне $Pc1$. Так, в работе [Троицкая и др., 1973] обнаружено запаздывание генерации жемчужин в дневном секторе примерно на 30–120 мин относительно развития суббури на ночной стороне. Влияние суббуревой активности на возбуждение ионосферных альвеновских резонансов в диапазоне $Pc1$ проявляется в исчезновении резонансных спектральных полос в момент начала суббури и их появлении после ее окончания [Parent et al.,

2010]. В некоторых случаях наблюдалось резкое увеличение частотного интервала в резонансной структуре спектра УНЧ-излучения во время развития изолированной суббури [Семенова и Яхин, 2014].

Возможное влияние суббуревой активности на возбуждение “серпентиной эмиссии” до сих пор не исследовалось. В связи с этим представляет несомненный интерес сопоставление одновременных наблюдений “серпентинной эмиссии” в области полярной шапки и суббуревых возмущений магнитного поля в авроральном овале.

Целью данной работы является исследование влияния суббуревой активности на возбуждение “серпентинной эмиссии”.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Исходным экспериментальным материалом служили оцифрованные аналоговые магнитные записи в формате WAV Антарктической обсерватории Восток (исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$) за период 1966 (ноябрь, декабрь), 1968 (март–июль), 1970–1972, 1973 (январь–март) гг., полученные из Мирового Центра Данных (МЦД) по Солнечно-Земной Физике (Москва) (http://www.wdcb.ru/arctic_ant-arctic/antarctic_magn_4.ru.html).

Также использовались графические представления *AL* индекса с 2.5 мин разрешением, опубликованные в книгах [Allen et al., 1966, 1968, 1971, 1972, 1973; Allen, 1970]. Дополнительно использовались среднечасовые данные параметров плазмы солнечного ветра, межпланетного магнитного поля (ММП) и индексов геомагнитной активности (*ap*, *AL* и *AE*) из базы данных OMNI, полученные с вебсайта (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>).

С помощью программного обеспечения выполнялся непрерывный спектрально-временной анализ цифровой регистрации магнитного поля в обсерватории Восток в течение длительных интервалов времени от нескольких часов до нескольких дней. В результате анализа получали динамические спектры УНЧ-колебаний. Поскольку за анализируемые интервалы времени отсутствовали цифровые данные *AL*-индекса с 1 мин разрешением, графики *AL*-индекса предварительно были отсканированы и для удобства представлены в цифровом виде. Индекс *AL*, как известно, отражает интенсивность западного электроджета в полуночном и раннем утреннем секторах аврорального овала во время развития суббурь в хвосте магнитосферы. Суббури отождествлялись по поведению *AL*-индекса, используя критерий идентификации суббурь, подробно описанный в работе [Hsu and McPherron, 2004]. Из данной работы следует, что отрицательные бухты в динамике

AL-индекса продолжительностью более 20 мин и минимальной величиной *AL*-индекса ниже -100 нТл соответствуют развитию магнитосферных суббурь. Для выявления возможного влияния суббуревых возмущений на динамику “серпентинной эмиссии” отбирались изолированные суббури. Суббуря считалась изолированной, если фаза восстановления предыдущей суббури не содержала начало последующей суббури, т.е. чтобы спокойный временной интервал от предыдущего возмущения составлял не менее трех часов. Отбор изолированных суббурь проводился визуальным просмотром суточных вариаций *AL*-индекса. Затем выполнялось одновременное сопоставление полученных динамических спектров *SE* с вариациями *AL*-индекса. Всего было проанализировано 180 случаев одновременных наблюдений изолированных суббурь и “серпентинной эмиссии”.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Сопоставление одновременных наблюдений УНЧ-излучений в диапазоне *Pc1* и динамики *AL*-индекса показало, что до начала изолированных суббурь в обс. Восток наблюдается “серпентинная эмиссия” в течение длительных интервалов времени. В фазу экспансии или в активную фазу суббури возникает шумовое широкополосное электромагнитное излучение с резким передним фронтом в диапазоне частот *Pc1*–2. В результате этого режим генерации *SE* нарушается, что проявляется в прерывании несущей частоты эмиссии на некоторое время. Заметим, что аналогичное поведение *SE* наблюдалось во время *SSC* [Куражковская и Клайн, 2022], когда к земной поверхности приходил фронт ударной волны. Характерно, что шумовые излучения, возникающие в момент *SSC*, и во время активной фазы суббури были подобны по внешнему облику и диапазону частот. В фазу восстановления суббури режим возбуждения “серпентинной эмиссии” возобновлялся. Эффект прерывания “серпентинной эмиссии” характерен для взрывной фазы всех анализируемых изолированных суббурь.

На рисунке 1 представлены типичные примеры нарушения режима генерации “серпентинной эмиссии” на обс. Восток во время развития изолированных суббурь 26–27.07.1970 г. и 19.03.1971 г. В верхней части рисунков приведены динамические спектры *SE*, в нижней части представлена вариация *AL*-индекса. В динамике *AL*-индекса анализировался интервал времени, предшествующий началу суббури длительностью ~ 5 часов, затем промежуток времени, в течение которого наблюдалась взрывная фаза и фаза восстановления суббури. Отрицательная бухта в динамике *AL*-индекса свидетельствует об интенсификации суббуревой активности в авроральной зоне. В обоих примерах наблюдались суббури, интенсивность

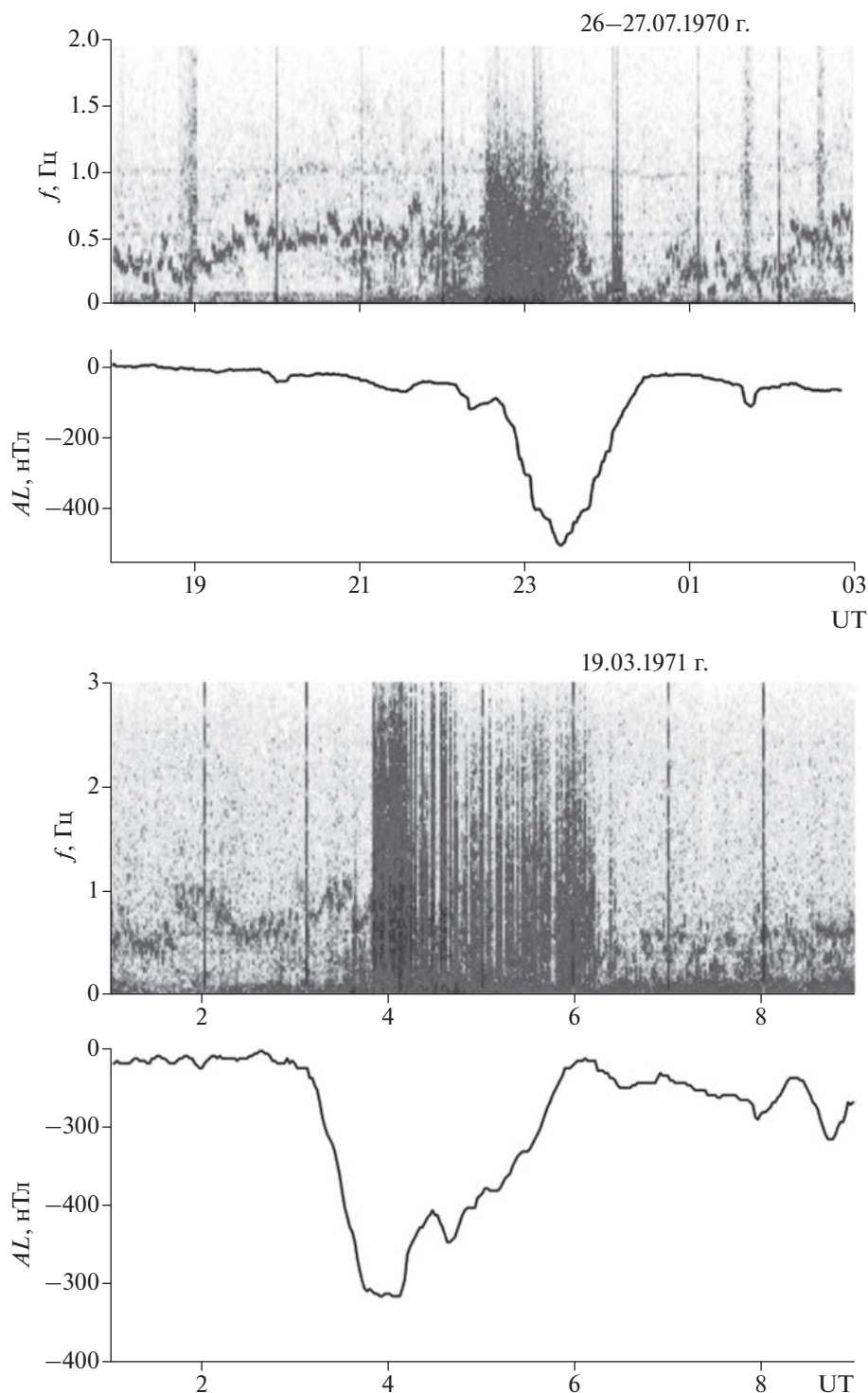


Рис. 1. Типичные примеры нарушения режима генерации “серпентинной эмиссии” в обл. Восток во время развития изолированных суббурь в авроральном овале: (а) – 26–27.07.1970 г., (б) – 19.03.1971 г. В верхней части рисунков представлены динамические спектры УНЧ-колебаний, внизу – вариации AL -индекса.

которых, оцененная по максимальной величине AE -индекса, была >300 нТл. Видно, что в течение нескольких часов до начала суббури в обл. Восток наблюдается типичный режим “серпентинной эмиссии”. Во время взрывной фазы суббури воз-

никает шумовое широкополосное электромагнитное излучение с резким передним фронтом в диапазоне $Pc1-2$, прерывающее возбуждение SE . Время прерывания и возобновления генерации SE совпадало с началом и соответственно с окон-

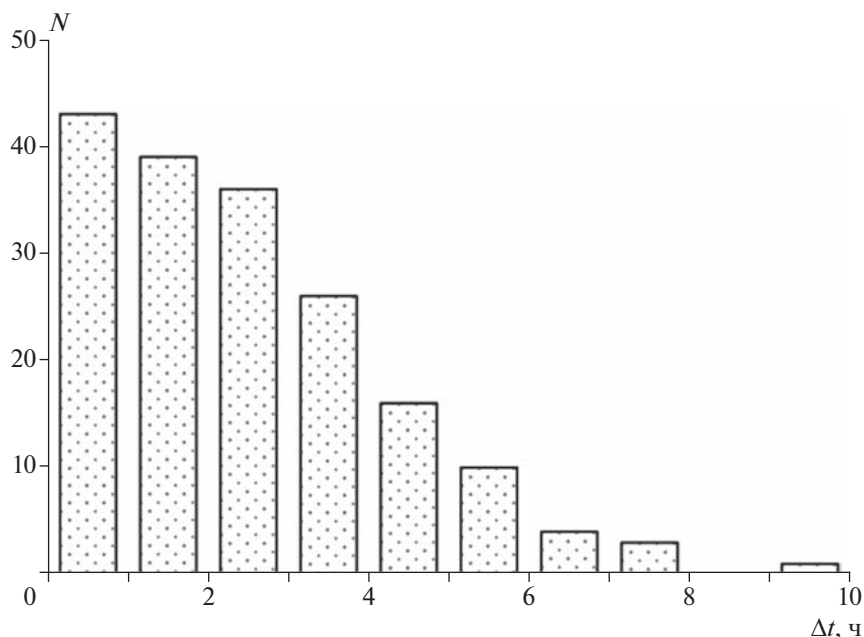


Рис. 2. Распределение длительностей временных интервалов (Δt) прерывания “серпентинной эмиссии” во время изолированных суббурь.

чением наблюдения широкополосного шумового электромагнитного излучения. В фазу восстановления суббури возбуждение *SE* продолжалось вплоть до начала следующей суббуревой активизации. Необходимо заметить, что прерывание “серпентинной эмиссии” наблюдалось как на фоне развития изолированной суббури, так и на фоне серий суббуревых активизаций в авроральном овале.

3.2. Временной интервал (Δt), в течение которого наблюдалось прерывание “серпентинной эмиссии”, был разным по величине для каждой суббури и изменялся в широких пределах от 1 до 10 ч. Среднее значение Δt по всем анализируемым случаям составляло 3.0 ± 0.1 ч. На рис. 2 показано распределение продолжительности часовых интервалов (Δt), в течение которых эмиссия прерывалась в ходе развития изолированных суббурь. Преимущественно время прерывания “серпентинной эмиссии” составляло $\sim 1-2$ ч. Однако, если в авроральном овале наблюдалась последовательность суббурь, то время прерывания “серпентинной эмиссии” существенно увеличивалось и могло достигать более 20 часов.

Одной из основных характеристик интенсивности суббурь в зоне полярных сияний является величина *AE*-индекса. Для выяснения зависимости эффекта прерывания *SE* от интенсивности изолированных суббурь было построено распределение значений *AE*-индекса. Для каждого анализируемого случая брались максимальные значения *AE*-индекса, соответствующие взрывной

фазе суббури. На рис. 3 дана зависимость числа случаев прерывания эмиссии от мощности изолированных суббурь. Видно, что величина *AE*-индекса, изменялась в широком диапазоне от 100 до 1400 нТл при среднем значении 536 нТл. Иными словами эффект прерывания *SE* наблюдался, как во время развития суббурь низкой и средней интенсивности, так и в период развития больших суббурь. Однако в доминирующем числе случаев “серпентинная эмиссия” прерывалась во время развития суббурь с интенсивностью *AE* $\sim 500-600$ нТл, т.е. относительно больших суббурь.

3.3. В работе [Fraser-Smith, 1982] отмечалось, что “серпентинная эмиссия” не имеет четко определенной суточной вариации частоты появления. Тем не менее, представляет интерес выяснить, существует ли зависимость интервалов прерывания эмиссии от локального времени. На рис. 4 представлено распределение числа часовых интервалов прерывания *SE* в зависимости от MLT. Суточная вариация интервалов прерывания *SE* имеет бимодальный характер. Четко выделяются два широких максимума. Первый большой максимум наблюдается в окрестности местной полночи и соответствует интервалу (21:00–00:04 MLT) или (22:00–00:05 UT), второй поменьше приходится на пред полуденные часы (00:07–12:00 MLT) или (00:08–13:00 UT).

Согласно [Гульельми и Довбня, 1974] сезонная вариация активности “серпентинной эмиссии” имеет максимум зимой и минимум летом, т.е. в зимнее и летнее солнцестояние, соответственно.

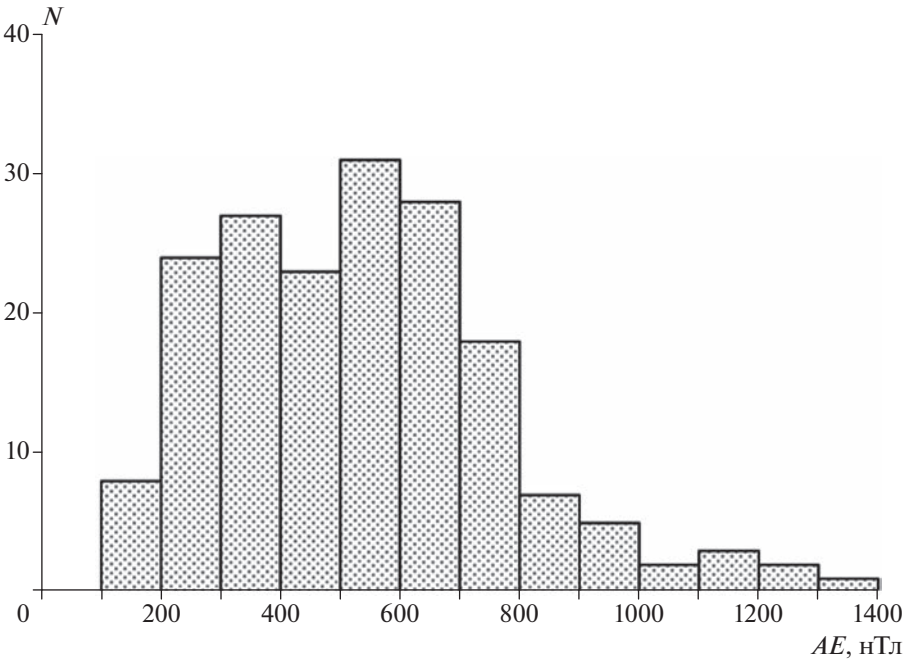


Рис. 3. Зависимость числа случаев прерывания “серпентинной эмиссии” (N) от максимальной интенсивности суббурь, характеризуемой величиной AE -индекса.

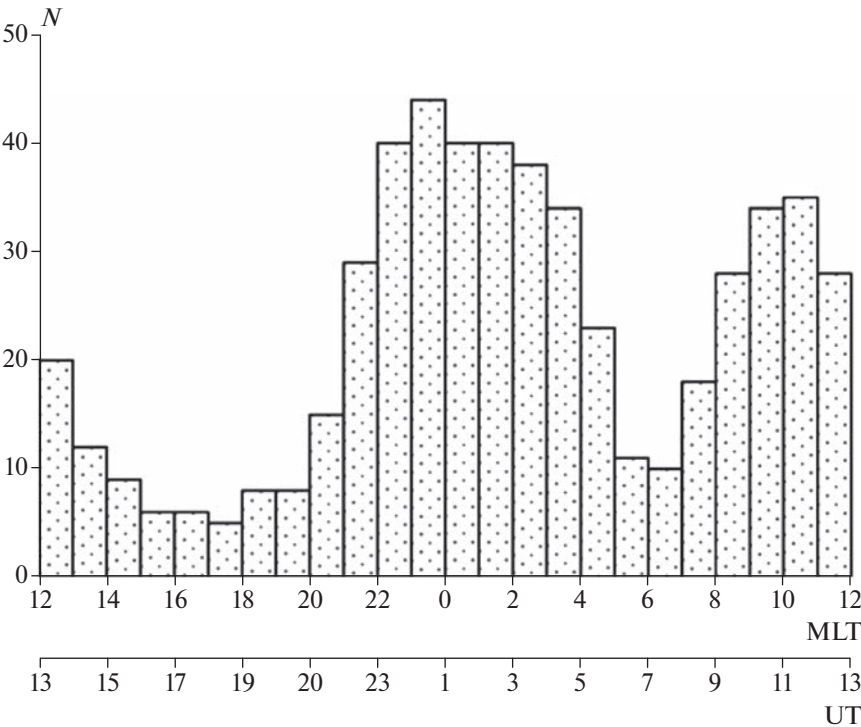


Рис. 4. Суточная вариация часовых интервалов прерывания “серпентинной эмиссии” во время развития изолированных суббурь.

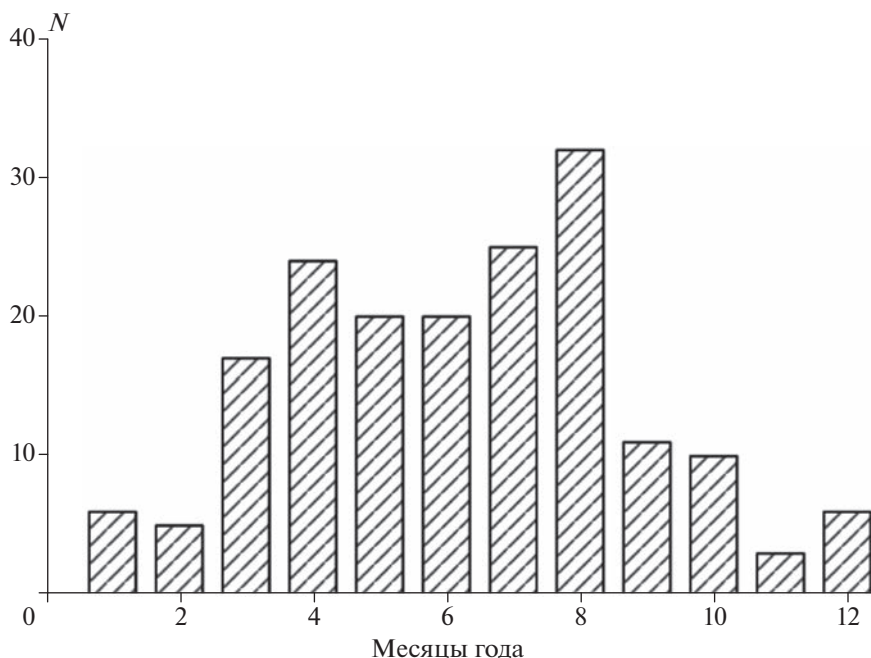


Рис. 5. Зависимость числа случаев прерывания “серпентинной эмиссии” от сезона во время развития изолированных суббурь.

На рисунке 5 показана сезонная вариация часовых интервалов прерывания *SE*. Для зависимости вариации интервалов прерывания эмиссии характерны два максимума в весеннее и осеннее равноденствие (август и апрель в южном полушарии соответственно). В зимний и летний сезон эффект прерывания эмиссии проявляется в меньшей степени, чем весной и осенью. В этой связи необходимо заметить, что сезонная вариация интервалов прерывания *SE* совпадает с сезонной вариацией геомагнитной активности [Russell and McPherron, 1973]. Усиление возмущенности магнитосферы приводит к нарушению режима генерации эмиссии преимущественно в сезон весеннего и осеннего равноденствий.

3.4. Далее был выполнен анализ межпланетных условий и геомагнитной активности, на фоне которых происходит нарушение режима возбуждения *SE* во время авроральных активизаций. Методом наложения эпох была проанализирована динамика следующих среднечасовых параметров плазмы солнечного ветра и ММП: концентрация N , скорость V , динамическое давление солнечного ветра $P_{dyn} = \rho V^2$ (ρ — плотность плазмы), модуль напряженности B , B_x -, B_y -, B_z -компоненты ММП, E_y -компонента электрического поля солнечного ветра. Все параметры анализировались в солнечно-эклиптической системе координат. В качестве характеристики геомагнитной активности рассматривались ap - и AL -индексы, которые отражают глобальную возмущенность и активность суббурь в авроральном овале соответ-

ственно. За реперную точку принимался момент начала прерывания “серпентинной эмиссии” (или момент возникновения широкополосного электромагнитного возмущения). Все параметры анализировались на интервале 10 ч до и 10 ч после начала прерывания “серпентинной эмиссии”.

На рисунке 6 представлена динамика усредненных часовых значений анализируемых параметров. В нижней части рисунка серыми прямоугольниками показана средняя продолжительность интервала прерывания *SE* после возбуждения широкополосного электромагнитного излучения. Как видно из рис. 6, как до нулевой точки, так и после поведения параметров N , V , P_{dyn} , B , B_x -, B_y -компонент ММП было относительно стабильным. В их динамике не наблюдалось резких флуктуаций. Наиболее существенные изменения видны в поведении параметров (B_z , E_y) и индексов (ap , AL). Примерно за 2 ч до нулевой точки B_z изменяет направление с северного на южное. Поведение E_y -компоненты электрического поля солнечного ветра зеркально отражает поведение B_z . В динамике AL -индекса наблюдается отрицательная бухта, которая свидетельствует о развитии суббурь в зоне сияний. Рост значений ap -индекса за 2 ч до реперной точки указывает на увеличение глобальной возмущенности магнитосферы. Следует отметить, что на длительных интервалах времени, предшествующих развитию суббурь в полярной шапке регистрируется “серпентинная эмиссия”. Как правило, эти временные интервалы соответствуют спокойным усло-

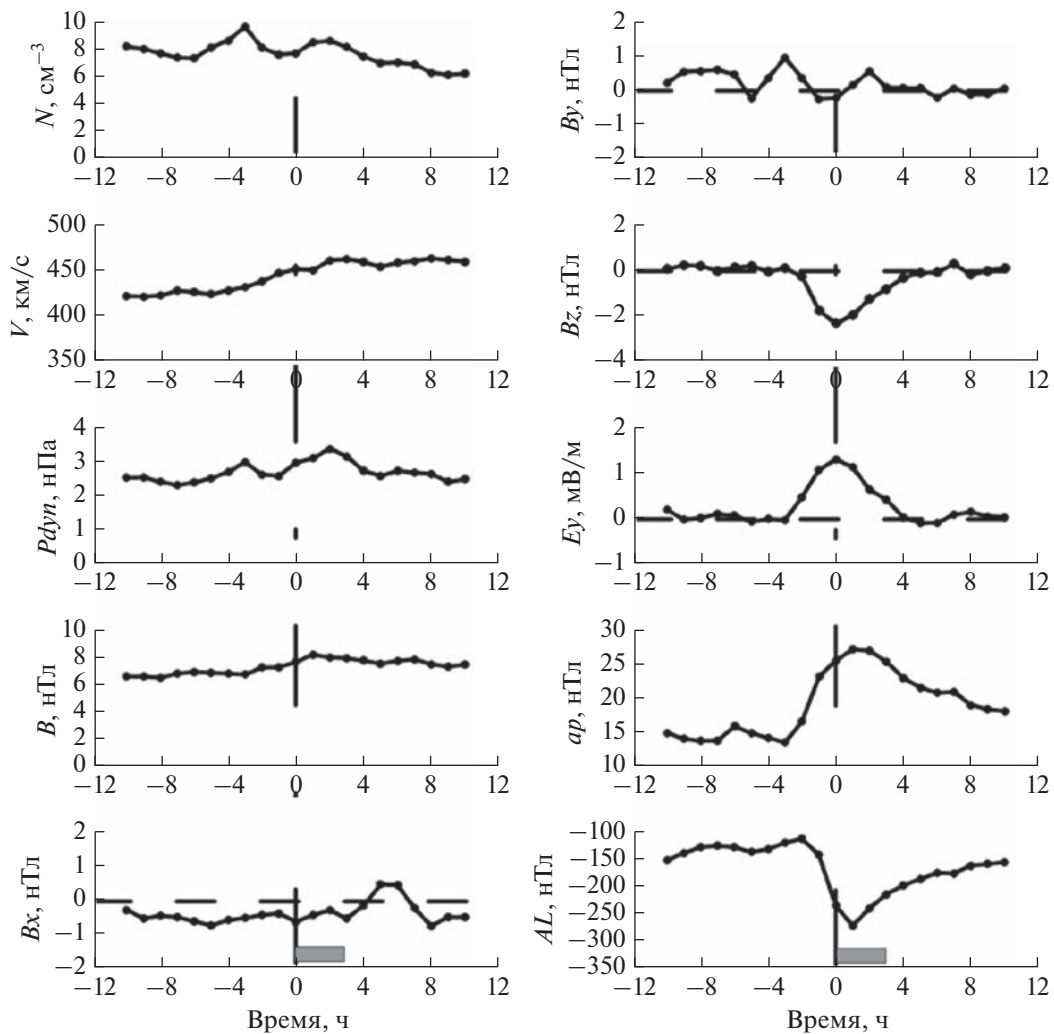


Рис. 6. Динамика средних характеристик межпланетной среды и индексов геомагнитной активности, полученная методом наложения эпох для случаев нарушения режима возбуждения серпентиной эмиссии в обл. Восток во время развития изолированных суббурь.

виям в солнечном ветре и магнитосфере Земли. Именно такая геофизическая обстановка благоприятна для возбуждения серпентиной эмиссии в полярной шапке.

Согласно усредненной динамике параметров солнечного ветра и ММП (рис. 6) шумовое излучение с резким передним фронтом возникает примерно через 2 ч после переориентации B_z -компоненты ММП с северного направления на южное. Заметим, что другие геоэффективные параметры солнечного ветра и ММП остаются относительно стабильными на протяжении всего анализируемого временного интервала. Момент прерывания SE по времени совпадает с началом этого излучения и моментом достижения B_z -компонентой ММП максимальных отрицательных значений. При этом E_y -компонента электрического поля солнечного ветра также достигает

максимума. К этому моменту времени магнитосфера приходит в возмущенное состояние, о чем свидетельствует существенное увеличение ap -индекса. Судя по динамике AL -индекса, в авроральном овале наблюдается активная фаза суббури. Именно в это время в полярной шапке возникает широкополосное электромагнитное излучение. Его интенсивность, по-видимому, существенно выше, чем амплитуда “серпентинной эмиссии”. В результате происходит нарушение режима генерации эмиссии. Затем, когда магнитосфера возвращается в спокойное состояние, режим генерации SE возобновляется (в фазу восстановления суббури).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Одновременное сопоставление УНЧ-излучения в диапазоне частот 0.1–5.0 Гц (“серпентинная

эмиссия”), регистрируемого в области полярной шапки, и суббуревой активности в авроральной зоне показало, что воздействие изолированных суббурь на *SE* проявляется в прерывании ее режима генерации. Традиционно считается, что B_z -компонента ММП является одним из самых геоэффективных параметров для развития магнитосферных возмущений, в том числе и суббурь [Воробьев и др., 2018]. Судя по динамике межпланетных параметров (рис. 6), наиболее вероятным источником магнитосферных возмущений, приводящих к развитию суббурь, могла служить B_z -компонента ММП, т.к. в ее усредненной вариации наблюдается смена направления с северного на южное направление. Активная фаза суббурь наблюдается при южной ориентации B_z -компоненты ММП. Отсутствие значимых вариаций в динамике других межпланетных параметров вблизи реперной точки (рис. 6) свидетельствует о том, что вряд ли с ними мог быть связан процесс суббуревой активизации.

Как известно, модель развития суббури включает в себя, по крайней мере, три последовательных этапа: предварительная фаза, фаза развития и фаза восстановления. Согласно [Пудовкин и др., 1976] каждому этапу развития суббури соответствует возбуждение того или иного типа геомагнитных пульсаций. Причем, генерация пульсаций происходит в определенной последовательности по мере развития суббури. Например, в восстановительную фазу суббури в вечернем секторе возбуждаются неструктурированные пульсации диапазона $Pc1-2$ [Пудовкин и др., 1976]. Однако имеют место и случаи прекращения геомагнитных пульсаций в момент начала суббури на ночной стороне. Так, в работе [Клейменова и др., 1998] был установлен факт прекращения длиннопериодных иррегулярных пульсаций *ipcl* (irregular pulsations continuous long period) с периодами от 3 до 15–25 мин, наблюдаемых в области дневного каспа, с началом интенсивной суббури. Аналогичная тенденция характерна и для “серпентинной эмиссии”, проникающей в область полярной шапки из межпланетного пространства. В обоих случаях суббури не стимулируют возбуждение и не способствуют усилению интенсивности геомагнитных пульсаций, а наоборот приводят к нарушению режима их генерации. В ходе исследования было установлено, что непрерывно наблюдаемая часами и сутками “серпентинная эмиссия” прерывается в активную фазу суббури в среднем на 3 ч.

Тот факт, что прерывание *SE* в полярной шапке каким-либо образом связано с развитием суббурь косвенно подтверждается следующими фактами. Например, интервалы наблюдения прерывания эмиссии по мировому времени и времена суббуревых активизаций практически совпадают. Согласно [Fu et al., 2021] для активизации суббурь

характерны два временных интервала (00:06–12:00 UT) и (18:00–24:00 UT). В примерно эти же интервалы времени преимущественно наблюдается прерывание *SE* (рис. 4). Кроме того, эффект прерывания *SE* возникает, в основном, во время развития интенсивных суббурь ($AE \sim 500-600$ нТл), которые, как показано в работе [Tanskanen, 2009], наблюдаются преимущественно в весеннее и осеннее равноденствие. Действительно, в сезонной вариации числа случаев прерывания “серпентинной эмиссии” выделяются также два максимума в весеннее и осеннее равноденствие (рис. 5), что совпадает с вероятностью наблюдения интенсивных суббурь в зависимости от сезона.

По нашему мнению, главным фактором, стимулирующим прерывание “серпентинной эмиссии” является возникающее в фазу развития суббури широкополосное электромагнитное излучение в диапазоне $Pc1-2$. По-видимому, его интенсивность значительно больше амплитуды эмиссии, что и приводит к наблюдаемым эффектам. Заметим, что шумовое излучение, прерывающее “серпентинную эмиссию” во время *SSC*, возникало в момент переориентации B_z -компоненты ММП с северного направления на южное [Куражковская и Клайн, 2022], что указывало на то, что его источником могло быть возмущение, следующее за фронтом ударной волны. В данном случае аналогичное шумовое излучение появляется в момент достижения B_z -компонентой ММП максимальных отрицательных значений, когда развивается активная фаза суббури (рис. 6). Учитывая характерное время между моментом переориентации B_z -компоненты и моментом достижения ею максимальных отрицательных значений (~ 2 ч), можно предположить, что широкополосное электромагнитное излучение, скорее, является следствием процессов, происходящих в хвосте магнитосферы.

Таким образом, с одной стороны, “серпентинная эмиссия” самовозбуждается в результате ионно-циклотронной неустойчивости в межпланетной плазме и проникает в область полярной шапки [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015]. Вопрос о том, как распространяются геомагнитные пульсации в диапазоне $Pc1-2$ с глубокой модуляцией несущей частоты из солнечного ветра в область полярной шапки, остается открытым. С другой стороны, согласно нашим результатам, шумовое широкополосное электромагнитное излучение, прерывающее возбуждение *SE* также наблюдается в полярной шапке. Поскольку это излучение возникает во время активной фазы изолированных суббурь, и спустя ~ 2 ч после переориентации B_z -компоненты ММП в солнечном ветре, есть основания полагать, что оно связано с потоками плазмы, направленными к Земле из хвоста магнитосферы. Проблема механизма воздействия шумового излучения на “серпентинную эмиссию” требует дальнейших исследова-

ний. Тем не менее, следует еще раз обратить внимание на схожесть характеристик широкополосных электромагнитных излучений (внешний облик, диапазон частот, резкий передний фронт), наблюдаемых как во время *SSC*, так и во время развития суббурь и приводящих к одинаковому эффекту, а именно к прерыванию “серпентинной эмиссии”, регистрируемой в полярной шапке.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ одновременных наблюдений УНЧ-колебаний в диапазоне частот 0.1–5.0 Гц и возмущений в авроральной зоне показал, что во время активной фазы интенсивных изолированных суббурь ($AE \sim 500\text{--}600$ нТл) в области полярной шапки возникает шумовое широкополосное электромагнитное излучение с резким передним фронтом, нарушающее режим генерации “серпентинной эмиссии”. Момент прерывания *SE* по времени совпадает с началом этого излучения и с моментом достижения B_z -компонентой ММП максимальных отрицательных значений. B_z -компонента ММП являлась наиболее вероятным источником магнитосферных возмущений, приводящих к развитию суббурь. Другие геоэффективные параметры солнечного ветра и ММП оставались относительно стабильными во время развития суббурь. Средняя продолжительность прерывания эмиссии составляет ~ 3 ч. Эффект прерывания *SE* наблюдался преимущественно вблизи местной полночи и в предполуденное время. В сезонной вариации случаев прерывания *SE* выделяются два максимума в сезон весеннего и осеннего равноденствий. Закономерности суточной и сезонной вариации интервалов прерывания *SE* совпадают с суточной и сезонной вариацией вероятности наблюдения суббурь.

Исходя из того, что характерное время между моментом переориентации B_z -компоненты и достижением ею максимальных отрицательных значений составляет ~ 2 ч, можно предположить, что широкополосное электромагнитное излучение, скорее, является следствием процессов, происходящих в хвосте магнитосферы, и связано с потоками плазмы, направленными к Земле в фазу экспансии суббури. По-видимому, энергия плазменных потоков в активную фазу суббури стимулирует возникновение шумового излучения, прерывающего *SE*.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Мирового Центра Данных по Солнечно-Земной Физике (Москва) за предоставление открытого доступа к уникальным цифровым данным регистрации магнитного поля с высоким разрешением в Антарктической обсерватории Восток. Также авторы благодарны создате-

лям базы данных OMNI (Goddard Space Flight Center, NASA, USA) за возможность использования параметров солнечного ветра, ММП и данных *ap*- и *AE*-индексов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Геофизической обсерватории Борок ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние параметров плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 311–323. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S001679401803001X>
- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 208 с. 1973.
- Гульельми А.В., Довбня Б.В. Гидромагнитное излучение межпланетной плазмы // Письма в ЖЭТФ. Т. 18. № 10. С. 601–604. 1973.
- Гульельми А.В., Довбня Б.В. Наблюдение геомагнитных пульсаций в диапазоне 0–2 Гц с глубокой модуляцией несущей частоты в полярной шапке // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 14. № 5. С. 868–870. 1974.
- Гульельми А.В., Довбня Б.В., Клайн Б.И. Возбуждение геомагнитных пульсаций типа “серпентинная эмиссия” в межпланетной плазме // Доклады Академии наук СССР. Т. 221. № 6. С. 1314–1317. 1975.
- Гульельми А.В., Потапов А.С., Довбня Б.В. О происхождении частотной модуляции серпентинной эмиссии // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 2. С. 85–90. 2015.
<https://doi.org/10.12737/9617>
- Довбня Б.В., Зотов О.Д., Клайн Б.И., Куражковская Н.А. Динамика излучения типа *SE* перед мощными протонными вспышками на Солнце // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 3. С. 188–191. 1994.
- Довбня Б.В., Клайн Б.И., Гульельми А.В., Потапов А.С. Спектр частотной модуляции серпентинной эмиссии как отражение спектра солнечных колебаний // Солнечно-земная физика. Т. 3. № 1. С. 59–62. 2017.
<https://doi.org/10.12737/23043>
- Довбня Б.В., Потапов А.С. Исследование частотной модуляции серпентинной эмиссии // Физика Земли. № 5. С. 19–26. 2018.
<https://doi.org/10.1134/S0002333718050058>
- Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Биттерли М., Биттерли Ж. Связь внезапных прекращений геомагнитных пульсаций *ipcl* в каспе с началом суббурь на ночной стороне // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 6. С. 58–65. 1998.
- Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Биттерли Ж., Шотт Ж.-Ж. Геомагнитные пульсации диапазона $Pc3\text{--}5$ на широтах полярного каспа во время *SC* и их глобальный отклик // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 39. № 4. С. 29–38. 1999.
- Куражковская Н.А., Клайн Б.И., Довбня Б.В. Роль V_x -компоненты в генерации электромагнитного излуче-

- ния в диапазоне частот 0.01–1.0 Гц во время SC // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 4. С. 151–154. 1997.
- *Куражковская Н.А., Клайн Б.И.* Эффект прерывания серпентинной эмиссии (SE) в полярной шапке во время внезапных начал геомагнитных бурь (SSC) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 5. С. 617–626. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022040101>
- *Пилипенко В.А., Довбня Б.В., Мартинес-Беденко В.А., Добровольский М.Н.* Геомагнитные наблюдения на станции Восток советских Антарктических экспедиций: научная проблематика и архив данных // Вестник ОНЗ РАН. Т. 12. NZ4003. 2020. <https://doi.org/10.2205/2020NZ000366>
- *Потанов А.С., Гульельми А.В., Довбня Б.В.* Ультранизкочастотные эмиссии диапазона 0.1–3 Гц в приполярных областях // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 3. С. 48–55. 2020. <https://doi.org/10.12737/szf-63202006>
- *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 592 с. 1985.
- *Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г.* Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть II. Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л.: Изд-во ЛГУ, 271 с. 1976.
- *Семенова Н.В., Яхнин А.Г.* Резкое изменение резонансной структуры в спектре электромагнитного шума в герцовом диапазоне во время суббури // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 341–347. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014030158>
- *Троицкая В.А., Матвеева Э.Т., Калишер А.Л.* Связь возбуждения геомагнитных пульсаций типов Pi1 и Pc1 с магнитосферными суббуриями // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 13. № 4. С. 755–757. 1973.
- *Allen J.H., Abston C.C., Morris L.D.* Auroral electrojet magnetic activity indices AE (10) for 1966. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics. Report UAG 37. Boulder, Colorado, 142 pp. 1974.
- *Allen J.H., Abston C.C., Morris L.D.* Auroral electrojet magnetic activity indices AE (11) for 1968. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics. Report UAG 29. Boulder, Colorado, 144 pp. 1973.
- *Allen J.H.* Auroral electrojet magnetic activity indices AE for 1970. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics. Report UAG 22. Boulder, Colorado, 146 c. 1972.
- *Allen J.H., Abston C.C., Morris L.D.* Auroral electrojet magnetic activity indices AE (11) for 1971. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics. Report UAG 39. Boulder, Colorado, 146 pp. 1975.
- *Allen J.H., Abston C.C., Morris L.D.* Auroral electrojet magnetic activity indices AE (11) for 1972. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics. Report UAG 45. Boulder, Colorado, 146 pp. 1975.
- *Allen J.H., Abston C.C., Morris L.D.* Auroral electrojet magnetic activity indices AE (11) for 1973. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics. Report UAG 47. Boulder, Colorado, 146 pp. 1975.
- *Asheim S.* Serpentine emissions in the polar magnetic field. Report 83–38. Institute of Physics, University of Oslo, 8 pp. 1983.
- *Fraser-Smith A.C.* ULF/lower-ELF electromagnetic field measurements in the polar caps // Rev. Geophys. Space Phys. V. 20. № 3. P. 497–512. 1982. <https://doi.org/10.1029/RG020i003p00497>
- *Fu H., Yue C., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Fu S.* Statistical characteristics of substorms with different intensity // Journal of Geophysical Research: Space Physics. V. 126. e2021JA029318. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029318>
- *Guglielmi A., Potapov A., Dovbnya B.* Five-minute solar oscillations and ion-cyclotron waves in the solar wind // Solar Phys. V. 290. № 10. P. 3023–3032. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0772-2>
- *Hsu T.-S., McPherron R.L.* Average characteristics of triggered and nontriggered substorms // J. Geophys. Res. V. 109. A07208. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA009933>
- *Morris R.J., Cole K.D.* “Serpentine emission” at the high latitude Antarctic station, Davis // Planet. Space Sci. V. 35. P. 313–328. 1987. <https://doi.org/10.1071/EG986015>
- *Parent A., Mann I.R., Rae J.* Effects of substorm dynamics on magnetic signatures of the ionospheric Alfvén resonator // J. Geophys. Res. V. 115. № A02312. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009JA014673>
- *Russell C.T., McPherron R.L.* Semiannual variation of geomagnetic activity // J. Geophys. Res. V. 78. № 1. P. 92–108. 1973. <https://doi.org/10.1029/ja078i001p00092>
- *Shumilov O., Kasatkina E., Raspopov O., Hansen T., Frank-Kamenetsky A.* Sudden-commencement-triggered pulsations at high latitudes and their sources in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 101. N A8. P. 17.355–17.363. 1996. <https://doi.org/10.1029/96JA00400>
- *Tanskanen E.I.* A comprehensive high-throughput analysis of substorms observed by IMAGE magnetometer network: Years 1993–2003 examined // J. Geophys. Res. V. 114. A05204. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008JA013682>

УДК 523.9-337

ПРОЯВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖГУТОВ В СТРУКТУРЕ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

© 2023 г. Б. П. Филиппов*

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

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

Поступила в редакцию 03.08.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Вид спокойных солнечных протуберанцев чаще всего напоминает широкий занавес или изгородь из вертикального частокола. Трудно вообразить, что такая структура может быть связана или даже образована магнитным жгутом, пучком закрученных в цилиндрическую спираль силовых линий, который иногда наглядно проявляется в волокнах активных областей. Однако при сравнительно небольшой активизации протуберанцев, когда составляющая их плазма начинает двигаться вдоль силовых линий поля, структура магнитного жгута может быть различима. Показан пример спокойного протуберанца, в котором наблюдается вращательное движение вдоль спиральных траекторий, обрисовывающих жгут. Вращение хорошо видно на временной диаграмме, составленной из узких полосок изображений протуберанца вдоль траектории движения.

DOI: 10.31857/S001679402260048X, EDN: DLJCCU

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитный жгут, состоящий из винтовых силовых линий, считается одной из самых вероятных магнитных конфигураций в солнечной короне, способных накапливать и удерживать плотную плазму над поверхностью хромосферы, наблюдаемую как протуберанцы, или волокна при проекции на солнечный диск [Chen, 1989; Lin et al., 1998; Titov and Demoulin, 1999; Amari et al., 2000; Low, 2001; Kliem and Török, 2006; Zuccarello et al., 2012; Филиппов, 2019]. Скрученность в жгут тонких нитей, составляющих тело волокна, лучше видна в структуре волокон активных областей [Куликова и др., 1986; Rompolt, 1990; Vršnak et al., 1991; Chae, 2000; Filippov et al., 2015]. В спокойных волокнах и протуберанцах иногда тоже можно различить следы скрученности [Vršnak et al., 1993], но типичный вид спокойного солнечного протуберанца чаще всего напоминает широкий занавес или изгородь из вертикального частокола. Трудно вообразить, что такая структура может быть связана или даже образована магнитным жгутом, пучком винтообразно закрученных силовых линий.

Хотя измерения магнитного поля в солнечной короне сопряжены с большими трудностями и не проводятся на регулярной основе [Lin et al., 2000; Cargill, 2009; Yang et al., 2020], расчеты поля в короне по данным измерений фотосферного поля с

помощью различных моделей и приближений, а также измерения магнитного поля в протуберанцах свидетельствуют о доминировании энергии поля над тепловой и кинетической энергией корональной плазмы [Leroy, 1989; Gary, 2001; Wiegmann et al., 2014]. Поэтому плазма может свободно перемещаться вдоль магнитного поля и имеет препятствие в поперечном направлении. Филаментарная структура плазменных образований и траектории их движения, таким образом, отражают геометрию магнитного поля в короне. Однако вещество в спокойных протуберанцах чаще бывает малоподвижно. Оно сосредоточено в ямках силовых линий магнитного поля, которые имеются в жгуте ниже его продольной оси. Хотя особенности тонкой структуры волокна дают возможность судить об определенных свойствах магнитного жгута [Pevtsov et al., 2003; Martin et al., 2008], общий вид протуберанцев обычно мало напоминает скрученный жгут.

Вращательные движения были замечены во многих протуберанцах, но поначалу никак не связывались с возможным движением вдоль винтовых траекторий, а предполагались, что они свидетельствуют о вращении всей структуры целиком и о постоянном медленном пересоединении силовых линий [Liggett and Zirin, 1984]. С другой стороны, наблюдения различия доплеровских смещений спектральных линий внутри сечения протуберанца интерпретировались и как свиде-

тельство винтообразной структуры и макроскопических движений вдоль спиральных траекторий [Rompolt, 1975; Gigolashvili, 1978].

Некоторые небольшие протуберанцы, а скорее части более крупных протуберанцев, напоминают по виду вихри в земной атмосфере — торнадо. Такая форма протуберанцев была отмечена еще в наблюдениях в первой половине 20 века [Pettit, 1925]. Особый интерес к торнадо на Солнце возник после появления наблюдений в крайнем ультрафиолетовом диапазоне с высоким пространственным и временным разрешением. Ли и др. [Li et al., 2012] описали циклоническое вращение плазмы внутри корональной полости, окружающей протуберанец, предполагая, что наблюдаемое вращение демонстрирует движение вещества вдоль винтовой траектории, когда луч зрения направлен вдоль оси структуры. Чаще всего вращение отмечается в “ногах” спокойных протуберанцев [Orozco Suárez et al., 2012; Su et al., 2012; Panesar et al., 2013; Wedemeyer-Böhm et al., 2013]. Ось вращения в них вертикальна, и имеются предположения, что вращение инициировано движениями в фотосфере. Вместе с тем высказываются сомнения, что наблюдаемая картина в действительности демонстрирует вращение, а не колебательные движения и встречные потоки в соседних магнитных трубках — нитях внутренней структуры протуберанца [Panasenco et al., 2014].

В данной работе мы покажем очень наглядный пример, как движения в активизировавшемся спокойном протуберанце выявляют структуру магнитного жгута, являющегося каркасом протуберанца. Движение плазмы будет продемонстрировано с помощью временной диаграммы, составленной из узких полосок изображений протуберанца вдоль траектории движения.

2. ВИНТООБРАЗНЫЕ ФОРМЫ ВОЛОКОН И ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Горячая плазма солнечной короны, которая заполняет магнитные трубки в ней, имеет барометрическую шкалу высоты (~100 Мм), соизмеримую с характерным размером магнитных полей в короне. Поэтому плазменные структуры, наблюдаемые в спектральных линиях крайнего ультрафиолетового диапазона (петли, арочные структуры), заполняют магнитные трубки практически по всей их длине и дают наглядное представление о структуре магнитного поля в короне. Вещество солнечных протуберанцев холоднее коронального на два порядка, его барометрическая шкала высоты составляет менее 1 Мм, что существенно меньше масштаба магнитных полей в короне. Таким образом, отдельные магнитные трубки в протуберанцах заполнены неподвижным холодным веществом лишь на небольших отрезках, на которых трубки изгибаются не более чем на 1 Мм

вверх от самой нижней точки, образуя нити внутренней тонкой структуры волокон и протуберанцев. Длина нитей зависит от кривизны магнитных трубок и бывает значительной только в случае почти горизонтальных трубок или наличия движений внутри них.

Согласно представлениям о структуре магнитных жгутов, образующих каркас протуберанцев, холодная плазма заполняет участки трубок в нижних частях жгута, ниже его продольной оси. В большинстве случаев тонкая структура волокон состоит из системы коротких отрезков нитей, направленных под острым углом к оси волокна [Lin et al., 2005; Martin et al., 2008]. Иногда, впрочем, нити имеют достаточную длину, чтобы винтовая форма трубок наглядно проявилась на изображениях как волокон активных областей (рис. 1), так и в структуре спокойных протуберанцев (рис. 2). В приведенных примерах использованы наблюдения в спектральной линии H α в Крымской астрофизической обс. (КрАО), Солнечной обсерватории Биг Бэр (BBSO), а также данные ультрафиолетовых телескопов AIA (Atmospheric Imaging Assembly [Lemen et al., 2012]) на борту космической обс. SDO (Solar Dynamic Observatory).

Наиболее отчетливо винтовая структура проявляется во время эрупции протуберанцев, когда движения становятся очень интенсивными. Вместе с тем высказываются сомнения, что жгуты существуют до начала эрупции, а не образуются во время нее в результате пересоединения силовых линий, не имевших ранее винтообразной формы [Gosling, 1999; Dere et al., 1999; Lynch et al., 2008]. Подобные воззрения, конечно, имеют под собой основание, поскольку во многих случаях признаков винтовых структур в протуберанце до эрупции не наблюдается. С другой стороны, имеются наблюдения, когда происходит лишь слабая активизация волокна, приводящая и интенсификации движений в нем и проявлению всей полной магнитной структуры, но эрупции не происходит, и волокно возвращается в прежнее состояние [Филиппов, 2011, 2017; Joshi et al., 2014; Yang et al., 2014; Wang et al., 2015].

На рисунке 3а показан вид волокна в спокойном состоянии, наблюдаемого в линии H α 1 августа 2001 г. в 15:35 UT. В нем можно различить только отдельные короткие нити, повернутые на небольшой угол против часовой стрелки от продольной оси волокна. Примерно через три часа произошла активизация этого волокна, и вещество стало “переливаться” через верхнюю часть винтовых силовых линий слева направо (на рис. 3а). Появившиеся длинные нити, отклоняющиеся от оси по часовой стрелке, стали видны и в линии H α , но рельефнее проявились (рис. 3б) в наблюдениях в канале 171 Å космического телескопа TRACE (The Transition Region and Coronal Explorer

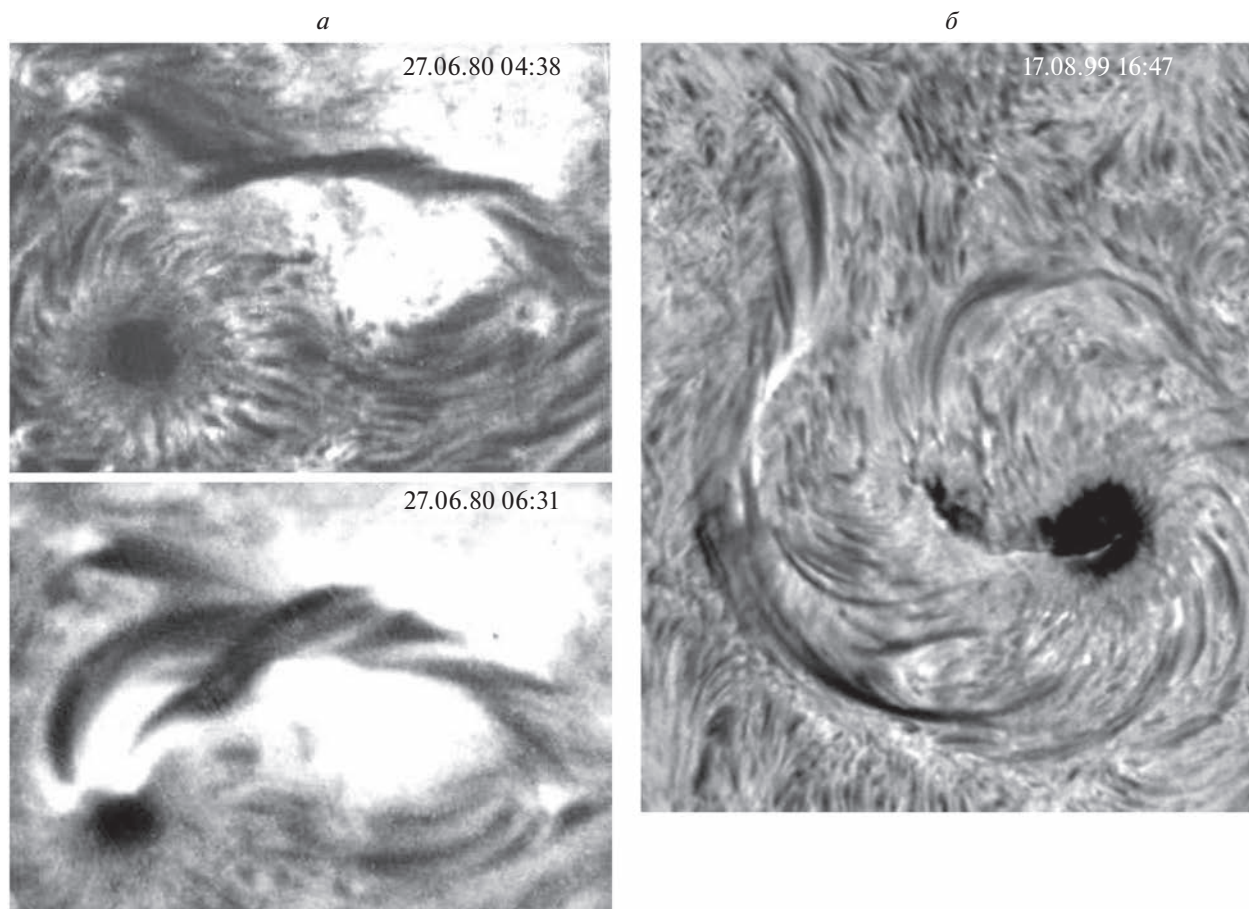


Рис. 1. Солнечные волокна активных областей с проявлением скрученности внутренней структуры, наблюдаемые в спектральной линии $H\alpha$. (а) – в Крымской астрофизической обс. (КраО), (б) – в Солнечной обс. Биг Бэр (BBSO).

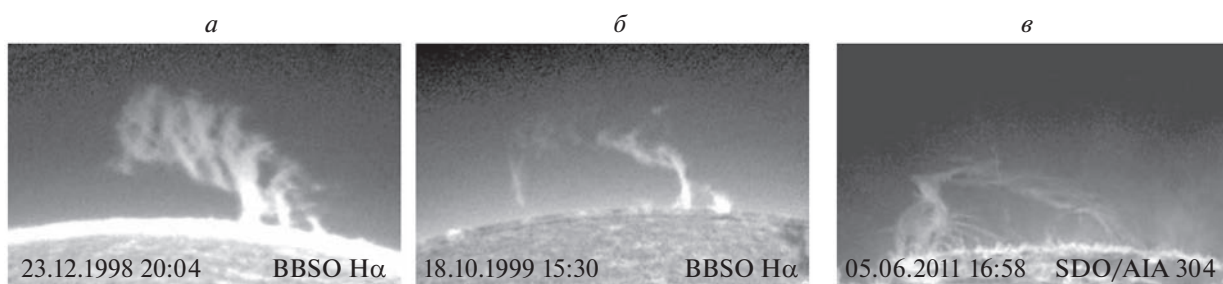


Рис. 2. Спокойные солнечные протуберанцы с проявлением скрученности внутренней структуры. Изображения повернуты на различные углы, чтобы участки лимба под протуберанцами были приблизительно горизонтальными. (а), (б) – наблюдения в линии $H\alpha$ в Солнечной обс. Биг Бэр (BBSO), (в) – наблюдения в канале $304 \text{ \AA}$ инструмента AIA (Atmospheric Imaging Assembly) на борту космической обс. SDO (Solar Dynamic Observatory).

[Handy et al., 1999]). Таким образом, волокно демонстрирует магнитную структуру, соответствующую правовинтовой цилиндрической спирали, как показано на схематическом рис. 3в. После активизации, проявившейся в интенсивных внутренних движениях с перетеканием вещества через верхние части спирали и продолжавшейся около 2 ч, волокно вернулось к спокойному состоянию, обретя в основном прежнюю форму.

3. ДВИЖЕНИЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ ПО ВИНТОВЫМ ТРАЕКТОРИЯМ

Винтовая структура протуберанцев может никак не проявляться на их изображениях на фильмограммах. Однако даже при умеренной активизации, движения внутри них, которые, как предполагается, направляются магнитным полем, способны выявить вращение, свидетельствующее

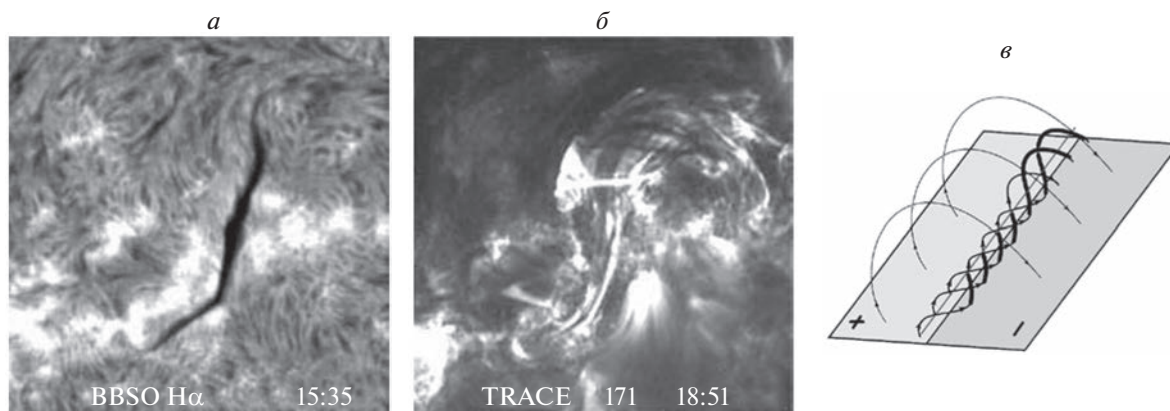


Рис. 3. Изменение вида волокна во время активизации 1 августа 2001 г. (а) — $H\alpha$ -фильтрограмма в 15:35 UT (BBSO), (б) — вид той же области в 18:51 UT в канале 171 Å орбитального телескопа TRACE, (в) — схематические силовые линии магнитного жгута, содержащие первоначально плазму только в нижних частях волокна (утолщенные участки), а затем проникающую и в верхние участки спирали.

о наличии азимутальной компоненты поля. Винтовая структура на изображениях может быть и неразличима, но ее можно в ряде случаев идентифицировать по направлению вращения и продольного перемещения сгустков вещества протуберанца.

На рисунке 4 приведен пример активизации спокойного протуберанца южного полярного венца вблизи восточного лимба Солнца 4 марта 2022 г. в канале 193 Å SDO/AIA. На отдельных кадрах видно, что в протуберанце происходят заметные изменения его структуры, но распознать вращательное движение в нем можно только при просмотре временной последовательности изображений (фильма). Вращение происходит в направлении против часовой стрелки и наиболее различимо в период с 07 до 17 UT в той части протуберанца, которая достаточно высоко над лимбом. Около 13 UT отдельная прядь из вращающегося клубка сгустков вещества стала вытягиваться в западном направлении вдоль оси протуберанца, проецирующегося на диск Солнца, т.е. волокна (показана стрелкой на рис. 4к). Отсюда можно сделать вывод о том, что внутренняя структура протуберанца подобна правому винту. Это соответствует положительному знаку спиральности, характерному для южного полушария Солнца [Pevtsov et al., 2003; Martin et al., 2008].

Наиболее отчетливо вращение в протуберанце видно на изображениях в линии $H\alpha$, полученных астрономом-любителем из Германии Александром Голическом (Alexander Golitschek, Darmstadt, Germany), размещенных на сайте <https://vsda.de/galerie/videos/>. На рисунке 5а приведен фрагмент одного из кадров в 10:29 UT с нанесенной белой овальной линией, вдоль которой преимущественно движется вещество в период с 10 UT до 12 UT. Стрелками показано направление вращательного

движения. На рисунке 5б показана временная диаграмма распределения яркости на изображениях вдоль этой линии от точки А до точки В в направлении против часовой стрелки. Наклонные полосы на диаграмме указывают на перемещение узелков протуберанца вдоль овальной траектории. Скорость в плоскости изображения составляет около 30 км/с.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Солнечные протуберанцы представляют собой интересный объект исследований, поскольку некоторые процессы, происходящие в них, доступны “визуальному” наблюдению. Ряд свойств замагниченной плазмы, следующих из теоретических представлений и лабораторных экспериментов, может быть исследован и проверен в “чистом виде” в “природной астрофизической лаборатории”, где нет влияния границ установки и многих побочных факторов. Однако интерес к протуберанцам не только академический, но и вполне практический, так как их эрупции инициируют и снабжают веществом корональные выбросы — главный источник самых сильных возмущений геомагнитного поля и всей космической погоды.

Для установления причин эрупций протуберанцев и возможности прогнозирования этих явлений необходимо знать, какие силы определяют условия равновесия протуберанцев в короне и какие неустойчивости разрушают это равновесие. Конечно, одним из главных вопросов является представление о внутренней магнитной структуре протуберанцев. Поскольку прямые измерения магнитного поля в протуберанцах достаточно сложны и не имеют необходимого пространственного разрешения, приходится пользоваться косвенными данными о структуре плазменных

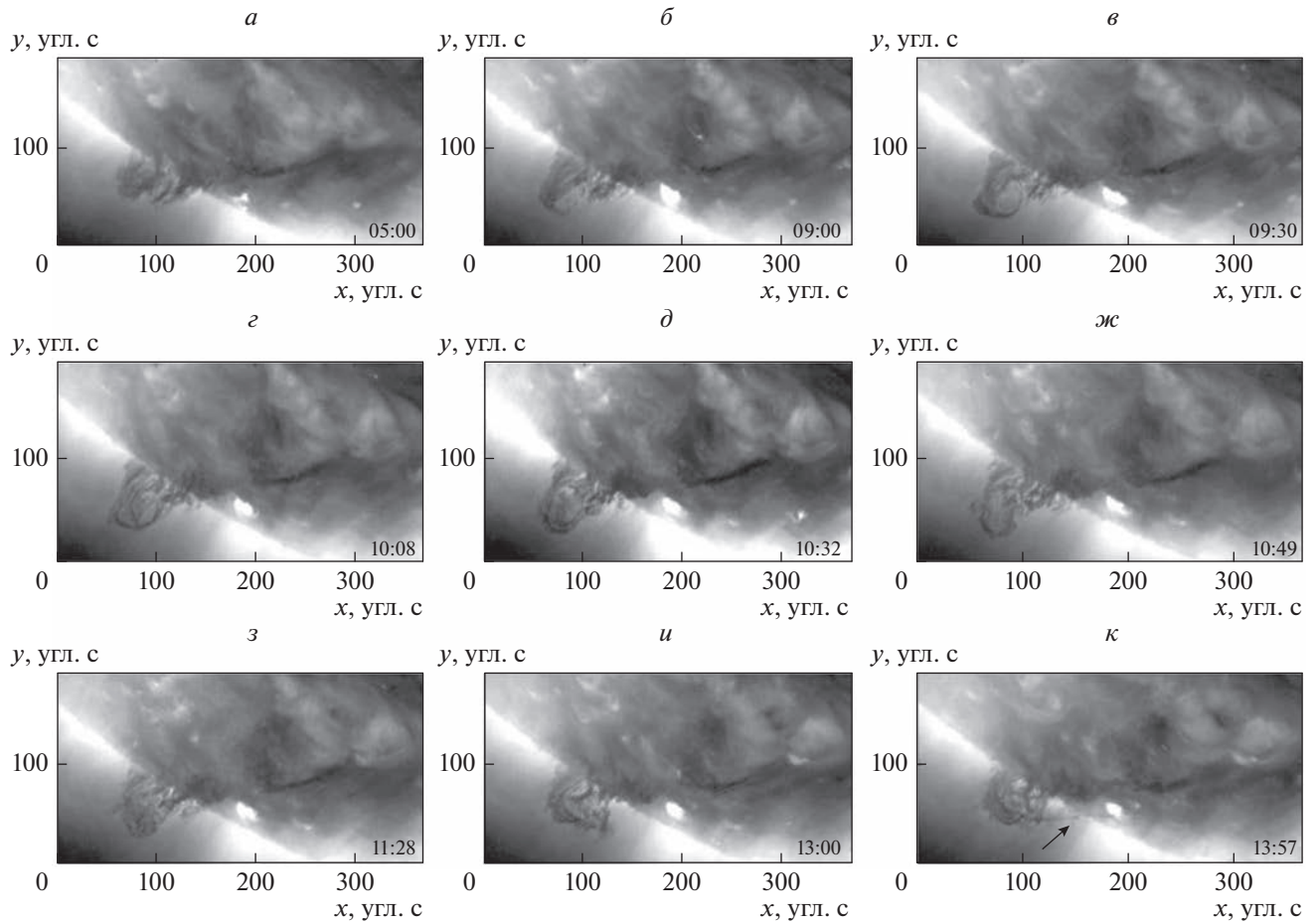


Рис. 4. Изменения вида спокойного протуберанца южного полярного венца вблизи восточного лимба Солнца во время активизации 4 марта 2022 г. в канале 193 Å SDO/AIA в период с 05:00 UT по 13:57 UT (а)–(к). Стрелкой на панели (к) показана прядь, вытягивающаяся в западном направлении, в сторону наблюдателя.

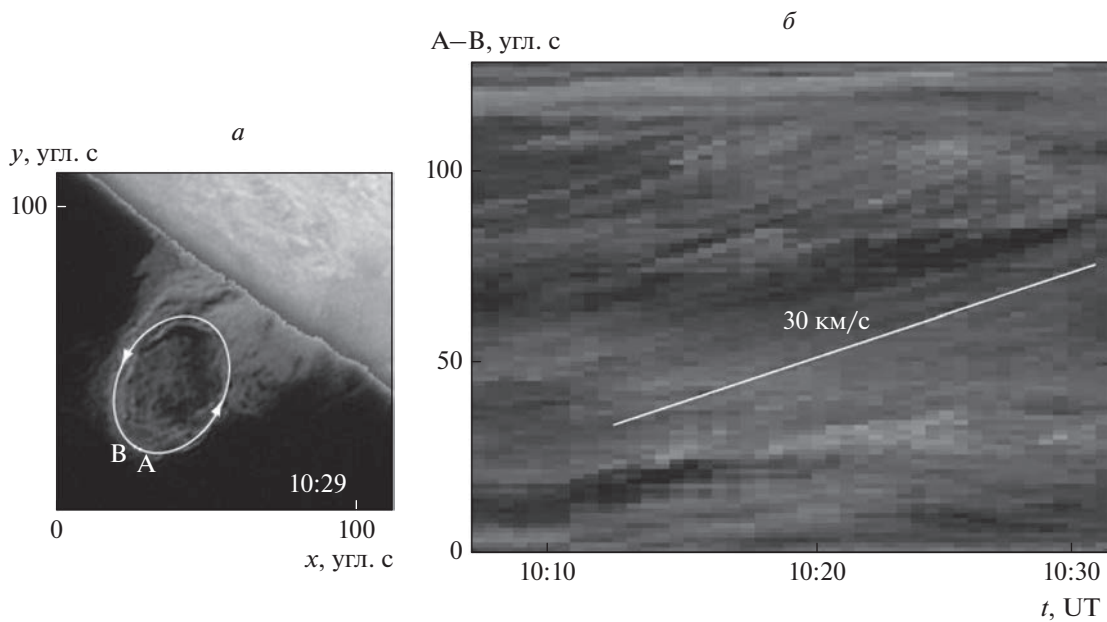


Рис. 5. Вид спокойного протуберанца южного полярного венца на восточном лимбе в линии H α (а) и диаграмма время – смещение узелков протуберанца вдоль эллиптической траектории А–В, показанной на левой панели (б).

образований, которые по разным оценкам должны контролироваться магнитным полем по причине преобладания магнитного давления в короне над газовым.

Один из самых перспективных типов моделей равновесия и эрупции протуберанцев основан на представлении о его внутренней магнитной структуре как о жгуте винтовых силовых линий. Однако винтовая структура волокон и протуберанцев видна только в отдельных случаях. Чаще спокойный протуберанец похож на широкий занавес с запутанной внутренней структурой. На основании многочисленных наблюдений была, например, предложена концептуальная морфологическая модель спокойного протуберанца, состоящая исключительно из арок, связанных с вкраплениями паразитной полярности по обе стороны линии раздела полярностей фотосферного магнитного поля [Martin et al., 1994; Lin et al., 2008]. Хотя эта модель встречается с большими трудностями с точки зрения физики, она дает структуру внешне очень похожую на вид протуберанца линии $H\alpha$.

Вместе с тем интенсификация движений внутри протуберанца, называемая активизацией, создает условия для проявления жгутовой внутренней структуры, наличие которой довольно трудно заподозрить в спокойном, почти статическом состоянии. Движение плазмы протуберанца вдоль магнитного поля или создает тонкие нити, визуализирующие силовые линии, или дает возможность проследить за траекториями плазменных сгустков, также следующих силовым линиям. Вращение узелков протуберанца южного полярного венца вблизи восточного лимба Солнца 4 марта 2022 г. против часовой стрелки и перемещение вещества в сторону наблюдателя свидетельствуют о правовинтовой конфигурации магнитного поля внутри протуберанца. Именно такие поля с положительным знаком спиральности характерны для южного полушария Солнца.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам Солнечной обсерватории Биг Бэр, научным группам проектов SOHO, TRACE, SDO и астроному-любителю Alexander Golitschek, Darmstadt, Germany за возможность доступа к материалам наблюдений. SOHO — совместный проект ESA и NASA. SDO — миссия NASA в рамках программы Living With a Star.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Куликова Г.Н., Молоденский М.М., Старкова Л.И., Филиппов Б.П. Токи в активной области HR16927 по данным $H\alpha$ // Солнечные данные. № 10. Ленинград: Наука, 1986. С. 60–65.

— Филиппов Б.П. Некоторые особенности объединения солнечных волокон // Астрон. журн. Т. 88. № 6. С. 587–597. 2011.

— Филиппов Б.П. О морфологических признаках киральности солнечных волокон // Астрон. журн. Т. 94. № 10. С. 883–893. 2017.

— Филиппов Б.П. Выбросы вещества из солнечной атмосферы // УФН. Т. 189. № 9. С. 905–924. 2019.

— Amari T., Luciani J., Mikic Z., Linker J. A twisted flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flares // Astrophys. J. V. 529. L49–L52. 2000.

— Cargill P.J. Coronal magnetism: Difficulties and prospects // Space Sci. Rev. V. 144. P. 413–421. 2009.

— Chae J. The magnetic helicity sign of filament chirality // Astrophys. J. Lett. V. 540. P. L115–L118. 2000.

— Chen J. Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma // Astrophys. J. V. 338. P. 453–470. 1989.

— Dere K.P., Brueckner G.E., Howard R.A., Michels D.J., Delaboudiniere J.P. LASCO and EIT observations of helical structure in coronal mass ejections // Astrophys. J. V. 516. P. 465–474. 1999.

— Filippov B., Martsenyuk O., Srivastava A.K., Uddin W. Solar magnetic flux ropes // J. Astrophys. Astron. V. 36. № 1. P. 157–184. 2015.

— Gary G.A. Plasma beta above a solar active region: rethinking the paradigm // Solar Phys. V. 203. P. 71–86. 2001.

— Gigolashvili M.Sh. An investigation of macroscopic motions using the Ca^+ lines in the prominence of 15 October 1969 // Solar Phys. V. 60. P. 293–298. 1978.

— Gosling J.T. The Role of reconnection in the formation of flux ropes in the solar wind / Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas. Eds. M.R. Brown, R.C. Canfield, A.A. Pevtsov, Geophysical Monograph. V. 111. Washington: American Geophysical Union. P. 205–212. 1999.

— Handy B.N., Acton L.W., Kankelborg C.C. The transition region and coronal explorer // Solar Phys. V. 187. P. 229–260. 1999.

— Joshi N.C., Srivastava A.K., Filippov B., Kayshap P., Uddin W., Chandra R., Choudhary P.D., Dwivedi B.N. Confined partial filament eruption and its reformation within a stable magnetic flux rope // Astrophys. J. V. 787. 11. 2014.

— Kliem B., Török T. Torus instability // Phys. Rev. Lett. V. 96. № 25. 255002. 2006.

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

— Leroy J.-L. Observation of prominence magnetic fields / Dynamics and structure of quiescent solar prominences; Proceedings of the Workshop, Palma de Mallorca, Spain, Nov. 1987. Ed. E.R. Priest, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. P. 77–113. 1989.

— Li X., Morgan H., Leonard D., Jeska L. A solar tornado observed by AIA/SDO: Rotational flow and evolution of magnetic helicity in a prominence and cavity // Astrophys. J. V. 752. L22. 2012.

— Liggett M., Zirin H. Rotation in prominences // Solar Phys. V. 91. P. 259–267. 1984.

- Lin J., Forbes T.G., Isenberg P.A., Demoulin P. The effect of curvature on flux-rope models of coronal mass ejections // *Astrophys. J.* V. 504. P. 1006–1019. 1998.
- Lin H., Penn M.J., Tomczyk S. A new precise measurement of the coronal magnetic field strength // *Astrophys. J.* V. 541. P. L83–L86. 2000.
- Lin Y., Engvold O., Rouppe van der Voort L., Wiik J.E., Berger T.E. Thin threads of solar filaments // *Solar Phys.* V. 226. P. 239–254. 2005.
- Lin Y., Martin S.F., Engvold O. Filament substructures and their interrelation / *Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity*. Eds. R. Howe, R.W. Komm, K.S. Balasubramaniam, G.J.D. Petrie. ASP Conf. Ser. V. 383. San Francisco: Astron. Soc. Pacific. P. 235–242. 2008.
- Low B.C. Coronal mass ejections, magnetic flux ropes, and solar magnetism // *J. Geophys. Res.* V. 106. P. 25141–25164. 2001.
- Lynch B.J., Antiochos S.K., DeVore C.R., Luhmann J.G., Zurbuchen T.H. Topological evolution of a fast magnetic breakout CME in three dimensions // *Astrophys. J.* V. P. 1192–1206. 2008.
- Martin S.F., Echols C.R. An observational and conceptual model of the magnetic field of a filament / *Solar Surface Magnetism*. Ed. R.J. Rutten, C.J. Schrijver, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. P. 339–346. 1994.
- Martin S.F., Lin Y., Engvold O. A method of resolving the 180-degree ambiguity by employing the chirality of solar features // *Solar Phys.* V. 250. P. 31–51. 2008.
- Orozco Suárez D., Asensio Ramos A., Trujillo Bueno J. Evidence for rotational motions in the feet of a quiescent solar prominence // *Astrophys. J. Lett.* V. 761. L25. 2012.
- Panasenco O., Martin S.F., Velli M. Apparent solar tornado-like prominences // *Solar Phys.* V. 289. P. 603–622. 2014.
- Panesar N.K., Innes D.E., Tiwari S.K., Low B.C. A solar tornado triggered by flares? // *Astron. Astrophys.* V. 549. A105. 2013.
- Pettit E. The forms and motions of the solar prominences // *Publ. Yerkes Obs.* V. 3. P. 205–240. 1925.
- Pevtsov A.A., Balasubramaniam K.S., Rogers J.W. Chirality of chromospheric filaments // *Astrophys. J.* V. 595. P. 500–505. 2003.
- Rompolt B. Spectral features to be expected from rotational and expansional motions in fine solar structures // *Solar Phys.* V. 41. P. 329–348. 1975.
- Rompolt B. Small scale structure and dynamics of prominences // *Hvar Obs. Bull.* V. 14. P. 37–102. 1990.
- Su Y., Wang T., Veronig A., Temmer M., Gan W. Solar magnetized “tornadoes:” relation to filaments // *Astrophys. J. Lett.* **756**, L41. 2012.
- Titov V.S., Demoulin P. Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares // *Astron. Astrophys.* V. 351. P. 707–720. 1999.
- Vršnak B., Ruždjak V., Rompolt B. Stability of prominences exposing helical-like patterns // *Solar Phys.* V. 136. P. 151–167. 1991.
- Vršnak B., Ruždjak V., Rompolt B., Rosa D., Zlobec P. Kinematics and evolution of twist in the eruptive prominence of August 18, 1980 // *Solar Phys.* V. 146. P. 147–162. 1993.
- Wang H., Cao W., Liu C., Xu Y., Liu R., Zeng Z., Chae J., Ji H. Witnessing magnetic twist with high-resolution observation from the 1.6-m New Solar Telescope // *Nature Communications*. V. 6. 7008. 2015.
- Wedemeyer-Böhm S., Scullion E., Rouppe van der Voort L., Bosnjak A., Antolin P. Are giant tornadoes the legs of solar prominences? // *Astrophys. J.* V. 774. 123. 2013.
- Wiegmann T., Thalmann J.K., Solanki S.K. The magnetic field in the solar atmosphere // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 22. 78. 2014.
- Yang S., Zhang J., Liu Z., Xiang Y. New vacuum solar telescope observations of a flux rope tracked by a filament activation // *Astrophys. J.* V. 784. L36. 2014.
- Yang Z., Bethge C., Tian H. et al. Global maps of the magnetic field in the solar corona // *Science* V. 369. № 6504. P. 694–697. 2020.
- Zuccarello F.P., Meliani Z., Poedts S. Numerical modeling of the initiation of coronal mass ejections in active region NOAA 9415 // *Astrophys. J.* V. 758. 117. 2012.

УДК 523.985

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ IV ТИПА, СВЯЗАННЫХ СО СТАЦИОНАРНЫМИ И ДВИЖУЩИМИСЯ ИСТОЧНИКАМИ

© 2023 г. В. В. Фомичев¹, *, Г. П. Чернов¹, **

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

*e-mail: fomichev@izmiran.ru

**e-mail: gchernov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.07.2022 г.

После доработки 31.10.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Рассмотрены различные виды тонкой структуры в континуальном излучении радиовсплесков IV типа применительно к разным типам источников излучения, стационарным и движущимся. В случае стационарных источников происхождение тонкой структуры связано как с процессами в отдельных магнитных петлях (квазипериодическое ускорение, магнитогидродинамические волны), так и с крупномасштабными процессами, связанными с распространением магнитогидродинамических возмущений, формированием петельных аркад и синхронными с ними процессами дискретного ускорения частиц, обуславливающих пульсирующий характер радиоизлучения. Для случая движущегося источника механизм генерации в значительной степени зависит от магнитной структуры источника (расширяющаяся магнитная арка или изолированное плазменное облако). В этом случае важна также связь с корональными выбросами массы и ударными волнами. Секундные пульсации объясняются магнитогидродинамическими колебаниями источника в виде магнитной петли или облака. Отсутствие прочей тонкой структуры в континууме движущихся всплесков IV типа может быть связано с критическим углом конуса потерь для возбуждения вистлеров.

DOI: 10.31857/S0016794022600466, EDN: DLPJHG

1. ВВЕДЕНИЕ

Из всех типов солнечных радиовсплесков континуальные радиовсплески IV типа характеризуются наиболее разнообразной и сложной тонкой структурой динамических спектров. Большинство таких всплесков связаны с мощными вспышками и корональными выбросами массы (КВМ). Тонкая структура континуального радиоизлучения изучается начиная с 1959 г. после наблюдений Elgarøy [1959]. Многообразие видов тонкой структуры затрудняет ее классификацию, и это, в свою очередь, затрудняет ее интерпретацию. Тем не менее, можно выделить основные элементы тонкой структуры, а также наиболее характерные сочетания этих элементов. При этом, согласно данным наблюдений на радиоинтерферометрах и радиогелиографах, источники радиовсплесков IV типа могут быть как неподвижными, так и обнаруживать движение. Соответственно источники радиоизлучения в таких случаях называют “стационарные источники” и “движущиеся источники”. Поэтому при теоретической интерпретации тонкой структуры радиовсплесков необходимо

учитывать тип источника и физические условия, в которых реализуется тот или иной механизм генерации.

В данной статье на базе имеющихся экспериментальных данных предпринята попытка провести классификацию тонкой структуры радиовсплесков IV типа с учетом типа источника.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ДВИЖУЩИХСЯ РАДИОВСПЛЕСКАХ IV ТИПА

Динамические спектры движущихся источников представляют собой равномерный континуум, дрейфующий к низким частотам в метровом диапазоне волн (обычно <200 МГц) в течение десятков минут, одновременные стационарные всплески более длительны (часы), чем движущиеся. Большой прогресс в наблюдениях движущихся всплесков IV типа был достигнут благодаря вводу в действие Кулгуровского радиогелиографа сначала на частоте 80 МГц, затем на частотах 40, 160 и 320 МГц [Wild, 1967]. На рис. 1 приведен пример движущегося источника всплеска IV типа (“изо-

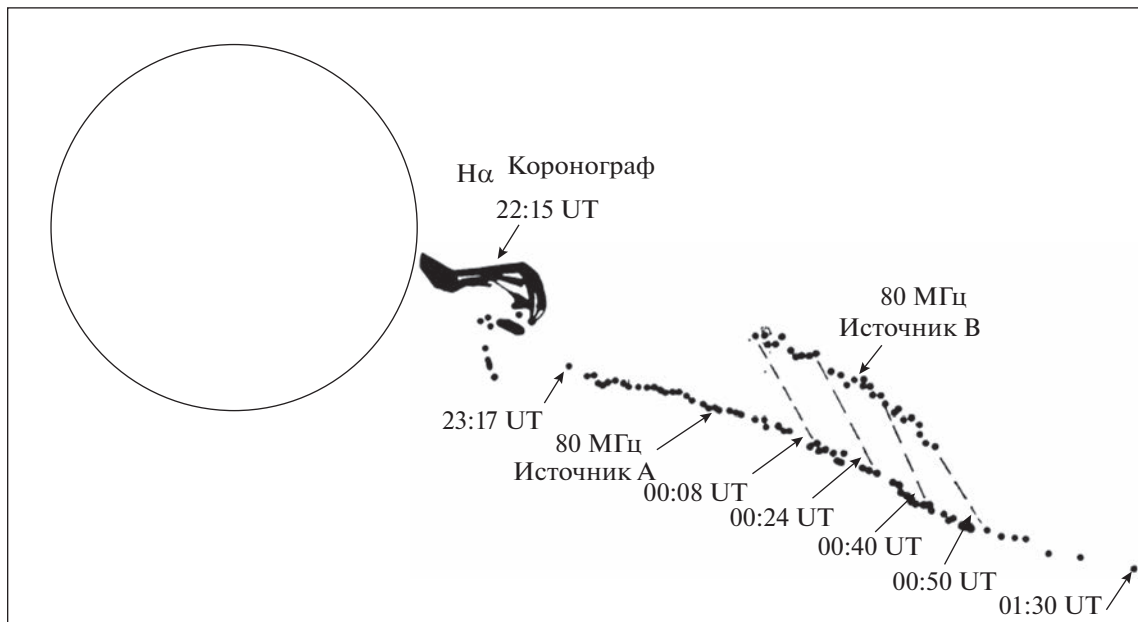


Рис. 1. Пространственная связь между поднимающимся протуберанцем, наблюдавшимся в $H\alpha$ (эскиз с фотографии), и радиогелиограмма источников на 80 МГц (показанная положениями центров со временем). (Фрагмент рис. 3 из работы [Riddle, 1970]).

лированное плазменное облако”), когда источник излучения на фиксированной частоте 80 МГц двигался радиально до очень больших высот. Такие свойства источника согласуются с магнитотормозной природой излучения умеренно релятивистских электронов в магнитном поле облака. Gary et al. [1985] рассматривали движущийся радиовсплеск IV типа 29 июня 1980 г. в 02:33 UT на трех частотах Кулгуровского радиогелиографа, 40, 80 и 160 МГц с одновременными наблюдениями на коронографе SMM. Авторы проверили уже известные наблюдения [Riddle, 1970] (см. рис. 1) и показали, что излучение движущегося всплеска было на второй гармонике плазменной частоты. Источник на 80 МГц двигался вдоль плотной части КВМ на плазменном уровне 40 МГц (плазменный механизм).

Другой разновидностью движущихся источников всплесков IV типа является поднимающийся ударный фронт (рис. 2а), где появление радиоизлучения связывается с синхротронным излучением электронов, ускоренных на ударной волне [Boischot, 1957; Gopalswami, 2016].

Получение изображений источников радиовсплесков IV типа привело к гораздо лучшему пониманию развития источников и процессов генерации излучения [Pick and Vilmer, 2008]. Было установлено, что наиболее вероятным является плазменный механизм излучения на основной плазменной частоте или на ее второй гармонике. Подобное заключение было сделано в работе [Trottet et al., 1981] для объяснения кратковремен-

ных модуляций излучения движущегося источника радиовсплеска IV типа. Движущиеся радиовсплески связывались с электронами с энергиями порядка нескольких МэВ, инжектированными в расширяющиеся магнитные арки позади переднего края КВМ. Некоторые узкополосные всплески связывались с взрывными выбросами [Pick et al., 2006].

С развитием оптических наблюдений на коронографах (SOHO/LASCO) движущиеся радиовсплески IV типа стали использовать для понимания природы КВМ из-за их тесной пространственно-временной связи. Континуум обычно не содержит тонкой структуры, за исключением пульсаций с секундными или минутными периодами. Примеры можно видеть на спектрах нового радиоспектрографа в диапазоне 85–35 МГц (Gauribidanur Low Frequency Solar Spectrograph близ Бангалора, Индия) [Ramesh et al., 2013].

Разнообразные виды тонкой структуры радиовсплесков описаны во многих статьях (см., например, [Chernov, 2011] и цитированную там литературу). Наиболее характерными элементами являются: а) волокно (*fiber burst*) — выглядит на динамическом спектре как узкополосное дрейфующее уярчение континуума, сопровождаемое с низкочастотной стороны аналогичной полосой в поглощении; б) пульсации — квазирегулярная последовательность широкополосных усилений и ослаблений континуума, обычно без заметного частотного дрейфа; в) зебра-структура — система чередующихся по частоте многочисленных полос

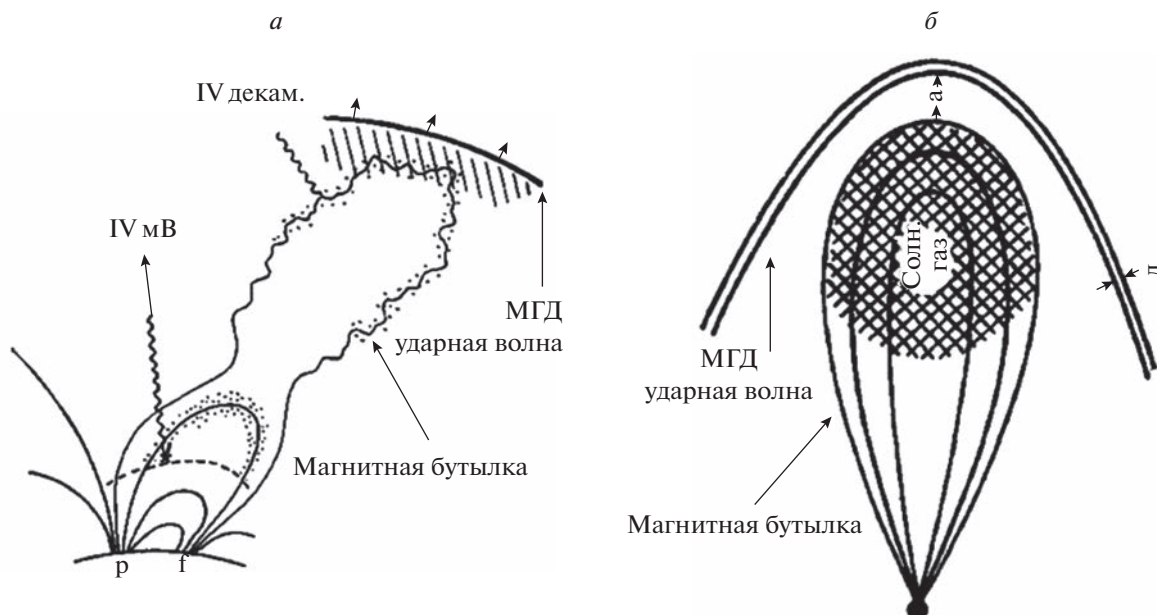


Рис. 2. Два типа возможных источников движущихся радиовсплесков IV типа: (а) — передвигающийся фронт и (б) — магнитное облако [Gopalswami, 2016].

в излучении и поглощении. Наблюдаются как регулярные зebra-структуры, когда полосы характеризуются почти постоянным или плавно меняющимся частотным дрейфом, так и нерегулярные, или нестационарные, зebra-структуры с неоднократными и резкими изменениями величины и направления частотного дрейфа практически синхронно во всех полосах; г) спайки (*spikes*) — узкополосные и кратковременные всплески на фоне континуального излучения и др. Во время мощных солнечных вспышек различные типы тонкой структуры могут наблюдаться в различных сочетаниях.

2.1. Вспышка Бастилия 14 июля 2000 г.

Наглядным примером движущегося источника всплеска IV являются наблюдения динамических спектров в ходе знаменитой вспышки Бастилия 14 июля 2000 г. (X5.7/3B-class eruptive flare) [Reiner et al., 2001; Chertok et al., 2001]. Подробный анализ тонкой структуры радиовсплеска в метровом диапазоне представлен в работах [Chertok et al., 2001 и Caroubalos et al., 2001]. На спадающей фазе вспышки в диапазоне 270–180 МГц спектра по спектрографу ИЗМИРАН на рис. 3 отмечен дрейфующий континуум без каких-либо четких признаков тонкой структуры. По данным радиоспектрографа ARTEMIS–IV отсутствие тонкой структуры в дрейфующем континууме подтверждается и на более высоких частотах, до 600 МГц (рис. 4).

Важно, что этот континуум сопровождал радиовсплеск II типа на более низких частотах.

И только позднее появились пульсации с периодами десятки секунд, но относящиеся, скорее всего, к возникшему стационарному радиоисточнику IV типа (рис. 5d в работе [Chertok et al., 2001]). Богатая тонкая структура наблюдалась в стационарном континууме с 10:38 UT до 10:50 UT в диапазоне 250–430 МГц в виде многочисленных волокон (*fiber bursts*) на фоне секундных пульсаций. Наглядный пример такой тонкой структуры представлен в работе [Caroubalos et al., 2001]. Фрагмент рис. 6 из этой работы показан на рис. 5.

Принимая возможную модель радиоисточников, показанную на рис. 2, можно сказать, что богатая тонкая структура на высоких частотах метрового диапазона возбуждалась в источнике типа замкнутых петель (магнитной ловушки), а источник дрейфующего континуума находился выше в магнитном облаке над продвигающимся фронтом.

Анализ одновременных динамических спектров ИЗМИРАН и китайских спектрографов в диапазоне 1–7.5 ГГц показал, что дрейфующий континуум появился еще на частотах около 1.5 ГГц, как и не дрейфующий, после 10:45 UT. В работе [Wang et al., 2001] спектр, полученный на спектрографе ИЗМИРАН, совмещен со спектрами китайских спектрографов в диапазоне 1–7.5 ГГц, а тонкая структура в виде дрейфующих волокон в диапазоне частот 5.2–7.0 ГГц зарегистрирована в начале явления и в диапазоне частот 1.0–1.3 ГГц в самом конце явления.

Существенная особенность вспышки Бастилия выявляется при совместном анализе динамических спектров спектрографов ИЗМИРАН, дан-

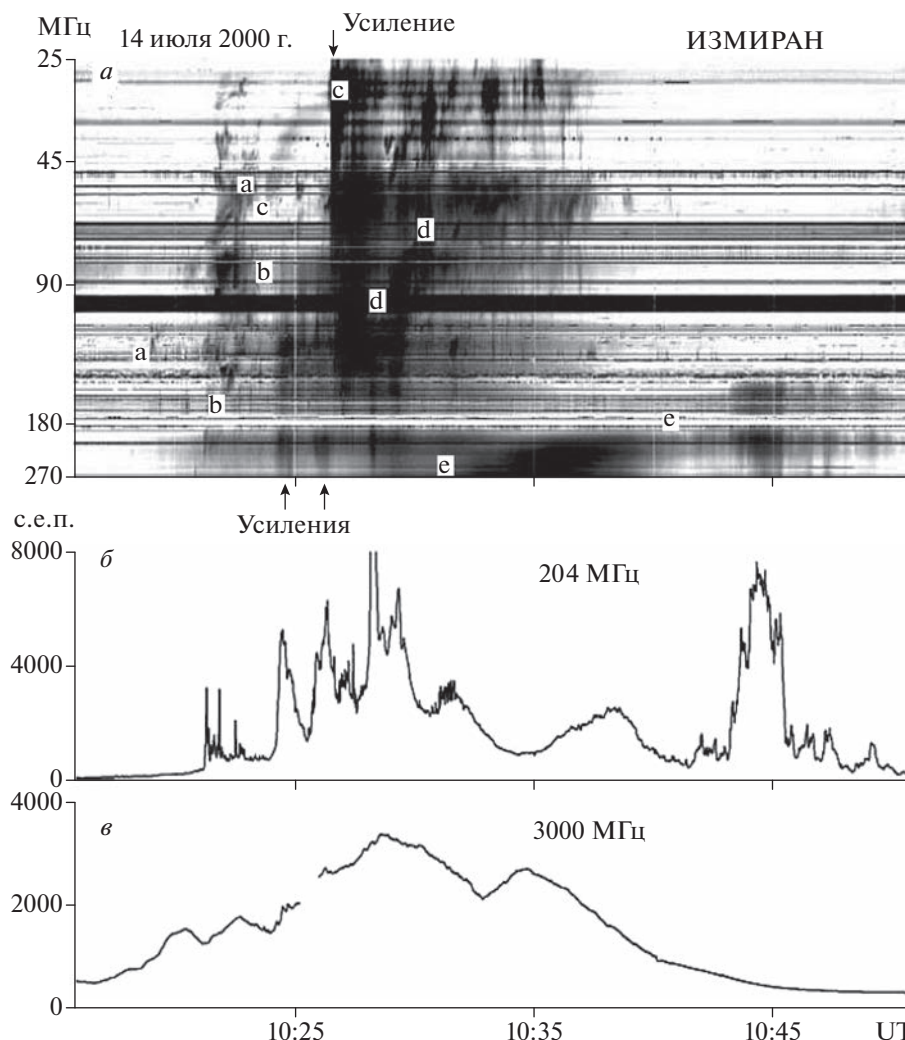


Рис. 3. Вспышка Бастилия 14 июля 2000 г. По данным ИЗМИРАН: (а) — динамический спектр в диапазоне 25–270 МГц; (б) и (в) — временные профили на 204 и 3000 МГц. По вертикальным осям на частях (б) и (в) 1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/м² Гц. На спектре (а) выделяются несколько всплесков II типа (aa, bb, cc) и медленно дрейфующий дециметровый континуум (ee) (рис. 3 в работе [Chertok et al., 2001]).

ных коронографа в белом свете SOHO/LASCO и детальных изображений в ультрафиолетовом диапазоне TRACE EUV [Chertok et al., 2001; Aschwanden and Alexander, 2001; Masuda et al., 2001]. Оказалось, что наблюдаемые на разных фазах вспышки пульсации радиоизлучения совпадали с формированием магнитных петельных аркад, причем временные характеристики отдельных пульсаций практически совпадали с временем формирования отдельных петель и временными интервалами между ними.

2.2. Явление 3 ноября 2003 г.

В уникальном явлении 3 ноября 2003 г. в излучении движущегося континуума наблюдались необычные волокна в метровом диапазоне, переходящие в дециметровый диапазон на спектре

WIND/WAVE (рис. 6). Движение радиоисточника в метровом диапазоне показано на рис. 6 в работе [Vršnak et al., 2006] по положениям источников на нескольких частотах радиогелиографа Нансэ (Франция, Nançay). Радиоисточник волокон находился между двумя ударными фронтами после обгона быстрым фронтом медленного [Chernov et al., 2007a]. Частотный дрейф волокон был близок к дрейфу полосы всплеска II типа, и излучение волокон, возможно, было вызвано повышенным излучением из неоднородностей в хвосте КВМ. Таким образом, необычные узкополосные волокна оказываются преобладающим типом тонкой структуры в дрейфующем континууме.

Похожие волокна наблюдались и ранее благодаря одновременным наблюдениям на спектрографах ИЗМИРАН и УТР-2 [Chernov et al., 2007b]. В двух явлениях на фоне диффузного континуума

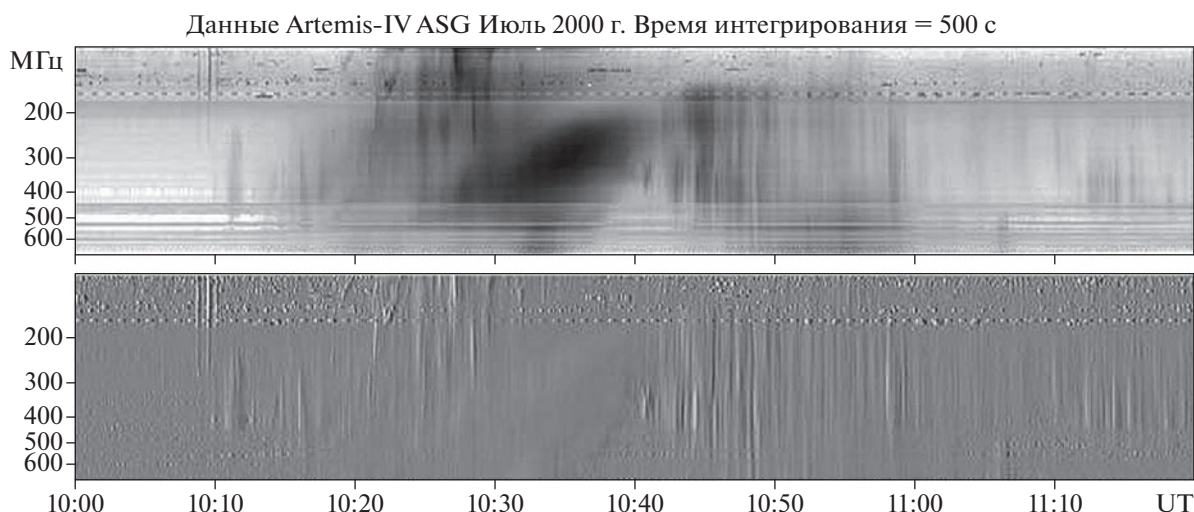


Рис. 4. По данным радиоспектрографа ARTEMIS – IV отсутствие тонкой структуры в дрейфующем континууме подтверждается и на более высоких частотах, до 600 МГц ARTEMIS – IV (фрагмент рис. 2 в работе [Caroubalos et al., 2001]).

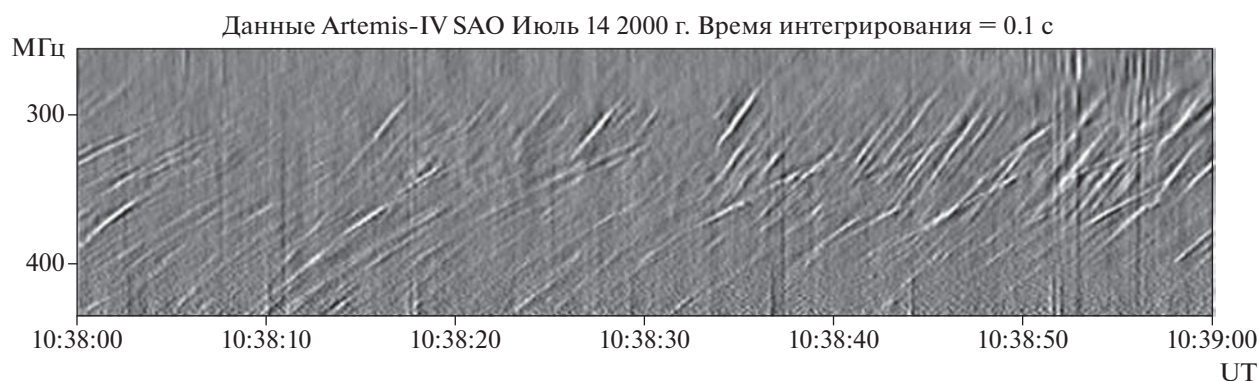


Рис. 5. Поведение производной сигнала спектра вспышки Бастилия спектрографа в течение одной минуты в диапазоне 265–241 МГц. Тонкая структура стационарного источника впечатляет своей сложностью: два семейства волокон (*fiber bursts*) с разным частотным дрейфом и накладывающихся друг на друга наблюдались на фоне быстрых широкополосных пульсаций излучения. На высокочастотном краю спектра видна развитая зebra-структура. (Фрагмент рис. 6 из работы [Caroubalos et al., 2001]).

наблюдались медленно дрейфующие волокна в течение почти 4 мин на частотах 28–18 МГц 16 августа 2002 г. и два фрагмента волокон в течение 25 и 50 с на частотах 19–21 МГц и 27.5–29.5 МГц соответственно 18 августа 2002 г. (рис. 5 и 6 в работе [Chernov et al., 2007b]).

Радиоисточники обоих явлений располагались между передним краем КВМ и догоняющими его быстрыми ударными фронтами, а излучение исходило из вытянутых плазменных неоднородностей в хвосте КВМ. Интересно отметить, что в первом (и очень слабом явлении) волокна обнаруживали сверхтонкую структуру в виде периодических волокон (*fiber bursts*), причем длительные волокна становятся похожи на жгуты волокон [Chernov, 2008]. Допускается, что возбуждение жгутов (*rope-like*) связано с генерацией вистлеров в магнитной ловушке между передним

краем КВМ и ударным фронтом, где формируется функция распределения энергичных электронов по скоростям с конусом потерь. Поэтому даже один пучок частиц за счет баунс-движений в такой ловушке приведет к периодическому возбуждению вистлеров. Таким образом, радиоисточник движущегося всплеска IV типа не всегда однозначно объясняется продвигающимся фронтом с магнитным облаком (рис. 2), в каждом явлении источники обладают своими особенностями.

Пульсации излучения с периодами в десятки секунд, вероятно, связаны с МГД-колебаниями или МГД-волнами, распространяющимися снизу от области вспышки.

В последние годы развитие наблюдений с помощью сети радиоспектрографов CALLISTO и LOFAR позволяет более детально анализировать движущиеся радиовсплески. Morosan et al. [2021]

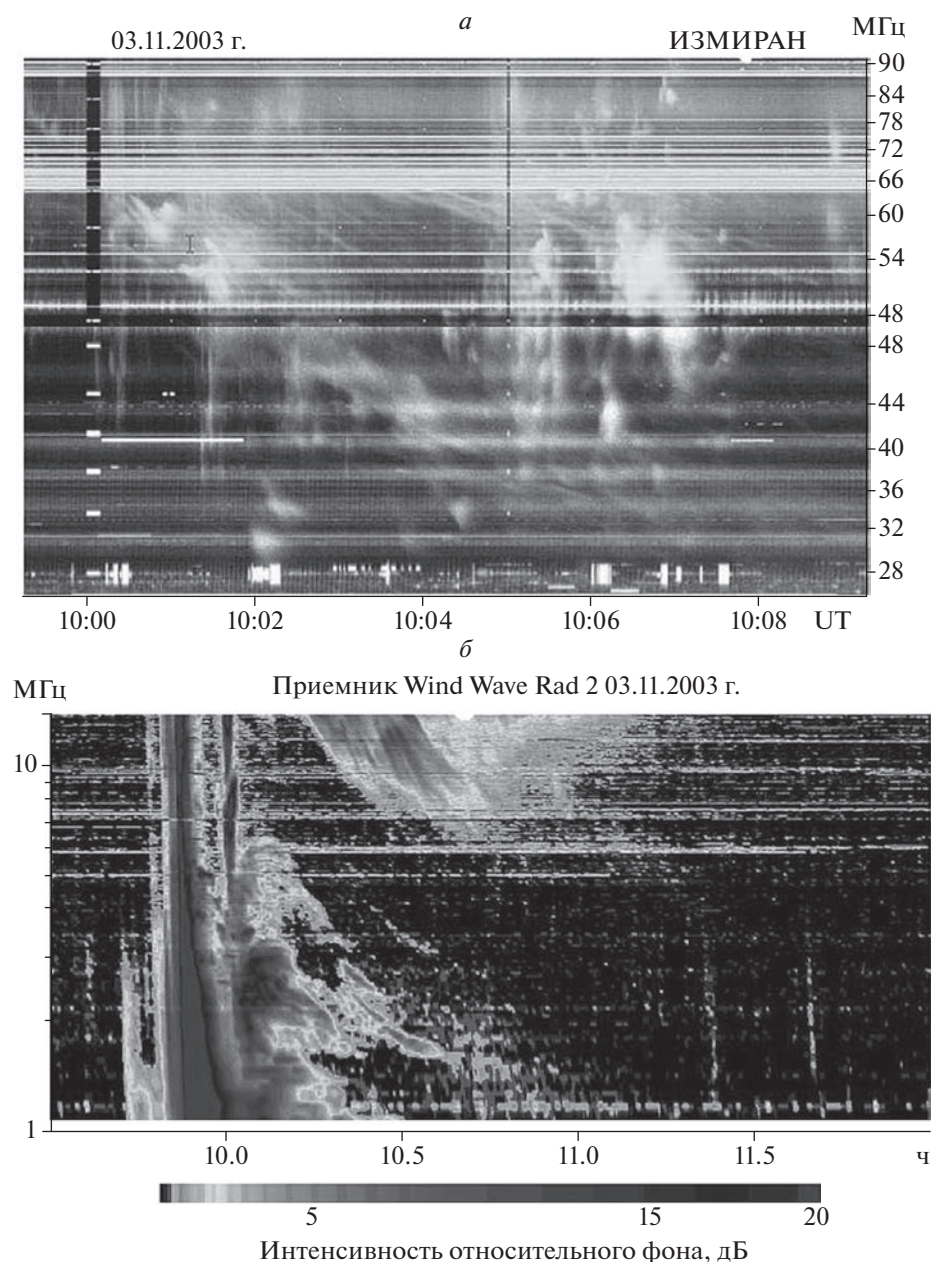


Рис. 6. Продолжение волокнистой структуры в континуальном излучении из метрового диапазона в декаметровый и фрагменты U -всплеска и волокон во всплеске II типа в низкочастотной части спектра: (а) спектр спектрографа ИЗМИРАН в диапазоне 90–25 МГц, (б) Спектр RAD2, WIND/WAVE 14–1 МГц (рис. 6 в работе [Chernov et al., 2007a]).

показали, что половина всех всплесков IV типа связаны с движущимися источниками. Обнаружена более тесная связь с КВМ, позволяющая анализировать механизм ускорения частиц в хвосте КВМ. В этой работе авторы допускают возможность магнитотормозной природы источника радиоизлучения на начальном временном этапе с преобладанием плазменного механизма на последующем этапе, когда источник поднимается на большие расстояния.

3. МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ И ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

На основании совокупности экспериментальных данных можно отметить следующие характеристики источников континуальных всплесков IV типа.

1. Стационарные источники — широкий диапазон частот (от микроволнового до метрового диапазона длин волн), большое разнообразие

тонкой структуры (зебра-структура, пульсации, волокна, спайки, точки в излучении и поглощении, “головастики” и др., а также их сочетания).

2. Движущиеся источники — диапазон частот от дециметрового до декаметрового диапазона, тонкая структура — пульсации, волокна.

В большинстве работ теоретическая интерпретация тонкой структуры радиовсплесков IV типа, связанных со стационарными источниками, основана на анализе физических процессов в отдельной арке — магнитной петле, в которой естественным образом формируются распределения быстрых частиц с конусом потерь. Так, в рамках такой модели источника была развита наиболее распространенная теория генерации зебра-структуры — излучение на различных уровнях двойного плазменного резонанса (ДПР), где верхняя гибридная частота (ω_{UH}) становится равной целому числу электронных циклотронных гармоник $s\omega_{Be}$:

$\omega_{UH} = (\omega_{Pe}^2 + \omega_{Be}^2)^{1/2} = s\omega_{Be}$ [Железняков и др., 2016]. В качестве альтернативного механизма обсуждается механизм нелинейного взаимодействия ленгмюровских плазмонов с вистлерами $l + w\Delta t$ в источнике типа магнитной ловушки. В рамках таких же представлений можно объяснить генерацию волокон в излучении и поглощении [Chernov, 2011].

При инжекции в ловушку ускоренных электронов с неравновесным распределением по моментам возможно развитие циклотронной неустойчивости мод Бернштейна с их нелинейной конверсией (слиянием) в электромагнитные волны. Такая модель позволяет объяснить генерацию “головастиков” и их различные разновидности [Zheleznyakov and Zlotnik, 1975].

Ряд моделей предложен для объяснения пульсаций радиоизлучения, обусловленных вариациями параметров среды (плотности, магнитного поля), связанными с быстрыми магнитозвуковыми волнами, возбуждаемыми в магнитных трубках. При интерпретации пульсаций при плазменном механизме генерации континуума периодическая модуляция радиоизлучения может быть также следствием пульсирующих режимов пучковой и конусной неустойчивостей [Зайцев и Степанов, 1975].

Другой подход к объяснению пульсаций основан на анализе вспышек со сложной пространственно-временной структурой. В таких вспышках процесс длительного энерговыделения происходит последовательно в разных местах в активной области [Ishkov et al., 1985]. Так, в известной вспышке Бастилия была установлена тесная корреляция появления последовательности отдельных кратковременных широкополосных всплесков радиоизлучения (которые могут классифицироваться как пульсации) и образования отдельных

магнитных петель. Поскольку в сложных вспышках такие структуры наблюдаются на постэруптивной фазе, общая картина может включать распространение крупномасштабного возмущения в солнечной атмосфере, инициирующее последовательные процессы пересоединения магнитных силовых линий (например, в шлемовидных конфигурациях магнитного поля), и одновременное ускорение частиц, образование магнитных петель (в совокупности формирующих магнитную аркаду) и генерацию отдельных всплесков радиоизлучения при инжекции ускоренных частиц в отдельные петли (примером такой ситуации может служить вспышка Бастилия [Reiner et al., 2001; Chertok et al., 2001]).

Более сложная ситуация пока существует с интерпретацией тонкой структуры в движущихся источниках всплесков IV типа. Во-первых, экспериментальные данные не позволяют сделать окончательное заключение о природе механизма генерации самого континуального радиоизлучения, в разных случаях существуют аргументы как в пользу плазменного механизма генерации, так и в пользу магнитотормозного (синхротронного) механизма, или в их комбинации. Во-вторых, в отличие от стационарных источников, не ясна геометрическая структура источника — магнитное облако или вытягивающаяся область (возможно, магнитная трубка) вслед за крупномасштабным возмущением. В обоих случаях очевидна связь источников радиоизлучения с КВМ и ударными волнами (всплесками II типа).

Краткий обзор тонкой структуры в известных явлениях показывает, что в движущихся радио-всплесках лишь иногда появляются широкополосные пульсации с периодами в несколько секунд или десятков секунд. В нескольких явлениях со специфическими особенностями источников (обгоняющие фронты) наблюдались серии волокон с частотным дрейфом, характерным для всплесков II типа. При этом эти волокна иногда обнаруживают сверхтонкую структуру в виде жгутов волокон. Последние связывались с источником между ударными фронтами, в котором возможно возбуждение периодических пакетов вистлеров.

Магнитное облако, показанное на рис. 2 в виде источника континуального излучения движущегося всплеска IV типа, является ловушкой для вспышечных электронов и протонов. Магнитная петля с повышенной плотностью является резонатором для быстрых магнитозвуковых волн, возбуждаемых ускоренными протонами [Rosenberg, 1970]. Период колебаний быстрой МГД-моды в петле с радиусом R много меньше длины L , примерно равен величине $T \approx R(C_A + C_s)^{-1/2}$, где C_A — альвеновская скорость, C_s — скорость звука. Для реальных значений в короне величины $(C_A + C_s)^{1/2} \approx 10^8$ см с⁻¹ и $R \approx 10^8 - 10^9$ см период колебаний мо-

жет меняться от 1 до 10 с. Быстрая МГД-мода колебаний меняет пробочное отношение в петле с таким периодом. В рамках плазменного механизма континуальное излучение возбуждается энергичными электронами с конусной неустойчивостью, поэтому МГД-колебания могут привести как к периодической модуляции высыпавшихся из ловушки энергичных электронов, так и к изменению параметров плазмы в источнике, и в итоге — к пульсации радиоизлучения с таким же периодом [Zaitsev et al., 1984]. В источниках, представляющих собой магнитную ловушку для энергичных электронов, могут также возбуждаться одновременно вистлеры и ленгмюровские волны, слияние которых будет приводить к генерации волон в составе всплесков IV типа.

Но надо еще понять, почему другие виды тонкой структуры (волокна, спайки, зебра-структура) обычно не наблюдаются и появляются лишь в специфических условиях, когда источник располагается, например, между двумя ударными фронтами [Chernov et al., 2007a].

Такая причина может быть связана с критическим углом конуса потерь для возбуждения вистлеров. Согласно оценкам [Mann et al., 1989] для условий солнечной короны этот угол составляет $\sim 3.58^\circ$ и увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. Попытки связать увеличение поля с прохождением быстрой МГД-моды дают слишком малый рост $\sim 10^{-2}$, что недостаточно для заметного роста питч-угла [Mann et al., 1989]. Однако, если возмущающим агентом является ударный фронт, в котором поле повышается в несколько раз, конусная неустойчивость резко усиливается.

4. ВЫВОДЫ

Большое разнообразие тонкой структуры динамических спектров (временных и спектральных параметров) солнечных континуальных радиовсплесков IV типа свидетельствует с одной стороны о большом разнообразии физических параметров источников радиоизлучения (магнитные петли, аркады петель, магнитные облака, области за КВМ и ударными волнами), с другой — о возможной связи с различными механизмами генерации радиоизлучения (магнитотормозной, плазменный). Тесная связь радиовсплесков IV типа с распространением КВМ в солнечной атмосфере свидетельствует также о тесной связи характеристик радиоизлучения с физическими процессами, сопровождающими крупномасштабные возмущения, в частности с перестройкой магнитной структуры активных областей, процессами магнитного пересоединения, ускорения частиц и генерации турбулентности различного типа. Для выяснения связи всех этих процессов с тонкой структурой радиовсплесков необходимы даль-

нейшие наблюдения и исследования радиовсплесков с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением. В частности, важным является исследование параметров источников отдельных импульсов и их вариаций в составе длительных квазипериодических структур континуальных радиовсплесков IV типа. Отсутствие прочей тонкой структуры в континууме движущихся всплесков IV типа может быть связано с критическим углом конуса потерь для возбуждения вистлеров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны командам КА RHESSI, GOES, LASCO за открытый доступ к их данным.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Проекта Министерства науки и высшего образования РФ КП19-270.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Железняков В.В., Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е. Эффект двойного плазменного резонанса и его роль в радиоастрономии // УФН. Т. 186. С. 1090–1116. 2016.
<https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.05.037813>
- Зайцев В.В., Степанов А.В. О природе пульсаций солнечного радиоизлучения IV типа // Исслед. по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. Вып. 37. С. 11–18. 1975.
- Aschwanden M.J., Alexander D. Flare plasma cooling from 3 MK down to 1 MK modeled from *Yohkoh*, GOES, and TRACE observations during the Bastille Day Event (14 July 2000) // Sol. Phys. V. 204. P. 91–120. 2001.
- Boischoat A. Caracteres d'un type d'emission hertzienne associe a certaines Eruptions chromospheriques // Comptes Rendus, Acad. Sci. Paris. V. 244. P. 1326–1329. 1957.
- Caroubalos C., Alissandrakis C.E., Hillaris A. et al. ARTEMIS IV radio observations of the 14 July 2000 large solar event // Sol. Phys. V. 204. P. 167–179. 2001.
- Chernov G.P. Fine structure of solar radio bursts. Heidelberg: Springer, 282 p. 2011.
- Chernov G.P., Kaiser M.L., Bougeret J.-L., Fomichev V.V., Gorgutsa R.V. Fine structure of solar radio bursts observed at decametric and hectometric waves // Sol. Phys. V. 242. P. 145–169. 2007a.
<https://doi.org/10.1007/s11207-007-0258-y>
- Chernov G.P., Stanislavsky A.A., Konovalenko A.A. et al. Fine structure of decametric type II radio bursts // Astronomy Letters. V. 33. P. 192–202. 2007b.
<https://doi.org/10.1134/S1063773707030061>
- Chernov G.P. Unusual stripes in emission and absorption in solar radio bursts: Ropes of fibers in the meter wave band // Astron. Lett. V. 34. P. 486–499. 2008.
<https://doi.org/10.1134/S1063773708070074>
- Chertok I.M., Fomichev V.V., Gnezdilov A.A. et al. Multi-scale temporal features of the 14 July 2000 meterwavelength

- dynamic radio spectrum compared with TRACE data // *Sol. Phys.* V. 204. C. 141–254. 2001.
- *Elgarøy Ø.* Observations of the fine structure of Enhanced solar radio radiation with a narrow-band spectrum analyser // *Nature*. V. 184. P. 887–888. 1959.
<https://doi.org/10.1038/184887a0>
- *Iskov V.N., Chertok I.M., Chernov G.P., Fomichev V.V. et al.* Analysis of the flare of May 16, 1981 with a complex space-time structure using optical, X-ray and radio observations // *Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia*. V. 36. P. 81–97. 1985.
- *Gary D.E., Dulk G.A., House L.L. et al.* The Type IV burst of 1980 June 29, 0233 UT: Harmonic plasma emission? // *Astron. Astrophys.* V. 52. P. 42–50. 1985.
- *Gopalswami N.* History and development of coronal mass ejections as a key player in solar terrestrial relationship // *Geosci. Lett.* V. 3. № 8. P. 1–18. 2016.
<https://doi.org/10.1186/s40562-016-0039-2>
- *Mann G., Baumgartel K., Chernov G.P., Karlicky M.* Interpretation of a special fine structure in type IV solar radio bursts // *Sol. Phys.* V. 120. P. 383–391. 1989.
- *Masuda S., Kosugi T., Hudson H.S.* // *Sol. Phys.* V. 204. P. 55–67. 2001.
<https://doi.org/10.1023/A:1014230629731>
- *Morosan D.E., Kilpua E.K.J., Carley E.P., Monstein C.* Variable emission mechanism of a Type IV radio burst // *Astron. Astrophys.* V. 623. № A63. P. 1–12. 2019.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834510>
- *Morosam P.E., Kumari A., Kilpua E.K.J., Hamini A.* Moving solar radio bursts and their association with coronal mass ejections // *Astron. Astrophys.* V. 647. № L12. P. 1–5. 2021.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140392>
- *Pick M., Forbes T.G., Mann G. et al.* Multi-wavelength observations of CMEs and associated phenomena / Report of Working Group F. // *Space Sci. Rev.* V. 123. P. 341–382. 2006.
<https://doi.org/10.1007/s11214-006-9021-1>
- *Pick M., Vilmer N.* Sixty-five years of solar radioastronomy: flares, coronal mass ejections and Sun–Earth connection // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 16. P. 1–153. 2008.
<https://doi.org/10.1007/s00159-008-0013-x>
- *Ramesh R., Kishore P., Mulay Sargam M. et al.* Low-frequency observations of drifting, non-thermal continuum radio emission associated with the solar coronal mass ejections // *The Astrophys. J.* V. 778:30. P. 1–8. 2013.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/1/30>
- *Reiner M.J., Kaiser M.L., Karlicky M. et al.* Bastille day event: a radio perspective // *Sol. Phys.* V. 204. P. 123–139. 2001.
- *Riddle A.C.* 80 MHz observations of a moving type IV solar burst, March 1, 1969 // *Sol. Phys.* V. 13. P. 448–457. 1970.
- *Robinson R.D.* The relation between flare-related metric continuum bursts and coronal mass ejections // *Sol. Phys.* V. 104. P. 33–39. 1986.
- *Rosenberg H.* Evidence for mhd pulsations in the solar corona // *Astron. Astrophys.* V. 9. P. 159–162. 1970.
- *Trottet G., Kerdraon A., Benz A.O., Treumann R.A.* Quasi-periodic short-term modulations during a moving type IV burst // *Astron. Astrophys.* V. 93. P. 129–135. 1981.
- *Vršnak B., Warmuth A., Temmer M. et al.* Multi-wavelength study of coronal waves associated with the CME-flare event of 3 November 2003 // *Astron. Astrophys.* V. 448. P. 739–752. 2006.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053740>
- *Wang S.J., Yan Y.H., Zhao R.Z., Fu Q.J. et al.* Broadband radio bursts and the structures during the great solar event on 14 July 2000 // *Sol. Phys.* V. 204. P. 155–166. 2001.
- *Wild J.P.* The radioherliograph and the radio astronomy programme of the Culgoora Observatory // *Proc. Astron. Soc. Australia*. V. 1. P. 28–30. 1967.
- *Zaitsev V.V., Stepanov A.B., Chernov G.P.* Pulsations of the type IV radio bursts as an indicator of protonability of solar flare // *Sol. Phys.* V. 93. P. 363–377. 1984.
- *Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya.* Cyclotron wave instability in the corona and origin of solar radio emission with fine structure. III. Origin of zebra pattern // *Sol. Phys.* V. 44. P. 461–470. 1975.

УДК 537.591.5

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ВАЖНОСТИ ВХОДНЫХ ПРИЗНАКОВ В ЗАДАЧЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ИНДЕКСА DST

© 2023 г. Р. Д. Владимиров¹, *, В. Р. Широкий¹, **, И. Н. Мягкова¹, ***,
О. Г. Баринов¹, ****, С. А. Доленко¹, *****

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

*e-mail: vladimirov.rd16@physics.msu.ru

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

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

****e-mail: obar@sinp.msu.ru

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

Поступила в редакцию 02.03.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Одним из перспективных подходов к прогнозированию значений геомагнитных индексов является использование методов машинного обучения. Однако для эффективного использования таких методов необходим отбор существенных входных признаков задачи с целью уменьшения ее входной размерности. В данной работе рассматривается алгоритм получения наиболее эффективной модели прогнозирования, основанный на понижении входной размерности данных путем постепенного отбрасывания входных признаков на основе следующих методов машинного обучения: линейная регрессия, градиентный бустинг, искусственная нейронная сеть типа многослойный персептрон. Проводится сравнение эффективности перечисленных методов; рассматриваются направления дальнейшего развития работ.

DOI: 10.31857/S0016794022100224, EDN: DLYMRJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее общепотребительных геомагнитных индексов, содержащих информацию о планетарных возмущениях во время геомагнитных бурь, является *Dst*-индекс, который представляет собой меру изменения поля из-за кольцевых токов, возникающих в магнитосфере во время магнитных бурь (*Disturbance Storm Time*).

Данный индекс был введен М. Сугиурой в 1964 г. [Sugiura, 1964]. (Данные доступны с начала 1957 г.) Согласно его работе, *Dst*-индекс вычисляется как средняя в часовом интервале величина возмущения горизонтальной составляющей напряженности магнитного поля Земли, отсчитываемого от спокойного уровня, определенная по данным четырех низкоширотных обсерваторий, равномерно распределенных по географической долготе: Какиока, Гонолулу, Сан-Хуан, Херманус.

Если *Dst*-индекс вычисляется непрерывно как функция времени (UT), то его вариация отображает возникновение магнитных бурь и их интен-

сивность. Таким образом, *Dst*-индекс представляет собой количественное измерение геомагнитного возмущения, и его можно сопоставлять с солнечными и геофизическими параметрами, а прогнозирование амплитуды *Dst*-индекса позволяет оценивать не только время начала, но и мощность геомагнитного возмущения.

Как известно, основным физическим явлением, влияющим на магнитосферу Земли, являются потоки ионизированных частиц от Солнца – солнечный ветер (СВ) [Akasofu et al., 1972]. Источниками возмущений магнитосферы Земли являются корональные выбросы массы (КВМ), достигающие орбиты Земли, и высокоскоростные потоки СВ [Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю., 2009]. Необходимым и достаточным условием возникновения магнитных бурь на Земле является относительно большая по амплитуде и продолжительности существования южная ($B_z < 0$) компонента межпланетного магнитного поля (ММП). Это делает магнитосферу “открытой” для поступления в нее энергии солнечного ветра.

Геомагнитные бури (или геомагнитные возмущения, поскольку бурями принято называть возмущения, имеющие амплитуду выше определенной) представляют собой один из наиболее существенных факторов космической погоды, который с развитием мировой космической отрасли становится все более важным [Pulkkinen, 2007; Schrijver et al., 2015].

В прикладном аспекте прогнозирование геомагнитных возмущений представляет интерес, так как магнитные бури могут стать причиной нарушений в работе телеграфных линий и радиосвязи, трубопроводов, линий электропередач и энергосетей [Лазутин, 2012]. Помимо того, магнитные бури опосредованно оказывают существенное влияние на состояние околоземного космического пространства (ОКП) за счет того, что после примерно половины магнитных бурь на порядок и более возрастает поток релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ) [Kataoka R., Miyoshi Y., 2008; Мягкова и др., 2013]. Экстремальные потоки электронов внешнего РПЗ могут привести к сбоям в электронных микросхемах аппаратуры, находящейся на борту космических аппаратов (например, [Белов и др., 2004]). Поэтому прогнозирование геомагнитных возмущений представляется весьма актуальной задачей.

С точки зрения фундаментальной науки исследование механизмов переноса энергии из солнечного ветра в магнитосферу Земли, и, как следствие этого переноса, возникновения магнитосферных возмущений также представляет интерес, поскольку это один из наиболее актуальных вопросов физики солнечно-земных связей.

Dst-индекс, как и большинство геомагнитных индексов, имеет долговременную историю наблюдения, что делает возможными как статистические исследования связи геомагнитной активности с процессами в межпланетном пространстве, солнечном ветре и магнитосфере Земли [O'Brien, McPherron, 2000; Palloch et al., 2006; Podladchikova, Petrukovich, 2012; Patra et al., 2011], большинство из которых основано на формуле Бёртона [Burton et al., 1975], так и машинное обучение [Lindsay et al., 1999; Barkhatov et al., 2000; Bortnik et al., 2018; Wu, Lundstedt, 1997; Lazzús et al., 2017; Revallo et al., 2014]. Сравнение качества прогнозирования разными моделями выполнено в работе [Amata et al., 2008].

Авторами настоящей работы — сотрудниками лаборатории адаптивных методов обработки данных НИИЯФ МГУ еще в 2005 г. было показано, что лучшее качество прогноза *Dst*-индекса достигается при построении нейросетевой модели, использующей в качестве входных данных как историю *Dst* индекса, так и параметры СВ (скорость) и

ММП (компонента *Bz*) [Dolenko et al., 2005]. В более поздних работах [Широкий, 2015; Myagkova et al., 2017] каждый пример содержал среднечасовые значения нескольких основных параметров СВ и ММП и часовые значения самого прогнозируемого параметра — индекса *Dst* — с топологическим вложением (учетом предыдущих значений) временного ряда на 24 ч, что позволило улучшить качество прогноза. Использование подобного подхода стало возможным только в последние годы, когда накопились достаточно длинные однородные временные ряды спутниковых измерений параметров СВ и ММП, полученные в ходе эксперимента на КА ACE, передающем данные с октября 1997 г. В работе [Ефиторов и др., 2018] было получено, что при прогнозировании амплитуды *Dst*-индекса при помощи ИНС двух разных типов — классических перцептронов и рекуррентных сетей типа LSTM, а также комитетов прогнозирующих моделей, наилучшие результаты достигаются при использовании гетерогенных комитетов на основе ИНС обоих типов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью данной работы является совершенствование алгоритмов прогнозирования значения геомагнитного индекса *Dst* с горизонтом от 1 до 6 ч.

В работе [Мягкова и др., 2021] авторами настоящей работы было произведено сравнение показателей качества прогнозирования индекса *Dst* с горизонтом от 1 до 6 ч с помощью трех методов машинного обучения — случайного леса [Breiman, 2001], градиентного бустинга [Friedman, 2002] и искусственных нейронных сетей типа многослойный перцептрон [Наукин, 1998]. Было показано, что наилучшие результаты среди трех перечисленных методов обеспечивает градиентный бустинг.

Однако в указанной работе размерность входных данных была достаточно велика и составляла около 130. Это было связано с тем, что для всех входных физических величин (описанных в следующем разделе) для каждого примера в качестве входных признаков использовались все их предыдущие значения с задержкой от 1 до 24 ч. Между тем, в пространствах высокой размерности имеет место эффект концентрации меры, одним из следствий которого является тот факт, что малая окрестность медианного уровня любой функции, непрерывной на многомерной сфере, содержит почти всю сферу. Поэтому с точки зрения наблюдения, измеряющего значения такой функции, она представляется практически постоянной [Зорич, 2014]. Иными словами, любой нелинейный многомерный предиктор должен давать прогноз, близкий к тривиальному (инерционному), смысл которого в контексте прогнозирования времен-

ных рядов — равенство прогнозируемого значения последнему известному значению прогнозируемого временного ряда. Ясно, что практическая ценность такого тривиального прогноза равна нулю, поэтому любой прогноз в пространствах высокой размерности следует сравнивать по его статистическим показателям с тривиальным. При этом есть основания ожидать, что с уменьшением размерности пространства входных признаков и связанным с этим ослаблением эффекта концентрации меры качество прогноза, выполненного методом машинного обучения, и его преимущество над тривиальным может дополнительно увеличиться.

Поэтому в контексте решения задачи прогнозирования понижение размерности входных данных представляется весьма существенным. При этом такое понижение размерности может быть достигнуто либо с помощью алгоритмов преобразования признаков, либо с помощью алгоритмов отбора наиболее существенных признаков. В последнем случае, помимо собственно понижения размерности, представляет интерес анализ множества признаков, отобранных в качестве наиболее существенных, что может дать информацию как об относительной существенности значений тех или иных физических величин, так и о необходимой глубине учета предыстории.

В настоящей работе была поставлена задача — провести сравнительный анализ результатов применения алгоритма получения наиболее эффективной модели прогнозирования путем постепенного отбрасывания входных признаков на основе следующих методов машинного обучения: линейная регрессия, градиентный бустинг, искусственная нейронная сеть типа многослойный перцептрон. Алгоритм описан ниже в разделе 4.

3. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Поскольку процессы, происходящие в земной магнитосфере, солнечном ветре и гелиосфере, взаимосвязаны, прогнозирование основных факторов космической погоды в системе “Солнце—гелиосфера—солнечный ветер—магнитосфера” основывается на данных экспериментов на космических аппаратах и наземных геофизических станциях, получаемых в режиме реального времени. При краткосрочном прогнозировании нам необходима оперативная информация о значениях параметров СВ и ММП и самого геомагнитного индекса. Входными данными, используемыми нами для прогнозирования *Dst*-индекса, являются параметры плазмы СВ и параметры ММП, измеренные в точке Лагранжа *L1* между Солнцем и Землей, полученные в эксперименте на борту КА ACE (Advanced Composition Explorer) ([https://](https://izw1.caltech.edu/cgi-bin/dib/rundibviewbr/ACE/ASC/DATA/browse-data?ACE_BROWSE.HDF!hdfref;tag=1962,ref=3,s=0)

izw1.caltech.edu/cgi-bin/dib/rundibviewbr/ACE/ASC/DATA/browse-data?ACE_BROWSE.HDF!hdfref;tag=1962,ref=3,s=0).

Помимо данных о параметрах ММП и СВ, использовались значения индекса *Dst*, полученные с сайта Всемирного центра данных по геомагнетизму в Киото (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstae/index.html>).

При построении прогнозирующих моделей нами использовались следующие данные — временные ряды (ВР) среднечасовых (часовых) значений следующих физических величин:

а) Параметры СВ в точке Лагранжа *L1* между Землей и Солнцем:

- Скорость СВ *V* (км/с)
- Плотность протонов в СВ *Np* (см⁻³)

б) Параметры вектора ММП в той же точке Лагранжа *L1* в системе *GSM* (нТл):

- *B_y*, *B_z* (*y*- и *z*-компоненты ММП)
- *B_{magn}* (модуль ММП)

в) Геомагнитный индекс *Dst* (нТл).

Помимо этого, для учета суточных и годовых вариаций *Dst*-индекса во временной ряд включались значения, характеризующие привязку этого примера к определенным фазам суточного и годового циклов. Для этого использовались значения косинуса и синуса времени с суточным и годовым периодами. Гармоническая функция времени позволяет учесть непрерывность и периодичность используемых временных зависимостей, а одновременное применение двух гармонических зависимостей с одним периодом, сдвинутых по фазе (синус, косинус), делает привязку к определенной фазе цикла однозначной [Ефиторов и др., 2018].

Для учета предыстории использовалось погружение (топологическое вложение) всех ВР на глубину в 23 ч, т.е. на вход алгоритма, помимо текущих значений всех входных величин, подавались их предыдущие значения за 1, 2, 3, ... 23 ч до текущего. Такая глубина погружения была выбрана, поскольку видится достаточной для работы с данными, имеющими часовое временное разрешение.

Таким образом, полная входная размерность данных составляла $6 \times 24 + 4 = 148$.

Отметим также, что нами использовались не преобразованные и очищенные данные 2-го уровня (*Level 2 Data*), предназначенные для научных исследований, а оперативные данные (*Browse Data*), поскольку разрабатываемая система прогнозирования *Dst*-индекса предназначена для использования в режиме онлайн, в котором качество получаемых данных соответствует оперативным данным. Поэтому машинное обучение следует проводить для работы с данными такого качества.

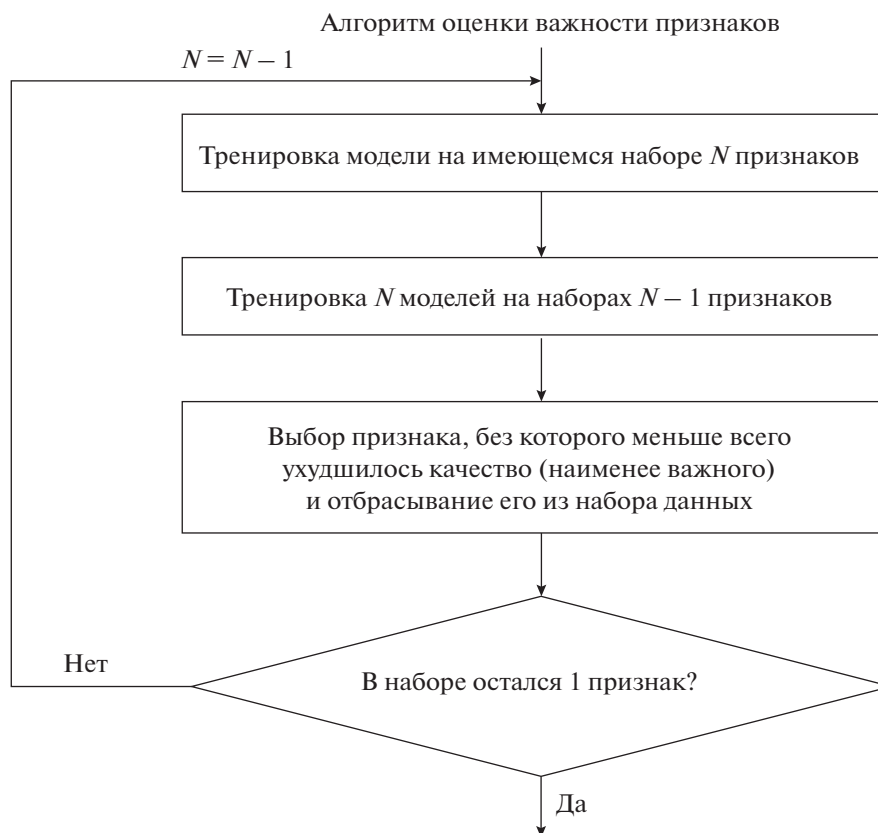


Рис. 1. Общая схема алгоритма оценки важности признаков.

Также данные *Level 2* имеют значительно большее число пропусков, что затрудняет применение методов машинного обучения, в особенности с учетом погружения ВР. Пропуски в данных размером 12 ч и менее заполнялись линейной интерполяцией по двум крайним точкам; оставшиеся примеры с пропусками удалялись из набора.

В настоящей работе использовался массив данных с ноября 1997 г. (со времени начала поступления данных с КА *ACE*) по декабрь 2021 г. включительно (всего около 212000 примеров). Имеющийся массив был разбит на обучающую выборку и тестовый набор данных. Обучающая выборка использовалась для обучения алгоритмов (подстройки настраиваемых параметров моделей), тестовый набор — для независимой оценки результатов обучения. Для ИНС обучающая выборка дополнительно разбивалась на тренировочный и валидационный наборы данных. Тренировочный набор использовался для подстройки весов при обучении ИНС, валидационный набор — для периодической проверки в процессе обучения с целью предотвращения переучивания. Для тренировочного и валидационного набора использовались данные с ноября 1997 г. по декабрь 2016 г. включительно, тренировочный и

валидационный наборы делились случайным образом в соотношении 80% к 20%. Тестовый набор составляли данные с 2017 по 2021 г.

4. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА ОТБОРА СУЩЕСТВЕННЫХ ВХОДНЫХ ПРИЗНАКОВ

Схема алгоритма оценки важности признаков приведена на рис. 1.

Для работы алгоритма оценки важности необходим базовый метод построения модели прогнозирования, получающий на вход любое количество признаков от 1 до N (плюс 4 гармонические функции), и обучающий набор данных.

Алгоритм обучается следующим образом.

Шаг 1. На полном наборе из N признаков обучаем базовую модель и оцениваем качество ее работы. В дальнейшем эта модель используется в качестве референсной, наряду с тривиальной моделью (прогнозируемое значение = последнему известному).

Шаг 2. Поочередно отбрасываем признаки по одному. Тренируем N моделей с $N - 1$ входным признаком каждая, оцениваем качество каждой из них.

Шаг 3. Наименее важным считаем признак, при удалении которого получается наилучшая модель. Окончательно удаляем его из множества входных признаков.

Шаг 4. Если в наборе осталось более 1 признака, присваиваем $N = N - 1$ и возвращаемся к Шагу 2.

По окончании работы алгоритма все признаки оказываются ранжированными в порядке отбрасывания, т.е. по возрастанию важности. Оптимальным считается набор входных признаков, которому соответствует наилучший показатель качества построенной на нем модели.

В данной работе рассматривались два варианта базового алгоритма построения модели: линейная регрессия (ЛР) и градиентный бустинг (ГБ).

ЛР имеет существенно меньшую вычислительную стоимость, однако линейность этого алгоритма может приводить к худшему качеству прогнозирования.

Алгоритм ГБ представляет собой ансамблирование моделей деревьев принятия решений, каждая из которых (в соответствии с подходом бустинга) исправляет ошибки предыдущей, а коэффициенты моделей подбираются алгоритмом градиентного спуска. Модель деревьев принятия решений [Breiman et al., 1983] представляет собой кусочно-линейный аппроксиматор и способна с заданной точностью описывать нелинейные аппроксимируемые функции, если это позволяют как размер и представительность обучающей выборки, так и параметры алгоритма, в особенности глубина построенного графа принятия решений, увеличение которой обеспечивает более плавную аппроксимацию. При ансамблировании строится множество таких графов, и каждый последующий позволяет аппроксимировать все более сложную и нелинейную функцию. По этой причине, несмотря на линейность отдельного узла дерева, алгоритм градиентного бустинга в целом представляет собой алгоритм нелинейной (кусочно-линейной) аппроксимации.

На данном этапе работ многослойный перцептрон (МСП) в качестве базового алгоритма не рассматривался ввиду высокой вычислительной стоимости построения модели (полная реализация алгоритма отбора требует на имеющихся вычислительных мощностях около двух месяцев непрерывного счета, что кратно превышает вычислительную стоимость для ГБ).

Таким образом, было получено два лучших набора входных признаков: отобранный с помощью ЛР (на нем была получена лучшая ЛР-модель) и отобранный с помощью ГБ (на нем была получена лучшая ГБ-модель).

Третий лучший набор входных признаков получался следующим образом. Рассматривались

последовательности наборов входных признаков, полученные с помощью ЛР в диапазоне от 3 до 31 входного признака и отдельно с помощью ГБ в том же диапазоне. На каждом из этих наборов обучалось по 5 МСП с различными инициализациями весов; ответы этих 5 сетей усреднялись. Наилучшим для МСП считался набор входных признаков, для которого такой одноранговый комитет из 5 МСП дал наилучший показатель качества. Этот же набор признаков считался наиболее физически содержательным при анализе отобранных признаков (см. ниже), поскольку МСП в силу своей нелинейности и свойства универсальной аппроксимации отбирает меньшее количество признаков, чем ЛР или ГБ.

Таким образом, для каждого горизонта прогнозирования от 1 до 6 ч сравнивались между собой результаты следующих моделей:

- Тривиальная модель;
- ЛР на лучшем для ЛР наборе признаков, отобранном с помощью алгоритма (рис. 1);
- ГБ на лучшем для ГБ наборе признаков, отобранном с помощью алгоритма (рис. 1);
- МСП на лучшем для МСП наборе признаков, отобранном с помощью описанной выше процедуры из наборов, полученных в процессе работы алгоритма (рис. 1) для ЛР и ГБ.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Изложим здесь основные полученные результаты. Как критерии качества полученных моделей мы везде используем среднеквадратичное отклонение (СКО) и коэффициент детерминации R^2 , рассчитанные на тестовом наборе данных (2017–2021 гг.).

Зависимости СКО от количества входных признаков модели носят схожий характер для всех горизонтов прогнозирования и для обоих базовых алгоритмов (ЛР и ГБ). На рис. 2 приведена такая зависимость для прогноза на 1 ч с помощью ЛР. На рис. 3 – с помощью ГБ. Видно, что в целом зависимость является выраженной весьма слабо, а СКО показывает выраженный монотонный рост лишь при общем количестве признаков менее 15–20. Однозначный вывод, который можно сделать из наблюдаемых зависимостей – количество входных признаков для обоих базовых алгоритмов (ЛР и ГБ) может быть кратно уменьшено без потери или даже с некоторым повышением качества прогнозирования.

С точки зрения анализа физических взаимосвязей наибольший интерес представляют минимальные (среди трех алгоритмов) по количеству признаков конфигурации, отобранные описанным выше способом с помощью МСП на основе

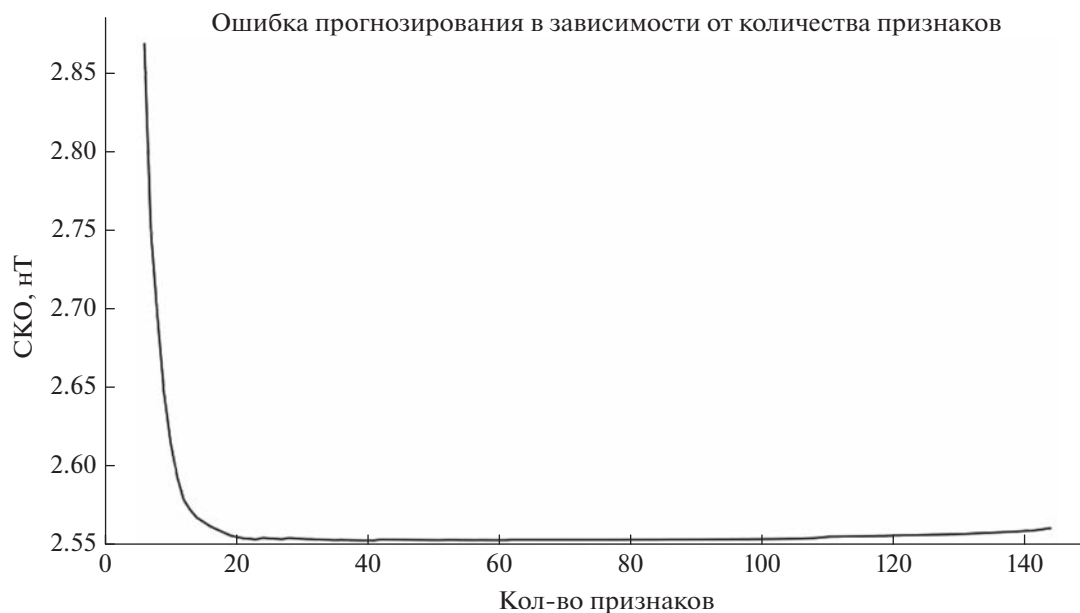


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного отклонения прогноза на 1 ч с помощью алгоритма линейной регрессии на тестовом наборе от числа входных признаков.

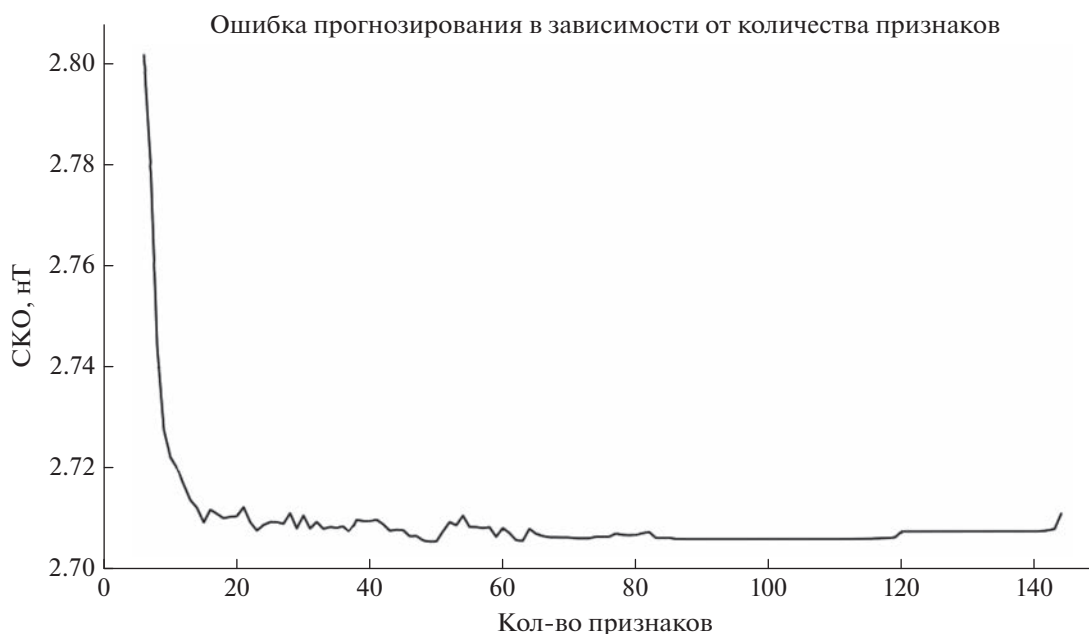


Рис. 3. Зависимость среднеквадратичного отклонения прогноза на 1 ч с помощью алгоритма градиентного бустинга на тестовом наборе от числа входных признаков.

применения алгоритма поэтапного отбрасывания признаков на базе ЛР и ГБ. На двух следующих рисунках отмечены входные признаки, отобранные в качестве существенных на базе ЛР (рис. 4) и на базе ГБ (рис. 5). В столбцах – входные физические величины и горизонт прогноза в часах (от 1 до 6); в строках – задержка используемого значе-

ния относительно момента прогнозирования (от 0 до 23).

Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что отбираемые комплекты признаков несколько различаются; для логического завершения работы необходимо провести отбор существенных признаков с поочередным удалением на базе самого МСП.

Признак	<i>Dst</i>						<i>B_y</i> GSM						<i>B_z</i> GSM						<i>B_{magn}</i>						<i>SW_{spd}</i>						<i>H_{den_SWP}</i>					
Горизонт	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
0	x	x	x	x	x	x	o	o	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	o	x	x	x	x	x	x	o	o	x	x	x	x	x	x	x	x	o
1	x	x	x	x	x	x	o	x	o	o	o	o	x	x	x	x	o	x	x	o	o	x	o	o	x	x	x	o	o	o	x	x	x	x	x	x
2	x	x	x	x	x	o	o	o	o	o	o	o	x	x	x	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
3	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
4	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
5	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
6	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
7	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
8	o	o	x	o	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
9	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
10	x	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	x	o	o	o	o	o	o	o
11	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
12	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o
13	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
14	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
15	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
16	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
17	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o
18	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
19	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	x	o	o	o	o	o	o	x
20	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o
21	o	x	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	o	o	o
22	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	x	x	x	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
23	o	x	x	x	x	o	o	o	o	o	o	o	x	x	x	o	o	o	o	o	x	x	x	o	o	o	x	x	x	o	o	x	x	x	x	o

Рис. 4. Существенные входные признаки, отобранные с помощью МСП на основе применения алгоритма поэтапного отбрасывания признаков на базе ЛР (отмечены цветом и символом “X”). В столбцах — входные физические величины и горизонт прогноза от 1 до 6 ч. В строках — задержка в часах относительно момента прогнозирования.

Однако можно заметить, что примененный адаптивный метод отбора, не имеющий под собой прямой физически обусловленной модели, определил как наименее существенную из рассмотренных физическую величину *B_y* GSM. В число наиболее существенных входят значения самого прогнозируемого индекса *Dst*, а также значения *B_z* GSM и плотности с малыми задержками относительно момента прогнозирования (от 0 до 3 ч).

На рис. 6–8 показаны примеры результатов прогнозирования различными алгоритмами (ЛР, ГБ, МСП на лучших наборах признаков, а также тривиальная модель) на 1–3 ч и истинный временной ход индекса *Dst* для умеренной магнитной бури 27–29 августа 2021 г. Видно, что все алгоритмы прогнозирования работают существенно лучше, чем тривиальная модель, а качество прогноза заметно деградирует с увеличением горизонта. Статистические показатели использованных моделей на тестовом наборе в целом приведены в табл. 1.

Из результатов в табл. 1 видно, что наилучшее качество прогнозирования из всех рассмотренных моделей обеспечивает градиентный бустинг. Это в целом соответствует результатам, полученным нами ранее без отбора существенных признаков в работе [Мягкова и др., 2021], в которой ГБ также показал более высокие результаты, чем МСП. Однако для полностью адекватного сравнения методов необходимо, чтобы отбор существенных признаков каждый раз осуществлялся на базе того же метода машинного обучения, с помощью которого осуществляется прогнозирование (в нынешней постановке для МСП это условие не выполнено). Это планируется сделать при дальнейшем развитии данного исследования.

Можно также обратить внимание на тот факт, что для ГБ и ЛР отбор существенных признаков в большинстве случаев не приводит к улучшению качества модели, позволяя, однако, получить модель с практически теми же статистическими показателями при кратно меньшем количестве

Признак	Dst						By GSM						Bz GSM						B_magn						SW_spd						H_den_SWP							
Горизонт	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6		
0	X	X	X	X	X	X	o	o	X	o	X	o	X	X	X	X	X	X	X	o	X	X	X	X	X	o	X	X	X	X	X	X	X	X	X	o	o	
1	o	o	X	X	X	X	o	o	o	X	o	X	X	X	X	X	X	X	X	o	o	X	X	o	o	X	X	X	o	o	o	X	X	X	X	X	X	
2	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	X	X	X	o	o	o	X	o	X	o	X	X	X	o	o		
3	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	X	X	X	o	X	o	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	X	o	X		
4	o	o	o	X	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
5	o	X	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
6	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
7	o	X	o	o	X	X	o	o	X	o	o	o	o	o	X	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
8	o	o	X	X	X	X	o	X	o	X	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
9	o	o	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
10	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o		
11	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	X	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
12	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
13	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
14	o	o	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
15	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
16	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
17	o	o	X	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
18	o	o	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
19	o	o	X	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o
20	o	o	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
21	o	X	X	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
22	X	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	
23	o	o	X	X	o	o	o	X	o	X	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o	X	X	X	X	o	o	o	o	X	o	o	o	o	o	o	o	

Рис. 5. Существенные входные признаки, отобранные с помощью МСП на основе применения алгоритма поэтапного отбрасывания признаков на базе ГБ (отмечены цветом и символом “X”). В столбцах — входные физические величины и горизонт прогноза от 1 до 6 ч. В строках — задержка в часах относительно момента прогнозирования.

входных признаков (аналогичный вывод уже был сделан выше на основе зависимости статистических показателей от количества признаков при отборе, см. рис. 2, рис. 3). Для МСП ситуация иная: даже при использовании в качестве базового алгоритма при отборе признаков метода, отличного от самого МСП (ГБ или ЛР) удастся получить модели, качество которых выше, чем качество МСП-моделей, построенных на полном наборе признаков (не говоря о вычислительной стоимости такой модели).

Объяснить наблюдаемый эффект можно следующим образом. Разные методы машинного обучения по-разному учитывают входные данные, что непосредственно влияет на отбор, и что хорошо заметно по результатам, приведенным в нижней части таблицы 1 для коэффициента детерминации. В частности, МСП всегда использует все входные признаки, из-за чего при наличии в наборе избыточных признаков является в наибольшей степени подверженным как переучиванию, так и эффекту концентрации меры. Пози-

тивный эффект от понижения входной размерности наблюдается для всех горизонтов прогноза: при использовании только входных признаков, отобранных с помощью ЛР, коэффициент детерминации моделей МСП растет по сравнению с МСП, натренированными на полном наборе признаков. Иная ситуация наблюдается для моделей на основе ЛР и ГБ. ЛР содержит многократно меньшее количество подстраиваемых параметров, чем МСП, и оказывается в состоянии “отключить” малосущественные признаки, устанавливая для них в процессе обучения малые величины регрессионных коэффициентов. Алгоритм ГБ отбирает наиболее существенные признаки явным образом в процессе построения каждого составляющего модель дерева решений. Результатом этого является тот факт, что внешний по отношению к алгоритму отбор по итогу мало влияет на результаты этих двух алгоритмов: разница между коэффициентом детерминации на полном и на “лучшем” наборе данных для обоих

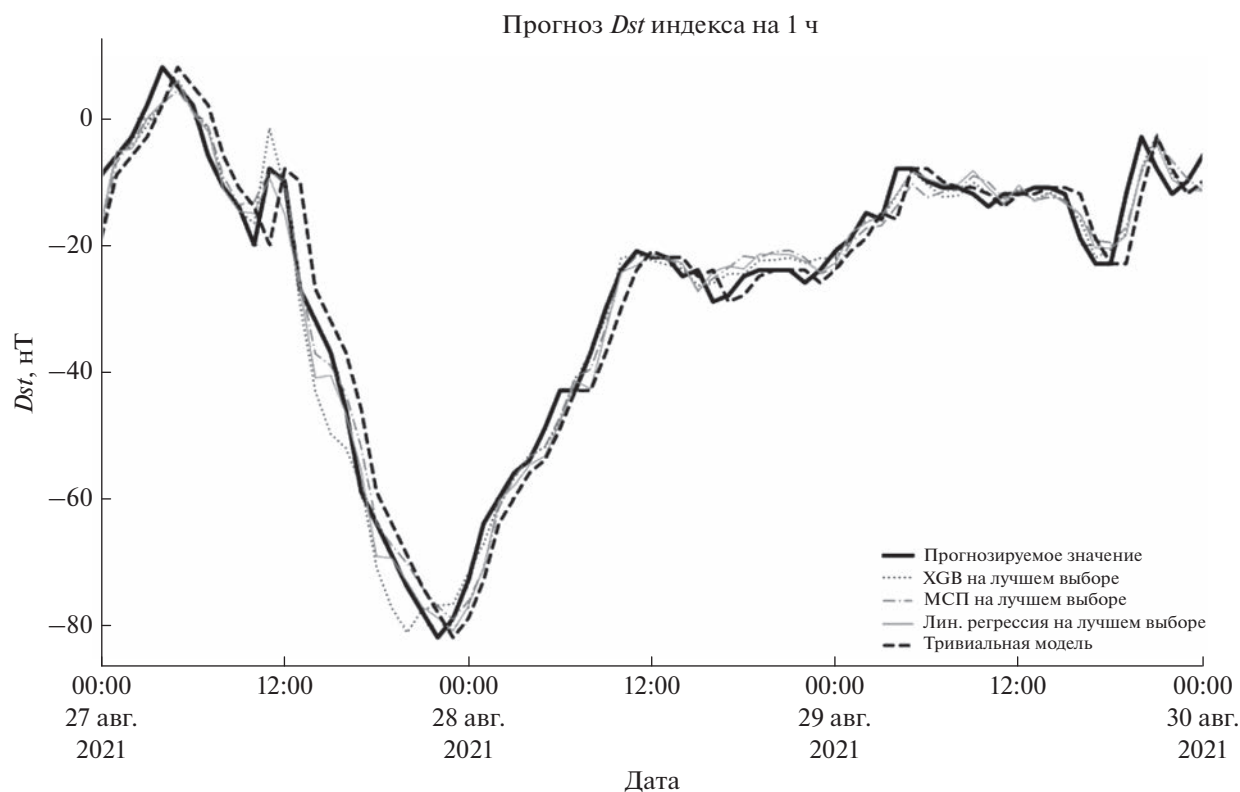


Рис. 6. Пример прогноза индекса Dst на 1 ч с помощью разных рассматриваемых моделей, и истинный временной ход индекса Dst .



Рис. 7. Пример прогноза индекса Dst на 2 ч с помощью разных рассматриваемых моделей, и истинный временной ход индекса Dst .

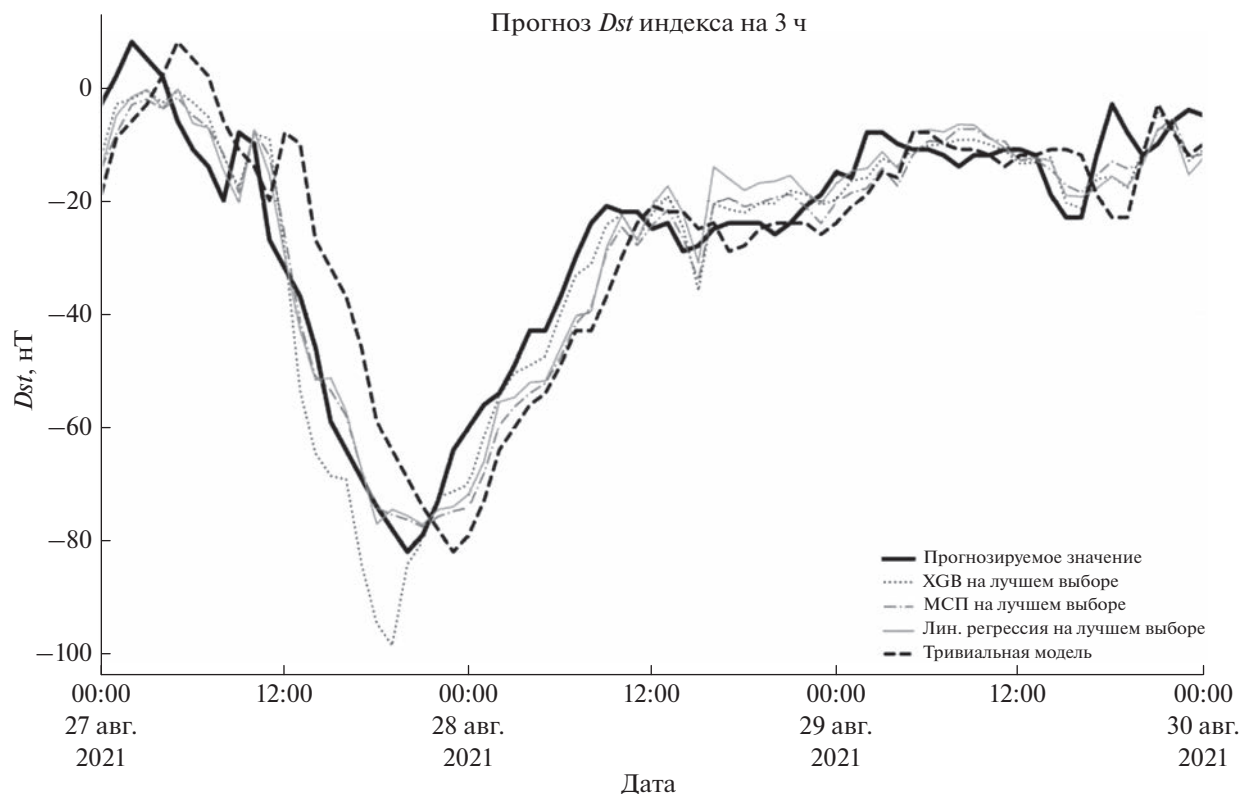


Рис. 8. Пример прогноза индекса *Dst* на 3 ч с помощью разных рассматриваемых моделей, и истинный временной ход индекса *Dst*.

Таблица 1. Сравнение статистических показателей разных моделей на тестовом наборе данных (2017–2021 гг.). Вверху – среднеквадратичное отклонение (СКО) в нТл; внизу – коэффициент детерминации (R^2)

СКО	Модель, набор признаков							
горизонт	ГБ полный	ГБ лучший	МСП полный	МСП лучш. ГБ	МСП лучш. ЛР	ЛР полный	ЛР лучший	тривиальная модель
1	2.460	2.469	2.912	2.781	2.717	2.615	2.621	3.384
2	3.810	3.845	4.254	4.158	4.135	4.136	4.152	5.468
3	4.963	4.970	5.315	5.326	5.307	5.323	5.329	6.856
4	5.909	5.915	6.196	6.215	6.208	6.261	6.266	7.828
5	6.579	6.565	6.818	6.872	6.868	6.928	6.935	8.568
6	7.049	7.054	7.243	7.333	7.320	7.382	7.403	9.181
R^2	Модель, набор признаков							
горизонт	ГБ полный	ГБ лучший	МСП полный	МСП лучш. ГБ	МСП лучш. ЛР	ЛР полный	ЛР лучший	тривиальная модель
1	0.962	0.961	0.946	0.951	0.956	0.957	0.956	0.927
2	0.908	0.906	0.885	0.890	0.897	0.891	0.890	0.810
3	0.843	0.843	0.820	0.819	0.830	0.820	0.819	0.701
4	0.778	0.777	0.756	0.754	0.768	0.750	0.750	0.610
5	0.724	0.726	0.704	0.699	0.716	0.694	0.694	0.533
6	0.684	0.683	0.666	0.658	0.677	0.653	0.651	0.463

Примечание. ГБ – градиентный бустинг, МСП – многослойный перцептрон, ЛР – линейная регрессия; полный – полный набор входных признаков без отбора; лучший – лучший отобранный набор входных признаков при использовании указанного алгоритма в качестве базового.

алгоритмов не превышает 0.002, что не является значимым.

Наблюдаемый для МСП позитивный эффект понижения входной размерности дает основания полагать, что при использовании МСП в качестве базовой модели при отборе могут быть найдены множества существенных признаков, обеспечивающих наивысшее качество прогнозирования. Несмотря на высокую вычислительную стоимость подобных вычислительных экспериментов, исследования в этом направлении будут продолжены для проверки этой гипотезы.

6. ВЫВОДЫ

В данной работе рассмотрен алгоритм получения наиболее эффективной модели машинного обучения для прогнозирования геомагнитного индекса *Dst* путем постепенного отбрасывания входных признаков на основе следующих методов машинного обучения: линейная регрессия, градиентный бустинг, искусственная нейронная сеть типа многослойный персептрон. На основании полученных результатов можно сделать следующие основные выводы.

1) Отбор существенных входных признаков при прогнозировании значений геомагнитного индекса *Dst* методами машинного обучения позволяеткратно уменьшить количество используемых входных признаков без потери качества прогнозирования.

2) Отбираемые с помощью используемых адаптивных методов наиболее существенные входные признаки по своему физическому смыслу согласуются с существующими представлениями о влиянии различных физических величин на возмущение магнитосферы Земли. В качестве наименее существенной из рассмотренных была определена физическая величина *y*-компоненты межпланетного магнитного поля в системе GSM (которая и была включена в список входных признаков с целью проверки того, сможет ли алгоритм это обнаружить). В число наиболее существенных ожидаемо вошли значения самого прогнозируемого индекса *Dst* в широком диапазоне задержек, а также значения *Bz*-компоненты межпланетного магнитного поля в системе GSM и плотности протонов в солнечном ветре с малыми задержками относительно момента прогнозирования (от 0 до 3 ч).

3) Наилучшее качество прогнозирования на тестовом наборе данных показал алгоритм градиентного бустинга на полном наборе входных признаков или с отбором существенных входных признаков на базе этого же алгоритма. С увеличением горизонта прогноза качество прогноза для всех алгоритмов машинного обучения ощутимо падает.

4) Для логического завершения данного исследования необходимо поставить масштабный вычислительный эксперимент по отбору существенных входных признаков использованным в данной работе алгоритмом поочередного удаления признаков на базе многослойного персептрона. Полученные в таком эксперименте результаты по прогнозированию индекса *Dst* с помощью МСП на отобранном наборе признаков необходимо сравнить с результатами, полученными в настоящей работе с помощью градиентного бустинга и с помощью МСП.

5) Полученные в статье результаты по отбору существенных входных признаков справедливы для конкретной задачи прогнозирования геомагнитного индекса *Dst*. Однако сам по себе использованный алгоритм отбора является универсальным и может быть использован при решении других задач прогнозирования на основе многомерных временных рядов. В частности, представляет интерес применение данного алгоритма в процессе прогнозирования других геомагнитных индексов (*Kp*, *AE*, *AL*, *Ap* и др.) и сравнение множеств существенных признаков, отбираемых при прогнозировании разных геомагнитных индексов в одних и тех же временных диапазонах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по госбюджетной тематике Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, темы 6.1 (01201255512) и 2.1 (115041410195).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Виллорези Дж., Дорман Л.И. и др. Влияние космической среды на функционирование искусственных спутников Земли // Геомагнетизм и аэронавтика. Т. 44. № 4. С. 502–510. 2004.
- Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. Солнечные и межпланетные источники геомагнитных бурь: Аспекты космической погоды // ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И БИОСФЕРА. Т. 8. № 1. С. 5–35. 2009.
- Ефиторов А.О., Мягкова И.Н., Широкий В.Р., Доленко С.А. Прогнозирование *Dst*-индекса, основанное на методах машинного обучения // Космич. исслед. Т. 56. № 6. С. 353–364. 2018.
- Зорич В.А. Многомерная геометрия, функции очень многих переменных и вероятность // Теория вероятностей и ее применения. Т. 59. Вып. 3. С. 436–451. 2014.
- Лазутин Л.Л. Мировые и полярные магнитные бури. М., МГУ. 214 с. 2012.
- Мягкова И.Н., Шугай Ю.С., Веселовский И.С., Яковчук О.С. Сравнительный анализ влияния рекуррентных высокоскоростных потоков солнечного ветра на радиационное состояние околоземного космического

- пространства в апреле-июле 2010 года // *Астрон. вестн.* Т. 47. № 2. С. 141–155. 2013.
- *Мягкова И.Н., Широкий В.Р., Владимиров Р.Д., Барinov О.Г., Доленко С.А.* Прогнозирование значений геомагнитного индекса Dst при помощи адаптивных методов // *Метеорология и гидрология.* № 3. С. 38–46. 2021.
- *Широкий В.Р.* Сравнение нейросетевых моделей прогнозирования геомагнитного Dst-индекса на различных наборах данных и сравнение методов оценки качества работы моделей // XVII Всероссийская научно-техническая конференция “Нейроинформатика-2015” с международным участием. Сборник научных трудов. Ч. 2. М., НИЯУ МИФИ. С. 51–60. 2015.
- *Akasofu S.-I., S. Chapman S.* Solar-Terrestrial Physics. Clarendon Press, Oxford. 889 p. 1972.
- *Amata E., Pallochia G., Consolini G. et al.* Comparison between three algorithms for Dst predictions over the 2003–2005 period // *J Atmos Sol-Terr Phys.* V. 70. P. 496–502. 2008.
- *Barkhatov N.A. et al.* Comparison of efficiency of artificial neural networks for forecasting the geomagnetic activity index Dst // *Radiophysics and Quantum Electronics.* V. 43. № 5. P. 347–355. 2000.
- *Bortnik J., Chu X., Ma Q., Li W., Zhang X., Thorne R.M., Baker D.N.* Artificial Neural Networks for Determining Magnetospheric Conditions // *Machine Learning Techniques for Space Weather.* P. 279–300. 2018.
- *Breiman L., Friedman J.H., Olshen R., Stone C.* // *Classification and Regression Trees.* Wadsworth, Belmont, CA. 1983.
- *Breiman L.* Random Forests // *Machine Learning.* V. 45. P. 5–32. 2001
- *Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T.* An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // *J. Geophys. Res.* V. 80. P. 4204–4214. 1975.
- *Dolenko S.A., Orlov Yu.V., Persiantsev I.G., Shugai Ju.S.* Neural network algorithm for events forecasting and its application to space physics data // *Lecture Notes in Computer Science.* V. 3697. P. 527–532. 2005.
- *Friedman J.H.* Stochastic Gradient Boosting // *Computational Statistics and Data Analysis.* V. 38. № 4. P. 367–378. 2002.
- *Haykin S.* Neural Networks: A Comprehensive Foundation, 2nd ed. (Prentice Hall, 1998).
- *Kataoka R., Miyoshi Y.* Average profiles of the solar wind and outer radiation belt during the extreme flux enhancement of relativistic electrons at geosynchronous orbit // *Ann. Geophys.* V. 26. P. 1335–1339. 2008.
- *Lazzús J.A., Vega P., Rojas P., Salfate I.* Forecasting the Dst index using a swarm-optimized neural network // *Space Weather.* V. 15. P. 1068–1089. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017SW001608>
- *Lindsay G.M., Russell C.T., Luhmann J.G.* Predictability of Dst index based upon solar wind conditions monitored inside 1 AU // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A5. P. 10335–10344. 1999.
- *Myagkova I., Shiroky V., Dolenko S.* Prediction of geomagnetic indexes with the help of artificial neural networks // *E3S Web of Conferences,* 20: art. 02011, 2017. <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20172002011>
- *O’Brien T.P., McPherron R.L.* Forecasting the ring current index Dst in real time // *J. Atmosph. and Sol.-Terrestr. Phys.* V. 62. P. 1295–1299. 2000.
- *Pallochia G. et al.* Geomagnetic Dst -index forecast based on IMF data only // *Ann. Geophys.* V. 24. P. 989–999. 2006.
- *Patra S., Spencer E., Horton W., Sojka J.* Study of Dst/ring current recovery times using the WINDMI model // *J. Geophys. Res.* V. 116. A02212. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA015824>
- *Podladchikova T.V., Petrukovich A.A.* Extended geomagnetic storm forecast ahead of available solar wind measurements // *Space Weather: The International J. Research and Applications.* V. 10. CiteID S07001. 2012.
- *Pulkkinen T.* Space Weather: Terrestrial Perspective // *Living Rev. Solar Phys.* 4. 1. URL (cited on 18 September 2007): <http://www.livingreviews.org/lrsp-2007-1>. 2007.
- *Revallo M., Valach V., Hejda P., Bochníček J.* Modeling of CME and CIR driven geomagnetic storms by means of artificial neural networks // *J. Atm. and Sol. Terr. Phys.* V. 110. № 9. 2014.
- *Schrijver, Carolus J. et al.* Understanding space weather to shield society: A global road map 772 for 2015–2025 commissioned by COSPAR and ILWS // *Adv. in Space Res.* V. 55. P. 2745–2807. 2015.
- *Sugiura M.* Hourly values of equatorial Dst for the IGY // *Ann. Int. Geophys.* Pergamon Press, Oxford. V. 35. P. 9–45. 1964.
- *Wu J.-G., Lundstedt H.* Geomagnetic storm predictions from solar wind data with the use of dynamic neural networks // *J. Geophys. Res.* V. 102. № A7. P. 14255–14268. 1997.

УДК 550.343.62

ГЛОБАЛЬНЫЙ ОТКЛИК ИОНОСФЕРЫ НА ИНТЕНСИВНЫЕ ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ГЛОБАЛЬНОЙ СЕТИ НАВИГАЦИОННЫХ ПРИЕМНИКОВ GNSS

© 2023 г. М. С. Пулинец¹, *, П. А. Будников², **, С. А. Пулинец³, ***

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

²Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Фёдорова Росгидромета (ИПГ), Москва, Россия

³Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

*e-mail: cotoraxy@gmail.com

**e-mail: pavel9860@gmail.com

***e-mail: pulse@rssi.ru

Поступила в редакцию 08.03.2022 г.

После доработки 10.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Рассмотрен глобальный отклик ионосферы на интенсивные геомагнитные бури и вариации солнечной активности по данным индекса солнечной активности $F10.7$. В качестве источника информации используются данные о полном электронном содержании (ПЭС), рассчитанные по измерениям мировой сети приемников глобальных навигационных спутниковых систем. В отличие от многих публикаций, где подробно исследуются эффекты отдельных уникальных геофизических событий (например, супербури 28 октября 2003 г.), мы рассмотрели эффекты от сильных бурь ($Dst \leq -80$ нТл) начиная с 2005 г. Главное внимание уделялось зависимости от времени начала главной фазы бури относительно местного времени/долготы, а также зависимости интенсивности отклика ионосферы от широты. Для отображения ионосферных эффектов магнитных бурь использовался визуальный образ — двумерное представление в формате сутки—местное время, использовавшийся для визуализации ионосферных предвестников землетрясений. Этот подход позволяет также визуализировать эффекты вариаций солнечной активности по данным индекса $F10.7$, а также отличить их от ионосферных вариаций во время геомагнитных бурь. В результате удалось создать обобщенный глобальный “портрет” геомагнитной бури в ионосфере Земли.

DOI: 10.31857/S0016794022600703, EDN: DKQTMG

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных источников изменчивости ионосферы является солнечная активность, проявляющаяся как в виде электромагнитных излучений различных диапазонов, так и инъекции больших масс плазмы из корональных областей (Coronal Mass Ejections — CME), быстрых потоков энергичных протонов (протонные вспышки) и ускоренных потоков солнечного ветра, в частности, из корональных дыр. Кроме того, эффективность взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли зависит от конфигурации (направления составляющих) межпланетного магнитного поля. Воздействие на ионосферу осуществляется как непосредственно электромагнитными и корпускулярным воздействием от Солнца (рентгеновские и протонные вспышки, коротковолновая часть ультрафиолетового излучения) [Liu et al., 2011], так и опосредованно через воздействия на

магнитосферу Земли, когда модификация магнитосферы при взаимодействии с солнечным ветром приводит к проникновению электрических полей в ионосферу, а в авроральных широтах имеют место высыпания энергичных электронов из хвоста магнитосферы. С описанием физических процессов развития эффектов геомагнитной бури в ионосфере можно ознакомиться в фундаментальных работах [Buonsanto, 1999; Данилов, 2013; Lakhina and Tsurutani, 2016].

Проблема ионосферных эффектов магнитных бурь исследовалась в сотнях публикаций, но большинство из них сосредоточено на изучении особо сильных событий, таких как октябрьские бури 2003 г. (Halloween storm) с использованием максимально доступного количества наземных и спутниковых измерений [Panasyuk et al., 2004], либо на региональных эффектах (Калифорния, Южная Америка, Африканский сектор и пр.)

[Foster and Rideout, 2005; Sahai et al., 2009]. Есть работы и по статистическому анализу эффектов геомагнитных бурь [Ратовский и др., 2020], но авторы пошли по пути выделения региональных особенностей реакции ионосферы на геомагнитную бурю с помощью расчета глобального электронного содержания GEC и его сравнения с региональным электронным содержанием REC. Авторы также провели дифференциацию реакций на геомагнитную бурю по широтным зонам.

Модельные расчеты широтных эффектов (различие в реакции ионосферы на магнитную бурю в высоких и низких широтах и распространение возмущений, инициированных бурей, по широте) проводились в работе [Fuller-Rowell et al., 1996].

В то же время существуют явления малоисследованные, хотя об их существовании известно довольно давно. К таким эффектам можно отнести эффект так называемого “запрещенного времени”, который заключается в том, что отрицательная фаза в первые сутки бури не начинается в дневное время даже при начавшемся днем сильным магнитном возмущении [Медникова, 1980]. В настоящее время понятие “запрещенного времени” обрело в литературе название задержки ΔT отрицательной фазы ионосферной бури относительно начала магнитного возмущения [Черняков, 2003]. Фактически речь идет о долгом эффекте, где нужно учитывать два фактора: а) реакцию ионосферы на разных долготях (в разном местном времени) во время одной и той же геомагнитной бури; б) рассматривать зависимость реакции ионосферы от местного времени начала главной фазы геомагнитной бури.

Нам известна только одна публикация, в которой была сделана такая попытка, причем в глобальном масштабе [Szuszciewicz et al., 1998]. Это был уникальный эксперимент, в ходе которого были проанализированы данные мировой сети наземных ионозондов с целью анализа глобальной реакции ионосферы на три сильных геомагнитных бури в течение сентября 1989 г.: 15–16, 18–20 и 26–27 сентября. Для глобального распределения вариаций критической частоты f_oF_2 и высоты максимума F_2 -слоя H_mF_2 были построены уникальные диаграммы, показывающие поведение ионосферы в динамике развития бурь по долготе (UT) и по местному времени (LT). Из большого количества результатов, полученных в работе, хотелось бы выделить два: реакция ионосферы на разных долготях сильно зависит от времени UT, когда наблюдался минимум Dst -индекса и в меньшей степени от времени SSC: при практически одном и том же времени для минимума Dst для первой и второй бурь (04:00 UT и 04:40 UT), но значительном различии во времени SSC (00:40 UT и 10:28 UT) глобальные распределения практически идентичны, в то время как

глобальное распределение для третьей бури, когда минимум Dst наблюдался в 19:50 UT глобальные распределения разительно отличаются. Для примера на ионосферной ст. в Горьком (сейчас Нижний Новгород) отрицательная фаза бури длилась непрерывно в течение первой и второй бурь с 16 по 20 сентября, а на ст. в Токио реакция критической частоты на первые две бури была практически нулевой. Для третьей бури наблюдался обратный эффект: в Горьком реакция была минимальной, тогда как в Токио наблюдалась сильная отрицательная фаза ионосферного возмущения. Вторым результатом, который хотелось бы отметить, заключался в том, что на средних и низких широтах отрицательная фаза наблюдалась сначала в ночном полушарии, а затем коротировала вместе с Землей на дневную сторону. Эффект задержки можно заметить на долголетних распределениях вариаций критической частоты и полного электронного содержания, полученных в работе [Chernigovskaya et al., 2021], однако авторы этот эффект не обсуждают.

В настоящей работе мы ставим своей задачей в какой-то мере повторить данный эксперимент, только с использованием данных мировой сети навигационных приемников, позволяющей определять глобальное распределение полного электронного содержания. Наши исследования мы будем проводить с использованием глобальных ионосферных карт (Global Ionospheric Maps (GIM)) как в виде глобальных распределений полного электронного содержания, так и в виде сечений по долготе и широте, или исследования вариаций в точках с выбранными координатами.

Вторая задача, которую мы ставим в данной работе, — это получение образа ионосферной бури в локальном времени на разных фазах развития геомагнитной бури, так называемую “маску” ионосферной бури — отклонение ПЭС от невозмущенного значения в координатах время (в сутках), ось X , местное время, ось Y . Величина отклонения отображается тоном. Такое представление ионосферных вариаций было применено в исследованиях ионосферных предвестников землетрясений [Пулинец и Давиденко, 2018], что позволило идентифицировать ночную положительную аномалию в ионосфере как надежный и стабильный предвестник землетрясений.

2. РАЗРАБОТКА МАСКИ ИОНОСФЕРНОЙ БУРИ И ОТЛИЧИЯ ОТ ТРАДИЦИОННЫХ МЕТОДОВ

Еще в ранних работах по исследованию ионосферных аномалий, вызываемых различными источниками возмущений, было обнаружено, что генерация аномалий не однородна во времени, из-за чего определенные виды аномалий наблюдаются в определенные часы местного времени.

Но за недостатком количества данных для статистического исследования полученные результаты не были обобщены. Следующим шагом стало визуальное представление массивов суточных значений в виде тоновых изображений. Для этого массивы ΔTEC формировались в матрицу с распределением вычисленных значений по суткам и часам.

Для оценки воздействия магнитных бурь на ионосферу использовался метод картирования ионосферы, заключающийся в построении разностных глобальных ионосферных карт. Разностные глобальные ионосферные карты позволяют выделять области с локальными возмущениями в ионосфере, оценивать их размер и продолжительность существования. Глобальные ионосферные карты GIM (Global Ionospheric Maps) распространяются International GNSS Service (IGS) в формате IONEX (<ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/gps/products/ionex>). Данные IGS в формате IONEX представляют собой матрицу, элементами которой являются значения полного электронного содержания (ПЭС – англ. Total Electron Content – TEC). Разрешение матрицы составляет 2.5 град. по широте и 5 град. по долготе. Значения ПЭС (TEC) рассчитываются IGS каждые 2 ч. Из-за не всегда устойчивой работы сервиса IGS, для получения данных также использовались индексы IONEX от UPC (Universitat Politècnica de Catalunya), предоставляемые с интервалом в 1 ч (http://newgl.upc.es/upc_ionex, http://cabrera.upc.es/upc_ionex_GPSonly-RINEXv3).

Визуализации, использующие абсолютные значения ΔTEC , не являются достаточно информативными ввиду того, что одни и те же значения абсолютных отклонений ПЭС днем могут составлять ~5% от медианы, а ночью достигать 50%. Поэтому в нашем исследовании мы предлагаем считать относительные отклонения ПЭС в процентах. Вычисление и построение разностных карт глобального ПЭС $\Delta\text{TEC}_{\text{GIM}}$, представляющих собой отклонение текущих значений ПЭС TEC_{GIM} от фоновых TEC_{GIMA} , выполнялось нами в среде MATLAB. Следующим аспектом предлагаемого исследования является его ориентированность на мониторинг состояния ионосферы в реальном времени. По этой причине для вычисления медианы невозможно использование 27-дневного интервала с установкой исследуемой точки по центру интервала, как это делается в большинстве случаев. Расчет разностных карт производился нами по формуле: $\Delta\text{TEC}_{\text{GIM}} = \text{TEC}_{\text{GIM}} - \text{TEC}_{\text{GIMA}}$, где в качестве фоновых значений использовались средние значения ПЭС (TEC), рассчитанные по 15 предшествующим числовым значениям для того же момента времени. Отклонение от фоновых значений выражалось нами в единицах ПЭС (TEC Units – TECU).

Также следует отметить, что так как в работе исследуются долготные и широтные зависимости, то диагностика наблюдаемых возмущений становится чувствительной к выбору приемников: кроме существенно неравномерного распределения GPS-приемников, работе мешает порой довольно низкое качество поставляемых данных, а иногда их отсутствие в реальном времени. Именно поэтому для настоящего исследования выбор пал на GPS GIM. Это позволяет проводить измерения с равномерным шагом по долготе и широте, а задержка получения данных в большинстве случаев не превышает одних суток.

В качестве примера рассмотрим магнитную бурю, начавшуюся 27 мая 2017 г. На рис. 1 показаны данные по геомагнитной обстановке во время этой бури. Данные о Dst -индексе взяты с сайта Kyoto Geomagnetic Data Service (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>), а индекса $F10.7$ с сайта NASA (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

Ниже представлены три графика, построенные в местном времени заданной долготы, на которых показана реакция полного электронного содержания на динамику развития бури 27 мая 2017 г. на широте 45° N . При этом график Dst приведен к местному времени.

На рисунке 2а главный минимум Dst пришелся на полночь по местному времени на долготе 120° W , и мы видим практически мгновенную реакцию ионосферы в виде отрицательного отклонения полного электронного содержания (ПЭС). Следует обратить внимание на интенсивный отклик ПЭС на положительный всплеск Dst . Если на отрицательное значения минимума $Dst = -125 \text{ нТл}$ отрицательное отклонение ПЭС составляет порядка 35%, то на положительный импульс $Dst = 50 \text{ нТл}$, положительное отклонение ПЭС составило 100%.

Рисунок 2б построен на долготе 120° E . Задержка отрицательной фазы бури относительно времени минимума Dst составляет 9 ч, положительный максимум более продолжителен и сдвинулся по местному времени с 18 LT на рис. 2 до 13 LT. По амплитуде положительный пик ΔTEC уменьшился на 10%, а отрицательный – увеличился на 10% (по абсолютной величине).

Мы движемся дальше на запад на долготу 30° W . Здесь мы наблюдаем совсем иную картину. Положительная фаза бури исчезла, а запаздывание отрицательной составляет 18 ч. В то же время на втором и третьем графиках появляется вторая положительная фаза порядка 20% на втором графике и 35% – на третьем.

Исходя из полученных результатов, мы можем получить эмпирическую формулу запаздывания отрицательной фазы бури $\Delta T = 24 - \text{LT}(Dst_{\text{min}})$.

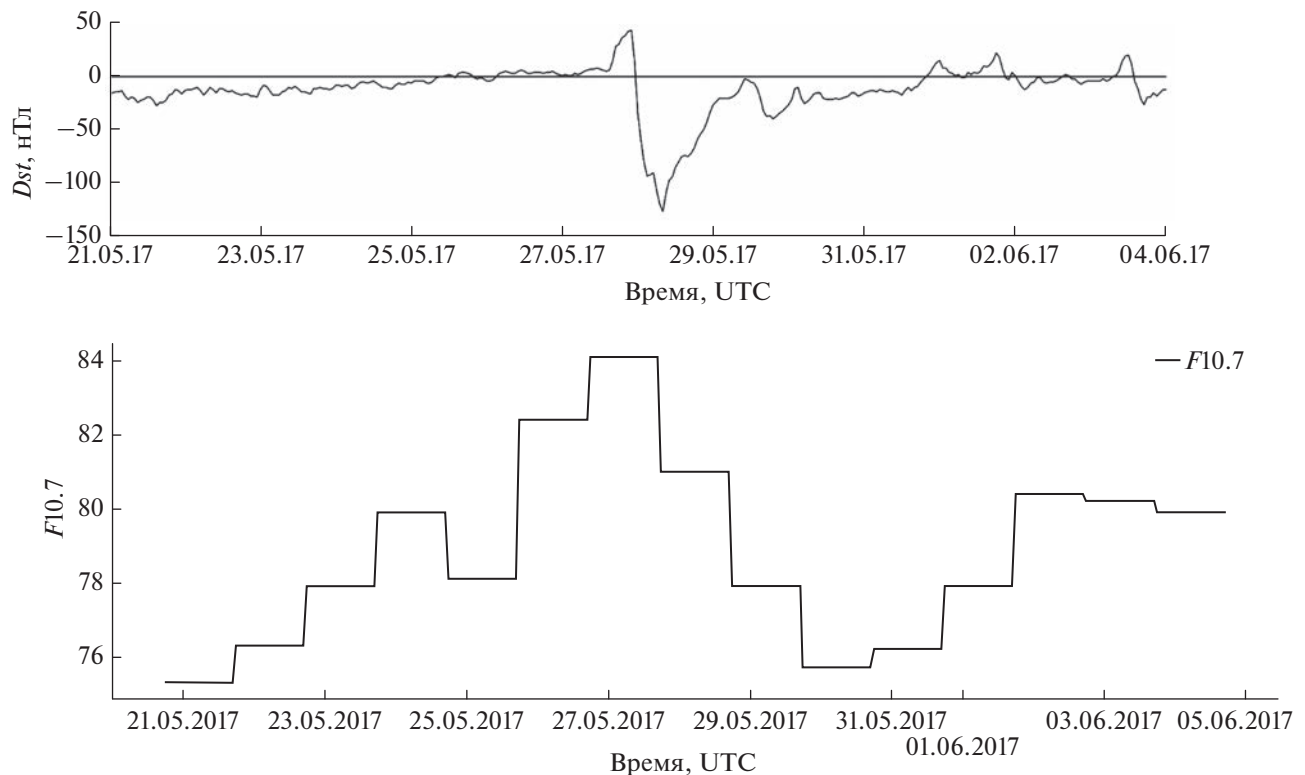


Рис. 1. Геомагнитная обстановка во время бури 27.05.2017 г. (а) Dst ; (б) индекс $F10.7$.

Наши результаты подтверждают существование эффекта задержки [Медникова, 1980; Черняков, 2008], в которых вводится понятие “запрещенного времени”, когда одна и та же буря вызывает разную реакцию на разных долготах в зависимости от местного времени, соответствующего минимуму Dst .

Положительная или отрицательная фаза бури на заданной широте не гарантирует того, что то же самое будет наблюдаться на той же самой долготе, но на других широтах. Глобальное распределение отклонения ПЭС от невозмущенного значения имеет довольно сложный и труднообъяснимый характер. На рис. 4 представлены разностные карты полного электронного содержания для моментов максимального положительного и отрицательного значений отклонения ПЭС, соответствующих ионосферным маскам, представленным на рис. 3.

Как можно видеть, по мировому времени максимумы на долготах $120^\circ W$ и $120^\circ E$ практически совпали, хотя по местному времени разница составляет почти сутки. Задержка положительной фазы на долготе $120^\circ E$ относительно положительного пика Dst составляет порядка 7 ч. Положительный пик на долготе $30^\circ W$ не имеет отношения к положительному пику Dst , поскольку он наблюдается после отрицательной фазы бури

и относится уже к ее восстановительной фазе. Амплитуда положительных пиков на графиках спадает от 120% на долготе $120^\circ W$ до 20% на долготе $30^\circ W$, поэтому на тоновых картах, особенно рис. 4б, она имеет серый оттенок.

На рисунке 5 приведены разностные карты для максимумов отрицательной фазы для выбранных точек.

3. ВЛИЯНИЕ ПОТОКА $F10.7$

Значительное количество геомагнитных бурь сопровождается резкими изменениями потока $F10.7$, который является индикатором вариаций экстремального ультрафиолетового излучения (EUV), воздействующего на атмосферу, производя ее ионизацию. Нам не удалось обнаружить публикаций, в которых производились бы попытки отделить эффект изменения потока $F10.7$ от собственно эффекта магнитной бури. В то же время, резкое увеличение потока $F10.7$ может нивелировать отрицательную фазу бури в ионосфере, а его резкое понижение может создать искусственный отрицательный эффект, не имеющий отношения к геомагнитной буре. Это связано с тем, что медиана, рассчитываемая по длительному промежутку (месяц или 27 сут) не успевает отслеживать резкие изменения полного электронного содержания.

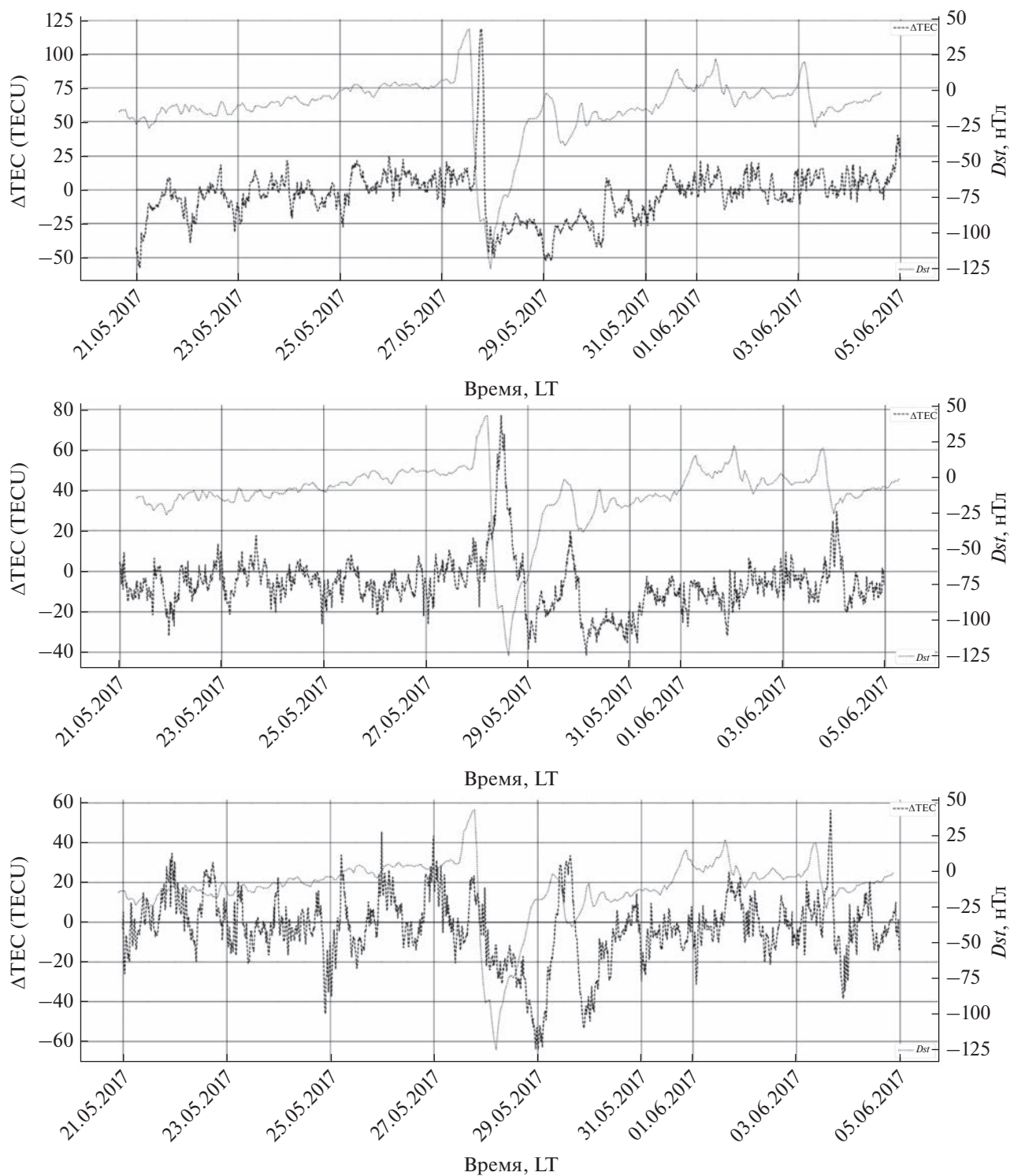


Рис. 2. Графики ΔTEC и Dst на 15-дневном интервале для магнитной бури 27.05.2017 г. (а) на долготе 120° W ; (б) на долготе 120° E ; (е) на долготе 30° W .

Еще одной характерной особенностью воздействия $F10.7$ на ионосферу является то, что оно носит глобальный характер. Несмотря на тот факт, что воздействие ультрафиолетового излучения на ионосферу осуществляется на освещенной полу-

сфере, повышение TEC наблюдается практически над всей поверхностью Земли, независимо от местного времени. На рис. 6 представлены две разностные карты, соответствующие двум существенным повышениям потока $F10.7$ в апреле и

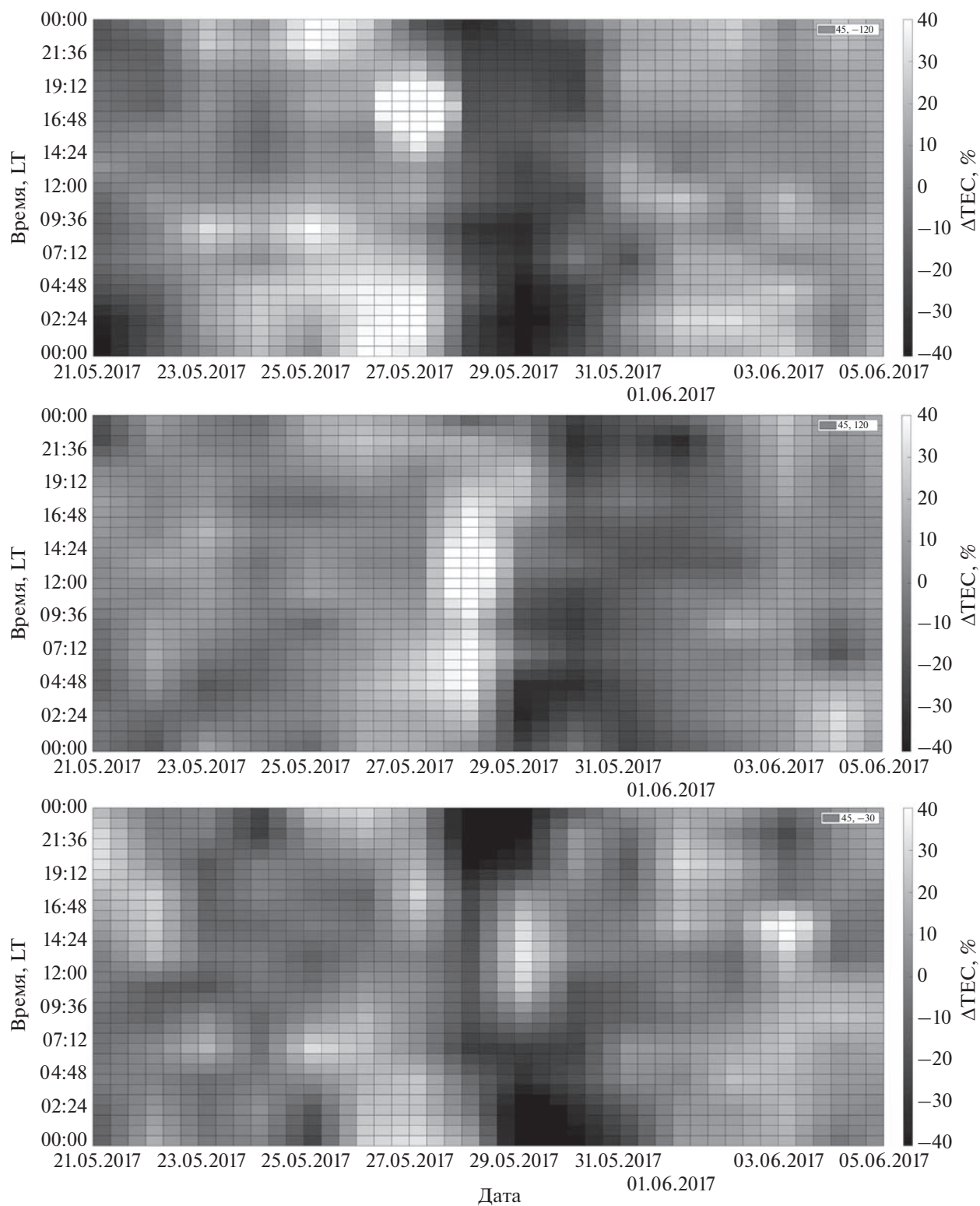


Рис. 3. Тоновые изображения (маски) ионосферного эффекта геомагнитной бури 27.05.2017 г. на долготах (а) 120° W; (б) 120° E; (в) 30° W.

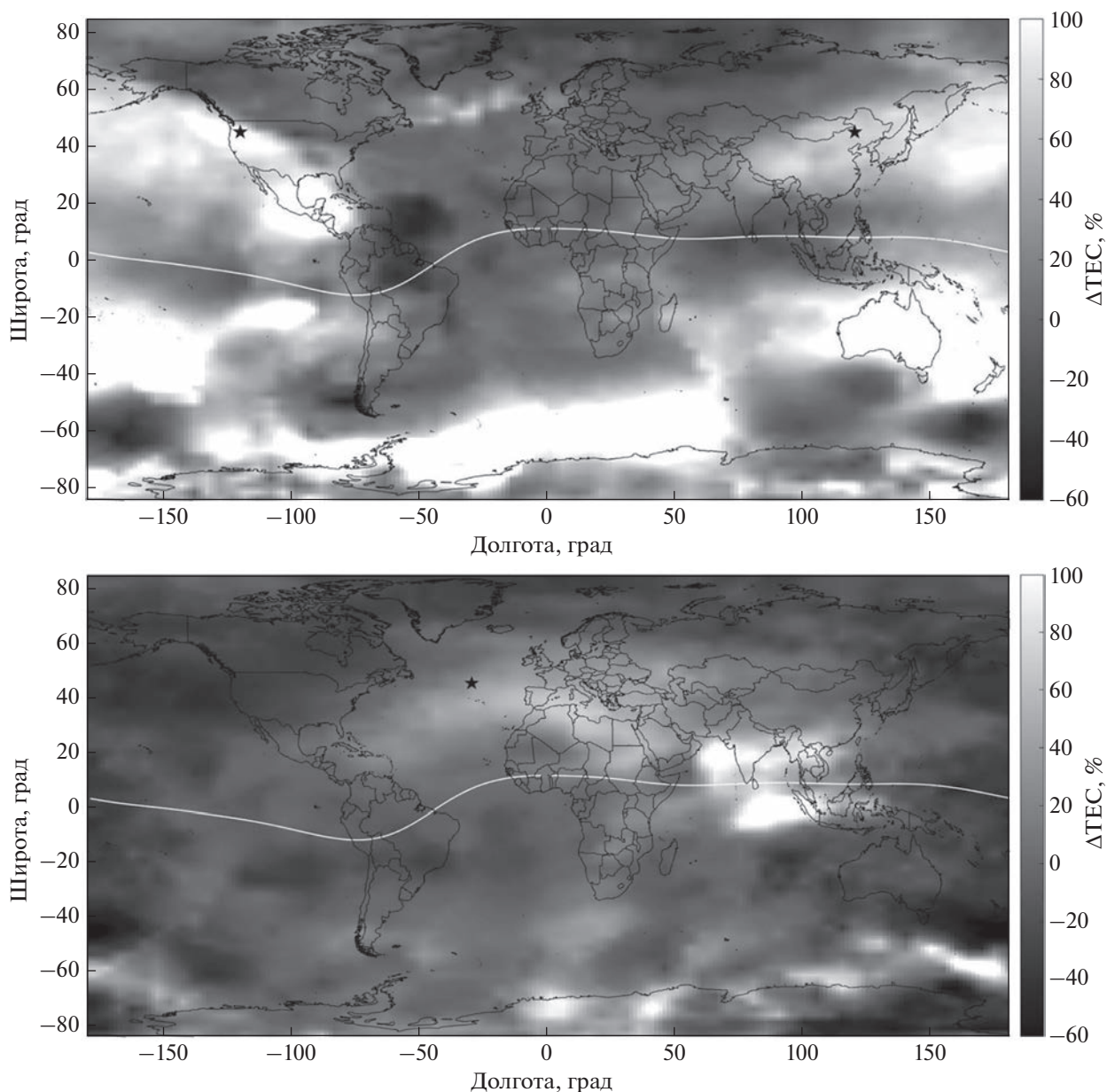


Рис. 4. (а) Разностная карта 28 мая 2017 г. 03:00 UTC; (б) Разностная карта 29 мая 2017 г. 16:00 UTC. Координаты точек для максимума положительной фазы показаны черными звездочками.

мае 2022 г. (более подробно они будут рассмотрены ниже), из которых можно видеть, что площадь, на которой наблюдаются положительные вариации GIM TEC, намного превышает площадь отрицательных вариаций.

Мы создали методику, позволяющую вычитать эффект изменения $F_{10.7}$ в ионосфере при подсчете величины ΔTEC . В качестве примера рассмотрим случай повышения потока $F_{10.7}$ за период с 11 апреля по 2 июня 2022 г. (рис. 7а), в течение которого наблюдались два значительных повышения потока $F_{10.7}$ (на 70 и на 80 единиц соответственно). В этот же период наблюдались две

геомагнитные бури 14 апреля (-81 нТл) и 28 мая (-63 нТл), рис. 7з.

На рисунке 7б представлено изменение GIM TEC (штриховая линия) и текущая медиана по 5 сут — сплошная линия. Абсолютно четко просматриваются две волны вариаций GIM TEC, соответствующие вариациям $F_{10.7}$. Такая же картина видна на графике ΔTEC (рис. 7в), причем следование $F_{10.7}$ настолько значительно, что ΔTEC в некоторые периоды (17.04–29.04 и 15.05–20.05) полностью выходит в положительную область значений над нулевой линией. А после 28 мая, на-

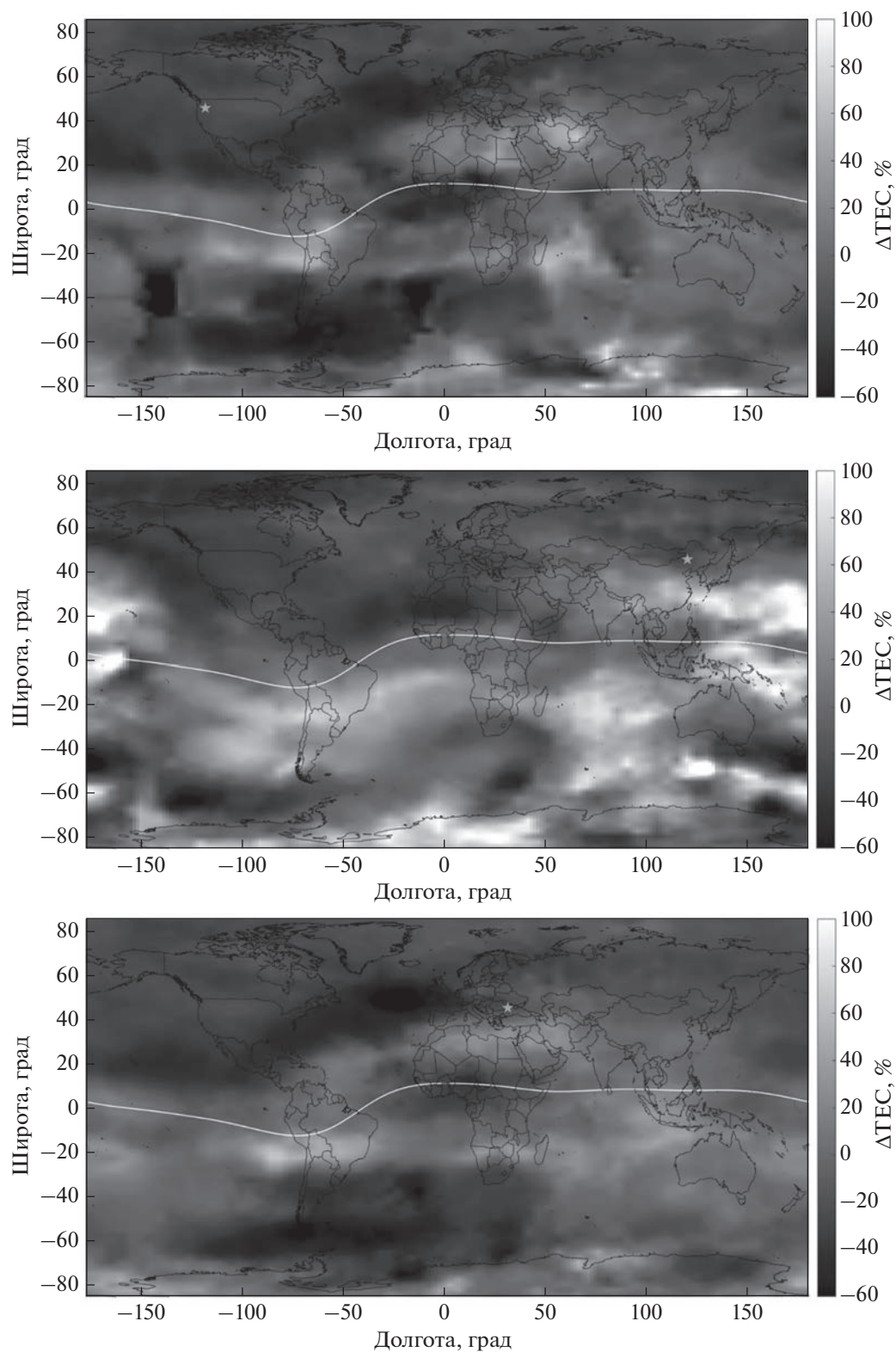


Рис. 5. Разностная карта для отрицательной фаз магнитной бури (а) для точки на долготе 120° W; (б) для точки на долготе 120° E; (в) для точки на долготе 30° W.

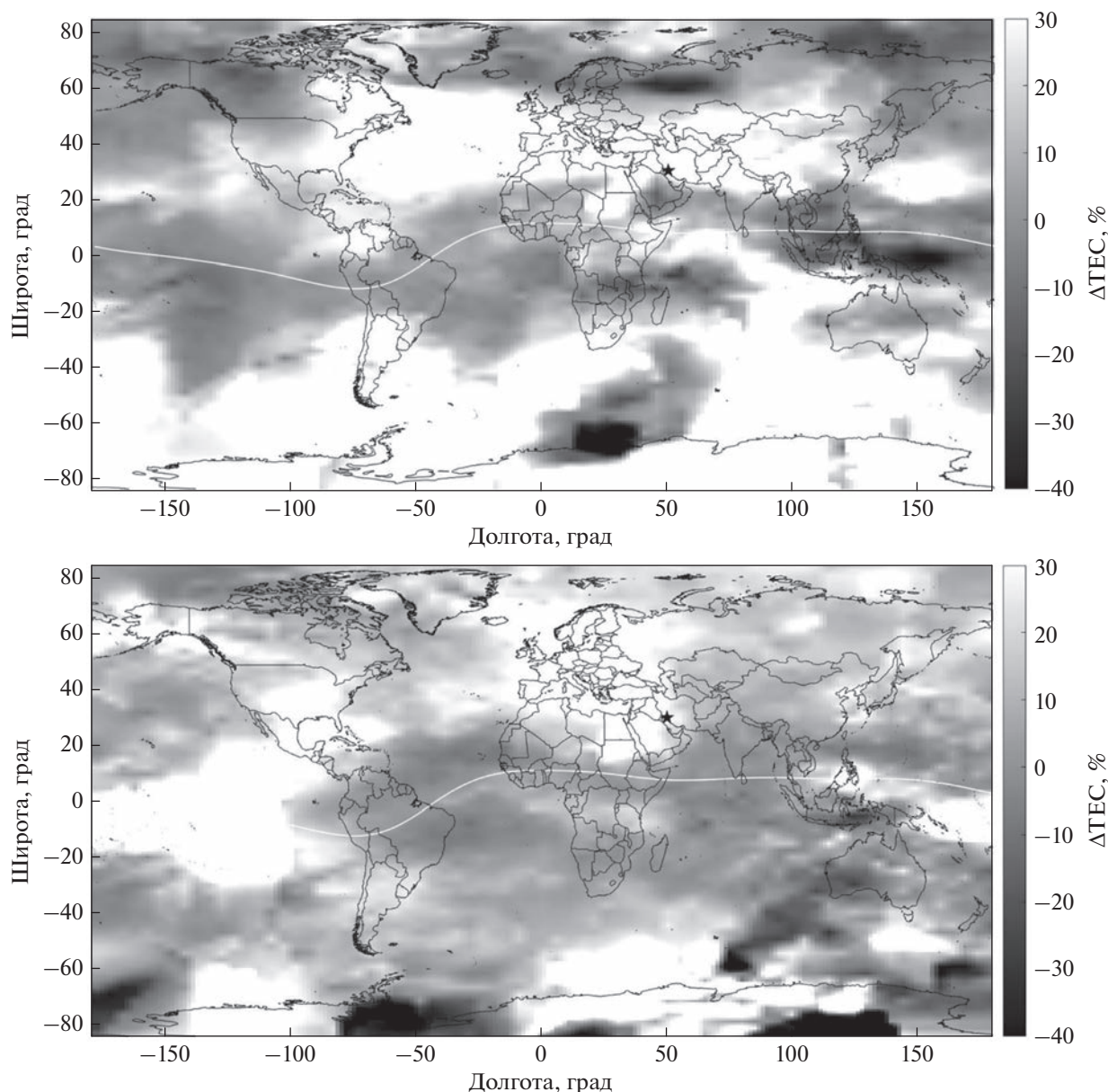


Рис. 6. (а) разностная карта GIM TEC 27.04.2022 г. 16:00 UTC; (б) разностная карта GIM TEC 16.05.2022 г. 13:00 UTC.

оборот, уходит полностью в отрицательную область значений.

С целью удаления трендов вариаций GIM TEC, связанных с вариациями солнечного потока $F_{10.7}$, нами были разработаны два варианта нормализации графиков полного электронного содержания: нормализация на сам поток $F_{10.7}$ с задержкой на одни сутки [Vaishnav et al., 2021], рис. 8, и с нормализацией на глобальное электронное содержание GEC [Afraimovich et al., 2008], рис. 9. Оба метода дают вполне удовлетворительные результаты, но на наш взгляд, использование нормализации по GEC является более предпочти-

тельным по двум причинам: во-первых, отсутствует промежуточный агент и мы используем вариации ионосферы, уже претерпевшие влияние потока $F_{10.7}$, и, во-вторых, анализ может проводиться даже в отсутствие доступа к данным о потоке $F_{10.7}$.

Как на рис. 8в, так и на рис. 9в уже отсутствует уход ΔTEC в сторону полностью положительных или полностью отрицательных значений, но для нормализации по потоку $F_{10.7}$ (рис. 8б) устранить волновую структуру вариаций GIM TEC не удастся, тогда как на рис. 9б мы наблюдаем только положительный (сезонный) тренд GIM TEC. Кроме

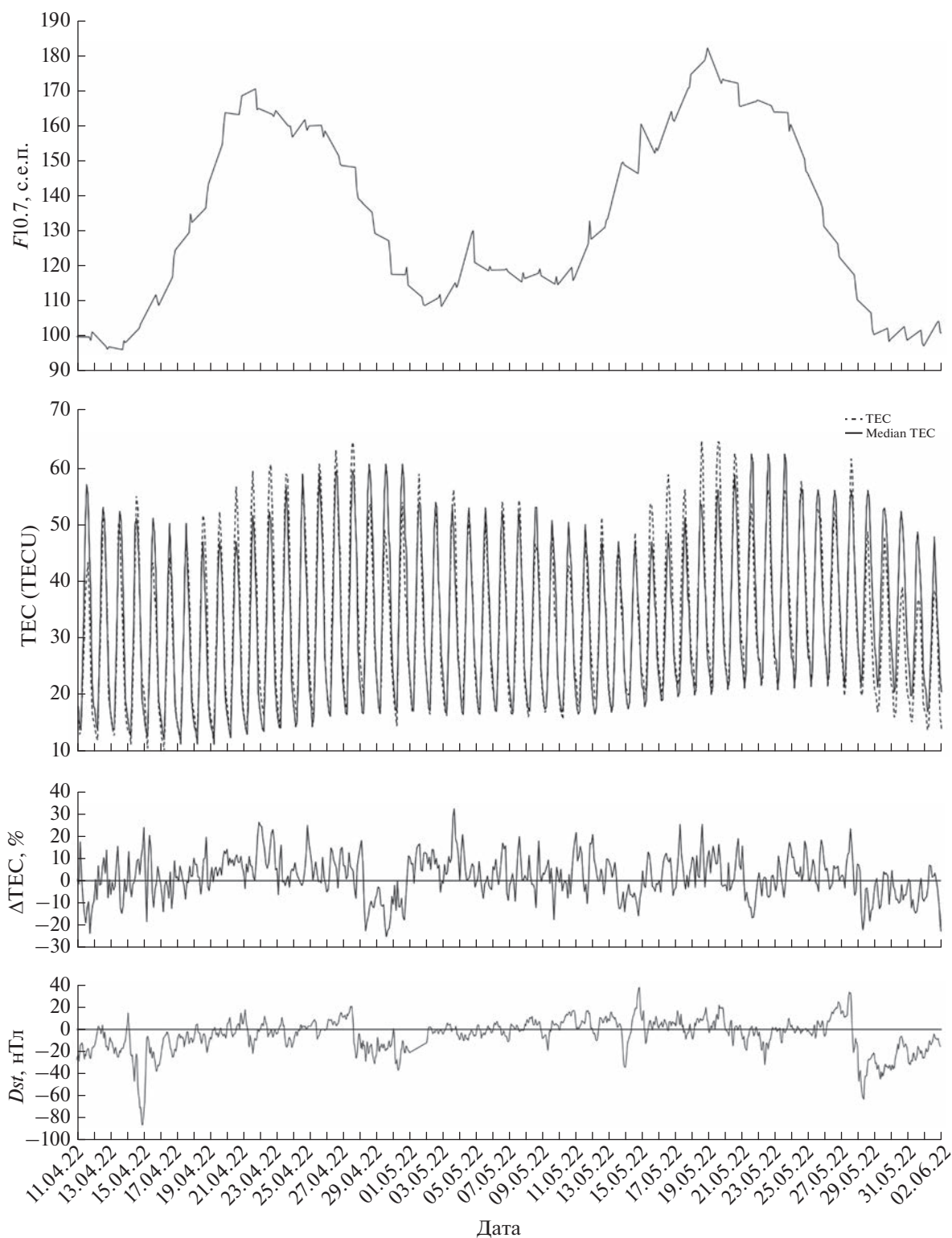


Рис. 7. (а) Поток $F_{10.7}$ за период с 11 апреля по 2 июня 2022 г.; (б) изменение GIM TEC (штриховая линия) и текущая медиана по 5 сут — сплошная линия; (в) график ΔTEC ; (г) график Dst .

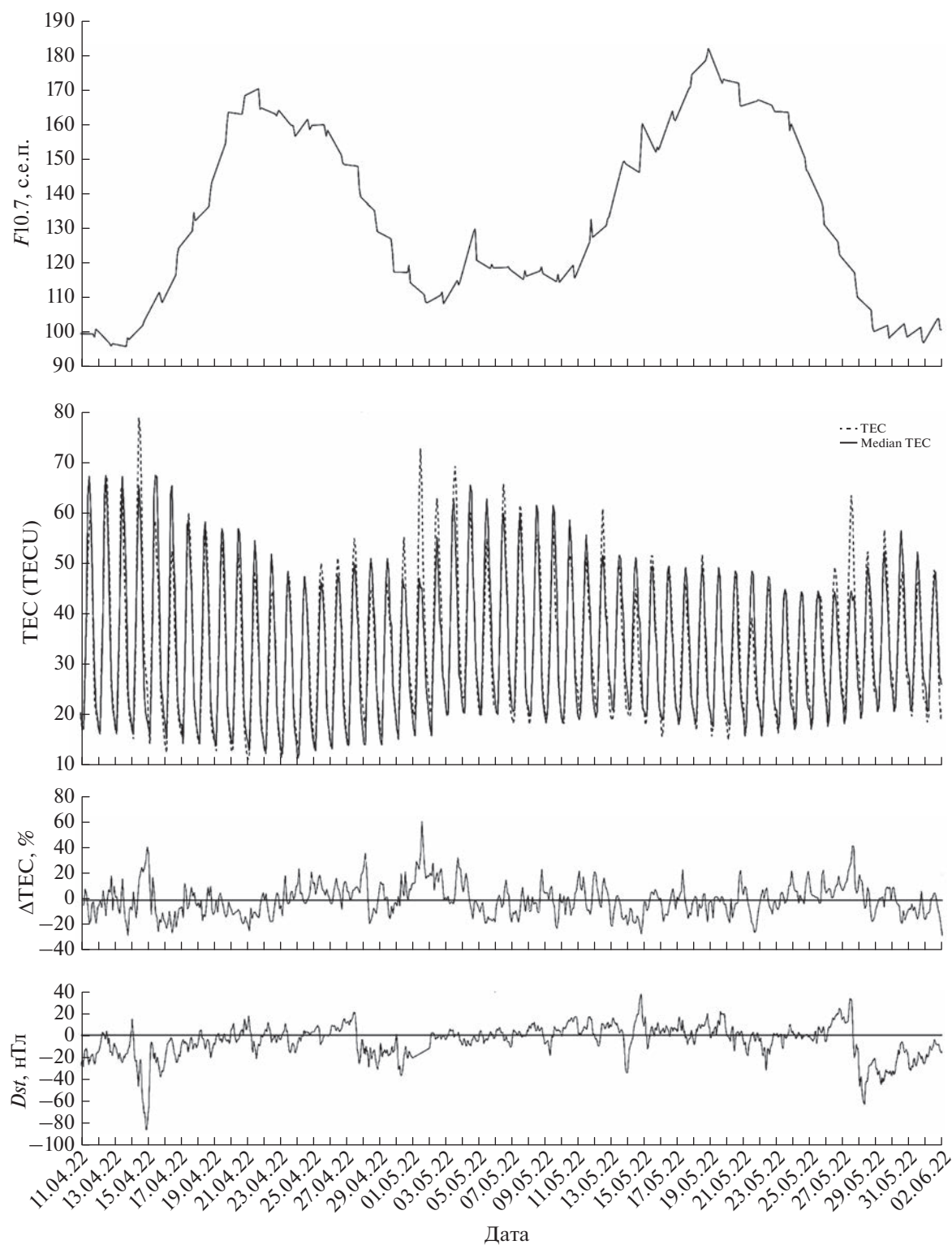


Рис. 8. Нормализация на поток $F_{10.7}$ с задержкой на одни сутки: (а) поток $F_{10.7}$ за период с 11 апреля по 2 июня 2022 г.; (б) изменение GIM TEC (штриховая линия) и текущая медиана по 5 сут — сплошная линия; (в) график ΔTEC ; (г) график Dst .

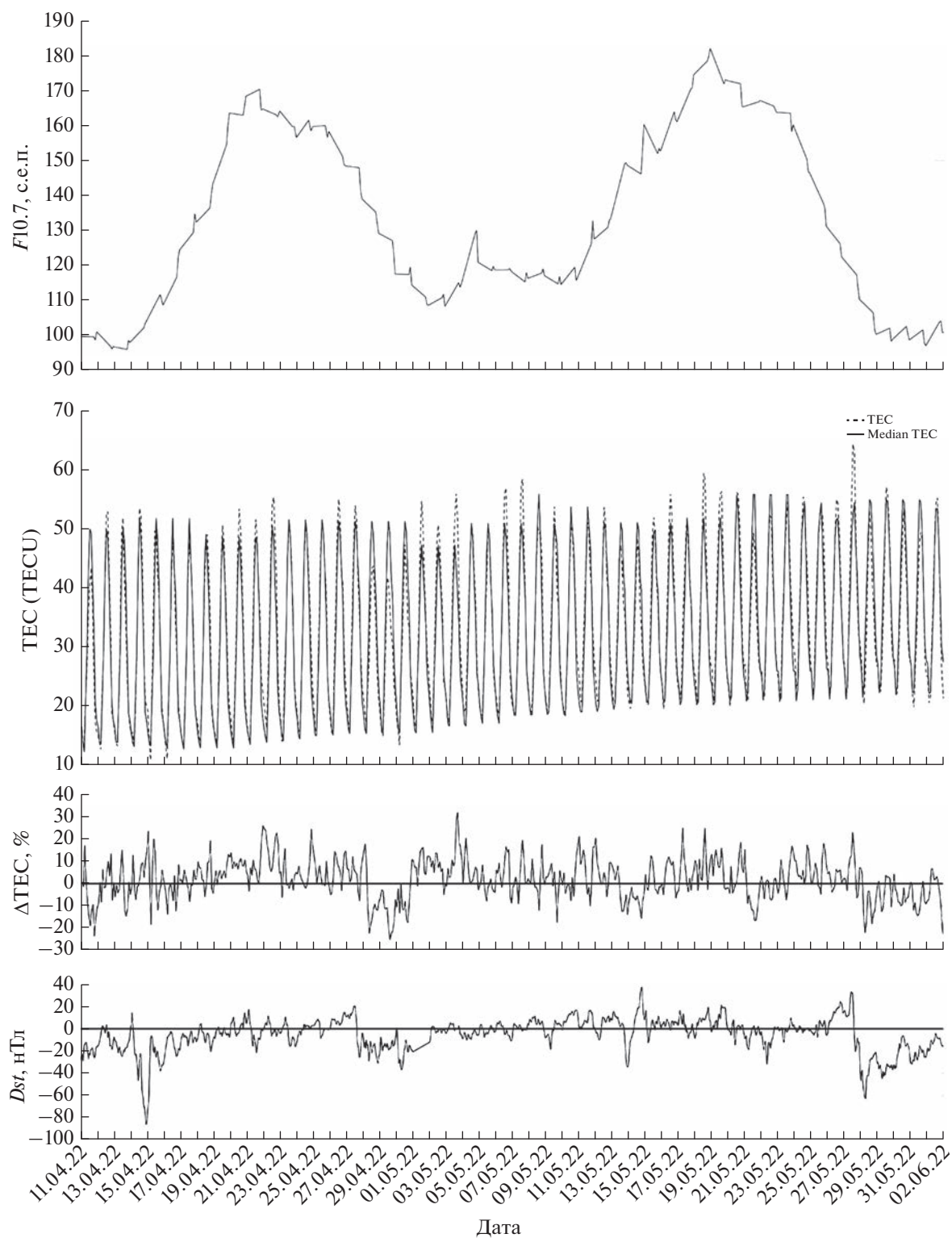


Рис. 9. Нормализация на глобальное электронное содержание GEC: (а) поток $F_{10.7}$ за период с 11 апреля по 2 июня 2022 г.; (б) изменение GIM TEC (штриховая линия) и текущая медиана по 5 сут — сплошная линия; (в) график ΔTEC ; (г) график Dst .

того, график ΔT_{EC} в случае нормализации по GEC более адекватно отражает реакцию ионосферы на геомагнитные бури.

Эффекты нормализации потребуют еще более тщательного изучения на предмет создания ложных эффектов, тем не менее, возможность устранения сильных вариаций полного электронного содержания, связанных с резкими изменениями потока $F10.7$, позволят более адекватно оценивать эффекты геомагнитных бурь в ионосфере.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ: ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КАК КЛЮЧ К ПОНИМАНИЮ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕАКЦИИ ИОНОСФЕРЫ НА ГЕОМАГНИТНЫЕ БУРИ И ВАРИАЦИИ ПОТОКА $F10.7$

В данной работе представлена технология оперативного мониторинга глобальной реакции ионосферы на сильные геомагнитные бури на базе данных GIM TEC. Преимуществом данного метода является наличие равномерной сетки данных, позволяющей более четко выделить долготно-широтные эффекты и эффекты зависимости реакции ионосферы от местного времени. В частности, разработана методология визуализации образа геомагнитной бури в ионосфере, позволяющая выделить наиболее чувствительные к эффектам бури интервалы местного времени. Фактически для всестороннего анализа эффекта геомагнитной бури в ионосфере необходимо создать ее многомерный “портрет”, состоящий из сравнения вариаций ПЭС во времени с изменениями геомагнитных индексов и индекса солнечной активности (рис. 1 и 2), формирование двумерной картины по осям сутки–местное время (рис. 3) и рассмотреть пространственные вариации путем построения разностных карт в ионосфере (рис. 4–6). Каждое из этих представлений позволяет выявить основные особенности реакции ионосферы. Временные графики позволили выявить эффект “запрещенного времени”, двумерные маски позволяют увидеть разницу между положительной фазой ионосферной бури, проявляющейся в виде яркого пятна, длящегося 2–4 ч, появляющегося, в основном, в дневные часы, и длительной отрицательной фазы, длящейся 12 ч и более. И, наконец, разностные карты позволяют понять неравномерность распределения отклонения ПЭС в зависимости от широты и долготы, из чего следует необходимость создания отдельных моделей, учитывающих широту и долготу. Под учетом долготы подразумевается отличие реакции ионосферы в зависимости от широтного положения геомагнитного экватора, а также угла его наклона относительно географической нулевой параллели. Это особенно касается регионов Северной и Южной Америки, где создаются специфические об-

ласти (например, в Мексике), где эффекты геомагнитных бурь практически не проявляются.

Подтверждение существования эффекта “запрещенного времени” [Медникова, 1980; Черняков, 2008] требует дальнейшего развития с целью получения зависимости времени задержек не только от долготы, но и от широты, что будет сделано в наших следующих работах. В зависимости от локального времени минимума Dst задержка по нашим данным может составлять до 20 ч.

Показано существенное влияние интенсивных вариаций $F10.7$, маскирующих эффект геомагнитной бури в ионосфере. Для того, чтобы нивелировать эффект потока $F10.7$, предложена методика калибровки данных путем их нормализации по $F10.7$ или GEC.

Следует признать, что использование карт GIM может вызывать некоторые сомнения относительно достоверности получаемых результатов из-за неоднородности глобального распределения наземных приемников навигационных сетей, но это сможет поправить только появление на орбите ионозондов внешнего зондирования, что ожидается в ближайшие годы.

5. ВЫВОДЫ

Во всех эмпирических моделях, в том числе IRI, при описании фаз бури, используется некоторый усредненный образ, не учитывающий того факта, что в зависимости от местного времени реакция ионосферы может быть совершенно разной: положительной, отрицательной или отсутствующей. Поэтому нужно вводить два параметра — степень и образ реакции ионосферы в зависимости от местного времени — фактически нужно создать маски для каждого типа реакции. Второй фактор, который необходимо учитывать, — это время запаздывания реакции в зависимости от местного времени начала магнитной бури. По всей видимости, для разных широт эта зависимость будет разной. Для широт 45° полученная нами зависимость может быть записана как $\Delta T = 24 - LT(Dst_{min})$.

При моделировании геомагнитной бури следует учитывать фактор солнечной активности. Если буря происходит на фоне резких изменения индекса $F10.7$, получаемые результаты должны быть скорректированы путем нормализации значений на фактор $F10.7$ или GEC.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность: International GNSS Service (IGS) и Universitat Politècnica de Catalunya — за предоставление доступа к ионосферным данным. World Data Center for Geomagnetism, Kyoto — за предоставление доступа к данным по Dst . Space Weather

Forecast from Government of Canada и OMNIWeb Plus data and service of NASA/Goddard Space Flight Center – за предоставленные данные по потоку F10.7 и Dst.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д. Реакция области F на геомагнитные возмущения (обзор) // Гелиогеофизические исследования. Вып. 5. С. 1–33. 2013.
- Медникова Н.В. Вариации ионосферы во время магнитосферных возмущений // Сб. статей АН СССР, Ин-т земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн. Отв. ред. Л. Н. Ляхова, Н. П. Сергеев. М.: Наука, 131 с. 1980.
- Пулинец С.А., Давиденко Д.В. Положительная ночная аномалия электронной концентрации в ионосфере как краткосрочный предвестник землетрясений и возможный физический механизм ее формирования // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 4. С. 579–591. 2018.
- Ратовский К.Г., Клименко М.В., Ясюкевич Ю.В., Веснин А.М., Клименко В.В. Статистический анализ ионосферного отклика на геомагнитные бури с использованием данных глобальных ионосферных карт // Химическая физика. Т. 39. № 10. С. 57–68. 2020
- Черняков С.М. Изменение полного электронного содержания в ионосфере во время магнитной бури 24–28 марта 1991 года по данным разнесенного приема сигналов навигационных спутников // Сб. науч. тр. физ.-мат. факультета Мурманского гос. педагогического ун-та. Мурманск: изд-во МГПУ. С. 107–132. 2003.
- Aframovich E.L., Astafyeva E., Oinats A.V., Yasukevich Y., Zhivetiev I.V. Global electron content: a new conception to track solar activity // Ann. Geophysicae. V. 26. № 2. P. 335–344. 2008.
- Buonsanto M. Ionospheric Storms – A Review// Space Sci. Rev. V. 88. P. 563–601. 1999.
<https://doi.org/10.1023/A:1005107532631>
- Chernigovskaya M.A., Shpynev B.G., Yasyukevich A.S. et al. Longitudinal variations of geomagnetic and ionospheric parameters in the Northern Hemisphere during magnetic storms according to multi-instrument observations// Adv. Space Res. 67. 762–776. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.028>
- Foster J.C., Rideout W. Midlatitude TEC enhancements during the October 2003 superstorm // Geophys. Res. Lett. V. 32. L12S04. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2004GL021719>
- Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V., Rishbeth H., Moffett R.J., Quegan S. On the seasonal response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms // J. Geophys. Res. V. 101. № A2. P. 2343–2353. 1996.
- Lakhina G.S., Tsurutani B.T. Geomagnetic storms: historical perspective to modern view// Geosci. Lett. V. 3. № 5. 2016.
<https://doi.org/10.1186/s40562-016-0037-4>
- Liu L.B., Wan W.X., Chen Y.D. et al. Solar activity effects of the ionosphere: A brief review // Chinese Sci. Bull. V. 56. P. 1202–1211. 2011.
<https://doi.org/10.1007/s11434-010-4226-9>
- Panasyuk M.I., Kuznetsov S.N., Lazutin L.L. et al. Magnetic Storms in October 2003 // Cosmic Res. V. 42. № 5. P. 489–534. 2004.
- Sahai Y., Becker-Guedes F., Fagundes P.R. et al. Observations of the F-region ionospheric irregularities in the South American sector during the October 2003 “Halloween Storms” // Ann. Geophysicae. V. 27. № 12. P. 4463–4477. 2009.
- Szuszczewicz E.P., Lester M., Wilkinson P., Blanchard P., Abdu M., Hanbaba R., Igarashi K., Pulnits S., Reddy B.M. // A comparative study of global ionospheric responses to intense magnetic storm conditions // J. Geophys. Res. V. 103. № A6. P. 11 665–11 684. 1998.
- Vaishnav R., Jacobi C., Berdermann J., Codrescu M., Schmölter E. Role of eddy diffusion in the delayed ionospheric response to solar flux changes // Ann. Geophysicae. V. 39. 641–655. № 4. 2021.
<https://doi.org/10.5194/angeo-39-641-2021>

УДК 551.515.2+551.510.535+537.877

ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ НИЖНЕЙ И ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА FAXAI 2019 г.

© 2023 г. С. Л. Шалимов^{1, 2, *}, В. И. Захаров^{1, 3, 4}, М. С. Соловьева¹,
П. К. Сигачев^{1, 3}, М. Ю. Некрасова^{1, 5}, Г. М. Коркина⁵

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

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

³Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

⁴Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия

⁵Камчатский филиал ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”,
Петропавловск-Камчатский, Россия

*e-mail: pmsk7@mail.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022 г.

После доработки 05.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

С использованием региональной сети станций сверхдлинноволнового радиопросвечивания в Дальневосточном регионе России и измерений возмущений электронной плотности посредством спутников миссии SWARM исследован отклик нижней и верхней ионосферы на прохождение тайфуна Faxai 2019 г. Приведенные экспериментальные данные отчетливо демонстрируют волновые возмущения амплитуды и фазы СДВ-сигнала, а также электронной плотности во время активной стадии тайфуна. Параметры волновых возмущений соответствуют атмосферным внутренним гравитационным волнам. Максимум спектральной плотности волновых возмущений в нижней ионосфере соответствует 16–20 мин. Предложен механизм воздействия внутренних волн на ионосферу, обусловленный поляризационными полями, возникающими при волновом движении плазмы в нижней части F -области. Такие поля, проецируясь вдоль силовых линий геомагнитного поля, позволяют интерпретировать наблюдаемые вариации фазы СДВ-сигнала и вариации электронной плотности в верхней ионосфере.

DOI: 10.31857/S0016794022600442, EDN: DLSCRR

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач современной геофизики является изучение механизмов взаимовлияния внешних земных оболочек и идентификация конкретных проявлений таких взаимосвязей. В настоящей работе рассмотрены возмущения в ионосфере, обусловленные таким интенсивным атмосферным процессом, как тропический циклон. По оценкам [Forbes et al., 2000] возмущение электронной концентрации N_e в максимуме ионосферного слоя F_2 , вызванное влиянием атмосферных (метеорологических) факторов, в спокойных геомагнитных условиях достигает 35% от фонового уровня. Основным звеном, связывающим метеорологические факторы с ионосферой, считают атмосферные внутренние гравитационные волны (ВГВ) [Данилов и др., 1987]. В частности, рассчитанные азимуты и горизонтальные скорости некоторых перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) метеорологическо-

го происхождения (которые и принято связывать с распространяющимися ВГВ) показали, что вероятные зоны генерации зарегистрированных ПИВ лежат в тропосфере и совпадают с областями пониженного атмосферного давления в районах формирования циклонов [Bertin et al., 1975].

Если атмосферные волны генерируются метеорологическим образованием, то при распространении в верхнюю ионосферу эти волны проходят через нижнюю ионосферу. Соответственно, возмущения во время действия циклонов (тайфунов) должны наблюдаться как в нижней, так и в верхней ионосфере. Действительно, исследователи находят возможный отклик не только в нижней ионосфере, наблюдаемый в ракетном эксперименте [Ванина-Дарт и др., 2008], но и в верхней ионосфере — как в результате применения обработки GPS-сигналов [Захаров и Кунцын, 2012; Ванина-Дарт и Шарков, 2016; Ясюкевич и др., 2013; Chou et al., 2017a, b], так и непосредственно в прямых зондовых измерениях

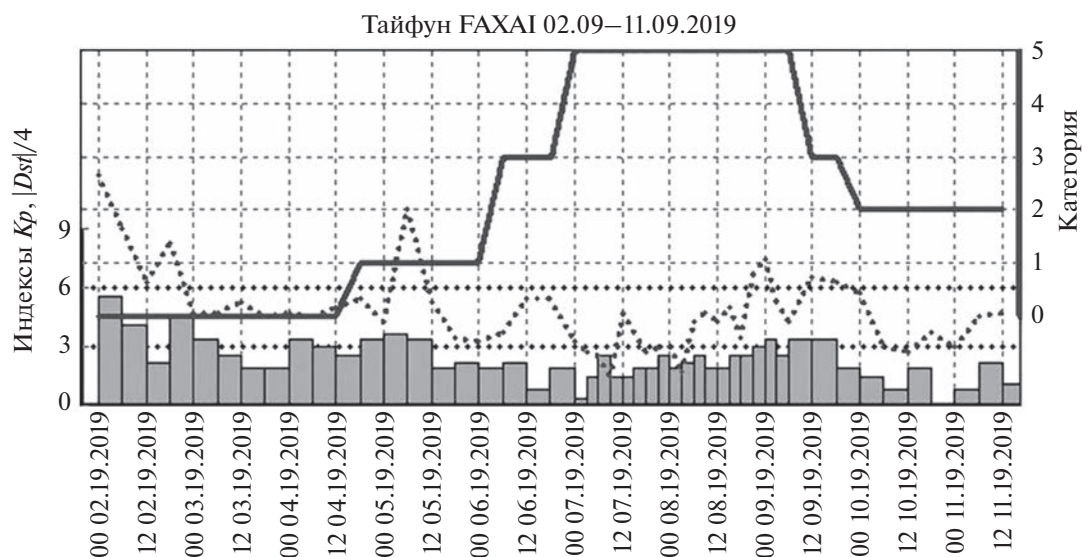


Рис. 1. Временная динамика силы тайфуна Фаха в период 2–11 сентября 2019 г. показана сплошной линией: на правой оси показана шкала категорий, отмечающая силу тайфуна (по критериям Японского метеорологического агентства. Величины индексов Kp (гистограмма) и Dst (пунктирная линия) отложены на левой оси.

[Zakharov and Sigachev, 2022]. Вместе с тем, исследование специфических особенностей ионосферного отклика на прохождение тайфунов необходимо продолжать, используя возможности и иных инструментов мониторинга. Такая задача возникает не только потому, что подобных исследований явно недостаточно, но и потому, что именно новые исследования, использующие дополнительные инструменты, способны привести также к определению механизмов воздействия тайфунов на ионосферу, которым практически не уделяют внимания.

В настоящей работе впервые для исследования ионосферного отклика на прохождение тайфунов используется, с одной стороны, региональная сеть станций СДВ-радиопросвечивания (позволяющая регистрировать возмущения нижней ионосферы, например, атмосферные внутренние волны от распространяющихся цунами [Rozhnoi et al., 2012]), а с другой, — измерения посредством спутниковой миссии SWARM (регистрация возмущений в верхней ионосфере). Такой подход позволяет использовать уникальные возможности различных методов наблюдения и проследить за развитием атмосферного возмущения на разных ионосферных высотах по мере его распространения из приземного слоя. Указанный подход также позволяет конкретизировать механизмы воздействия тайфуна на ионосферу.

2. ТРОПИЧЕСКИЙ ЦИКЛОН (ТАЙФУН) FAXAI

Событием, изучению которого посвящена настоящая работа, является тайфун Фахаі. Указан-

ный тайфун — один из сезонных тихоокеанских тайфунов 2019 г. Он образовался 29 августа 2019 г. и окончательно рассеялся 12 сентября 2019 г., причем период его активного действия 02–11 сентября 2019 г. Заметим, что в работе применительно к изучаемому атмосферному явлению используются оба названия — “тайфун”, или “циклон”, которые соответствуют одинаковым процессам в нижней атмосфере и отличаются лишь областью происхождения названия.

Гелиогеомагнитная обстановка во время действия урагана представлена на рис. 1 двумя индексами – Kp и Dst . Анализ показывает, что в период действия активной фазы выше уровня тропического шторма индекс Kp не превышал 4, а индекс Dst достиг величины – 40 нТ. Указанные величины соответствуют слабо возмущенным геомагнитным условиям, что служит аргументом в пользу того, что наблюдаемые возмущения ионосферы можно интерпретировать как проявление атмосферно-ионосферных связей.

Данные о тайфуне Фахаі, или событии ТС 1915 по каталогу JMA, были получены с сайта Японского метеорологического агентства (JMA, <https://www.jma.go.jp/jma/indexe.html>).

Тайфун Faxai достиг категории тайфуна 6 сентября 2019 г., 8 сентября тайфун достиг максимальной силы и ему была присвоена 4-я категория по шкале Саффира—Симпсона (SSHWS) [<http://www.nhc.noaa.gov/aboutsshws.php>], а по классификации Японского метеорологического агентства (JMA) для тайфунов Тихоокеанского региона — наивысшая 5-я категория. В период действия тайфуна было зафиксировано максимальное па-

дение давления до 955 гПа. Тайфун ослаб 9 сентября, когда он достиг берегов Японии (<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/summary/wnp/s/201915.html.en>).

Метеорологические данные и спутниковые снимки эволюции тайфуна Faxai позволяют по методикам [Захаров и др., 2019; Zakharov and Sigachev, 2022] оценить параметры самого тайфуна и параметры волновых возмущений, генерируемых тайфуном при своем движении (с учетом того, что скорость возмущений гораздо меньше скорости спутника). Так, радиус глаза по спутниковым данным составляет 11–15 км, радиус ядра оценивается как 110–150 км, а внешний радиус структуры достигает 300 км. Высота действия тайфуна составляет 14 км, т.е. тайфун возмущает атмосферу практически до высоты тропопаузы. Максимальная зарегистрированная скорость ветра составила 43 м/с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ СДВ-РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ

В настоящей работе для исследования отклика нижней ионосферы на прохождение тайфунов использована региональная сеть станций СДВ-радиопросвечивания. Специфика эксперимента заключалась в использовании удобного метода дистанционного исследования воздействий на ионосферу — регистрации амплитудно-фазовых характеристик СДВ-сигналов (в английской транскрипции VLF — very low frequency) радиостанций. Частоты этих сигналов (3–30 кГц) таковы, что они способны распространяться на тысячи километров от передатчика до приемника со слабым затуханием (~2 дБ на 1000 км) в естественном волноводе Земля — ионосфера (отражение от верхней стенки волновода — ионосферы, происходит на высотах ~60 км днем и ~85 км ночью). Амплитуда и фаза сигналов является чувствительным индикатором состояния ионосферы. Если атмосферные волны генерируются тайфуном, то при распространении в верхнюю ионосферу эти волны проходят через нижнюю ионосферу, и индикатором этого будут соответствующие возмущения амплитуды и фазы СДВ-сигнала.

Приемные станции СДВ-радиопросвечивания региональной сети Дальневосточного региона России находятся в Петропавловске-Камчатском, Южно-Сахалинске и Южно-Курильске. Станции оборудованы UltraMSK-приемниками (<http://ultramsk.com>), которые измеряют одновременно амплитуду и фазу MSK (Minimum Shift Keying) модулированных сигналов в частотном диапазоне 10–50 кГц от нескольких передатчиков. MSK-сигналы имеют фиксированные частоты в интервале 50–100 Гц относительно основной частоты. Приемник может регистрировать сигналы с шагом дискретизации от 50 мс до 60 с. Для

анализа использовались данные с временным интервалом 20 с.

Были проанализированы вариации СДВ-сигнала для тайфуна Faxai, который пересекал зоны чувствительности трасс (пять зон Френеля) в отсутствии магнитной и сейсмической активности (т.е. отсутствовали события с магнитудой $M > 5.5$, которые могли бы привести к возмущениям сигнала). Анализ был сделан для амплитуды и фазы сигнала от передатчика NWC (19.8 кГц), расположенного на западном побережье Австралии. Использовались данные, полученные на принимающих станциях (см. рис. 2) в Петропавловске-Камчатском (РТК), Южно-Сахалинске (YSH) и Южно-Курильске (YUK).

В связи с тем, что в дневное время ионосфера средних широт и экваториальная мало чувствительна к слабым, по сравнению с солнечными вспышками, воздействиям, для анализа был выбран ночной интервал времени. СДВ-сигналы имеют суточные и сезонные вариации, поэтому для анализа использовался разностный сигнал, определяемый как разница между наблюдаемым и среднемесячным сигналами. Потом этот сигнал усреднялся за ночной интервал.

На рисунке 3 видно, что по мере движения тайфуна ночная депрессия амплитуды СДВ-сигнала появляется сначала (7 сентября) на ближайших трассах (NWC–РТК, и NWC–YUK, зоны чувствительности которых почти перекрываются), а потом (8 сентября) и на дальней трассе NWC–YSH. Подчеркнем, что возмущения регистрируются в ночные часы, и отмечается средняя за ночь величина ($\langle dA \rangle$). 9 сентября утром тайфун обрушился на Японию и после этого распался.

Проведенный нами анализ показывает, что весь день 8 сентября тайфун находился внутри зон чувствительности трех трасс NWC сигнала (рис. 2).

Для этого дня для трассы NWC–YSH был сделан вейвлет-анализ амплитуды и фазы ночного сигнала, отфильтрованного в диапазоне частот 0.3–15 мГц (рис. 4). Максимум спектральной плотности находится в интервале 0.3–2 мГц (8–55 мин). Диапазоны приведенных оценок в целом совпадают с оценками диапазонов генерации волновых возмущений тайфуном Faxai, приведенными в следующем разделе.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПОСРЕДСТВОМ МИССИИ SWARM

Проект Swarm состоит из трех спутников (А, В и С), расположенных на двух околополярных орбитах: орбиты спутников С и А имеют наклонение 87.4° практически на одной высоте (в 430–460 км для эпохи 2019 г.) и двигаются по сходным орбитам с разницей эпох обращения 2–10 с. Тре-

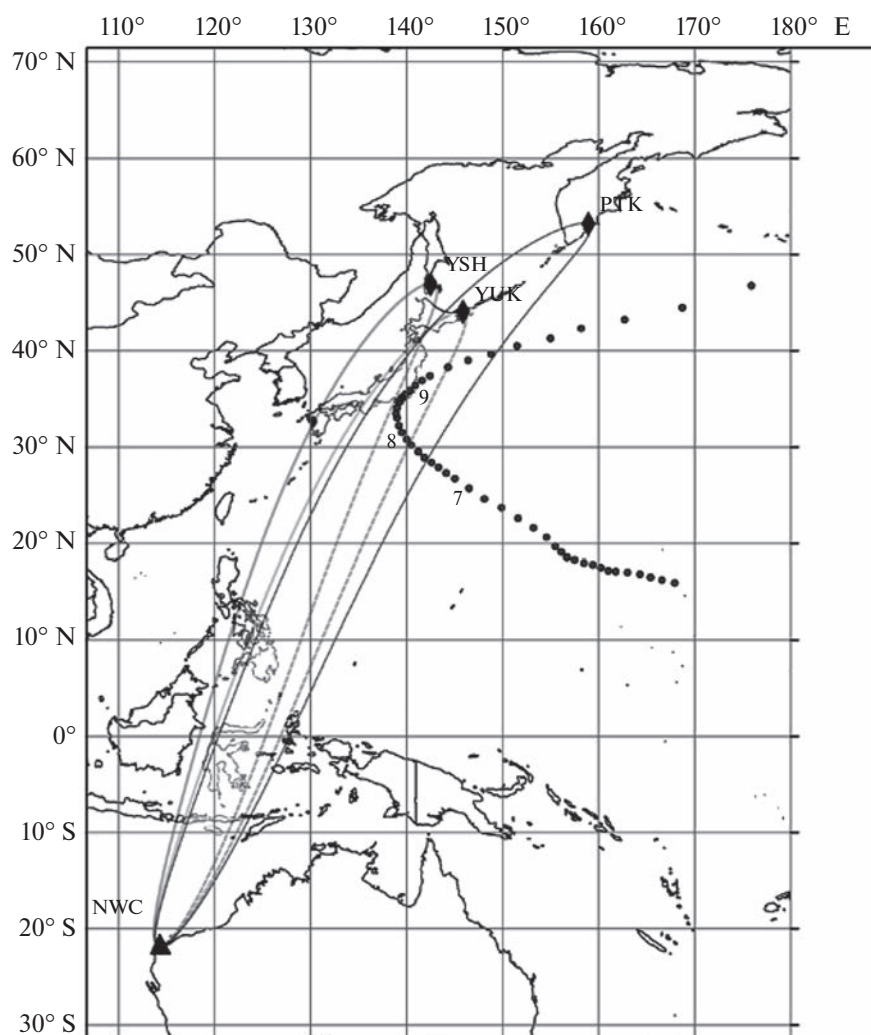


Рис. 2. Взаимное расположение передатчика NWC (треугольник) и принимающих станций (ромбы) в Петропавловске-Камчатском (РТК), Южно-Сахалинске (YSH) и Южно-Курильске (YUK). Эллипсы показывают зоны чувствительности трасс распространения сигнала. Точками показана трасса движения тайфуна Faxai (ТС 1915) в сентябре 2019 г. Цифры отображают даты продвижения тайфуна.

тий спутник имеет иные параметры движения (например, орбиту в диапазоне 500–540 км), не синхронизован с первыми спутниками и является контрольным [Olsen et al., 2013]. В настоящем исследовании используются данные о пространственно-временном распределении электронной концентрации, независимо измеренные ленгмюровскими зондами на борту спутников с частотой опроса 2 Hz и относительной ошибкой не более 1% (<http://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/s/swarm>).

Идея разделения влияния различных процессов на отклик в ионосфере связана с различными пространственно-временными характеристиками изучаемых процессов. Так, влияние ТЦ должно локализоваться в меньшей широтной области, условно связанной с областью шторма или значи-

тельных возмущений в нижней атмосфере. Пространственные масштабы области шторма в атмосфере составляют величины порядка нескольких сотен км и не превосходят 1500 км. Указанные пространственные размеры, с учетом скорости движения ИСЗ (7.4–7.6 км/с), определяют выбор параметров временного фильтра, которые в нашей работе составляют от 15 с до 3–5 мин.

По утверждениям авторов методики и конструкторов спутников SWARM (<http://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/s/swarm>), минимальные величины ионной концентрации, регистрируемых волновыми ленгмюровскими зондами, составляют не менее 100 ионов/см³, что позволяет, в предположении квазинейтральности плазмы на высотах 450–500 км, оценить величину ошибки в определении относительной электрон-

ной концентрации, как не превышающую 1%. Приводимые далее результаты выделенных эффектов везде превосходят указанную величину ошибок эксперимента.

Поиск данных по пролетам сводится к определению геометрического пересечения проекций треков пролетов космических аппаратов с областью, в которой могут наблюдаться ионосферные проявления тропических циклонов. Работа проведена с помощью специализированного ПО, созданного на Физическом факультете МГУ. Все иллюстрации, приведенные в этой части работы, выполнены полуавтоматическим комплексом обработки. При этом решались четыре основные проблемы.

Первая связана с динамикой системы космических аппаратов и параметрами их орбит. Например, возможна ситуация отсутствия пролетов в интересующий период в непосредственной близости от региона действия тропического циклона (ТЦ) или тайфуна (см. рис. 5).

Вторая проблема определяется трудностью выделения изучаемого отклика на фоне естественных ионосферных возмущений. К таковым в нашем случае относятся экваториальная ионосферная аномалия и области овала высоких широт (последний особенно важен в динамике ночной плазмы). Третья проблема связана с тем обстоятельством, что поиск пролетов необходимо провести в ночные часы, когда наиболее существенны эффекты влияния ионосферы на распространение СДВ-сигналов, но уменьшается электронная концентрация, которая в работе используется как естественный маркер волноподобных возмущений в ионосфере.

Наконец, последняя проблема связана с определением возмущенной области, проявляющейся в ионосфере от ТЦ. При этом в случае приближения источника генерации к суше, т.е. препятствию, меняется не только картина генерации, но и происходит (или может происходить) интерференция отдельных волноподобных возмущений.

Рассмотрим далее детально оба пролета за 07.09.2019 г., один из которых попадает на утренние часы 07:20–07:35 UT, а второй – на вечерние, 18:45–19:00 UT, т.е. накануне даты максимального развития исследуемого циклона. Отклик в ионосфере по спутниковым данным во время пролета 07:20–07:35 UT представлен на рис. 6а.

Области широт более $\sim 55^\circ$ N и менее 10° N заняты волноподобными возмущениями, выделяемыми на уровне выше уровня ошибок методики. Рассматриваемая же пространственная область оказывается более подходящей для прогнозируемого влияния единственного ТЦ, и полученный результат соответствует интерференции волн от различных источников, в том числе от ТЦ и береговой кромки. В работе [Zakharov and Sigachev, 2022] для относительных вариаций электронной

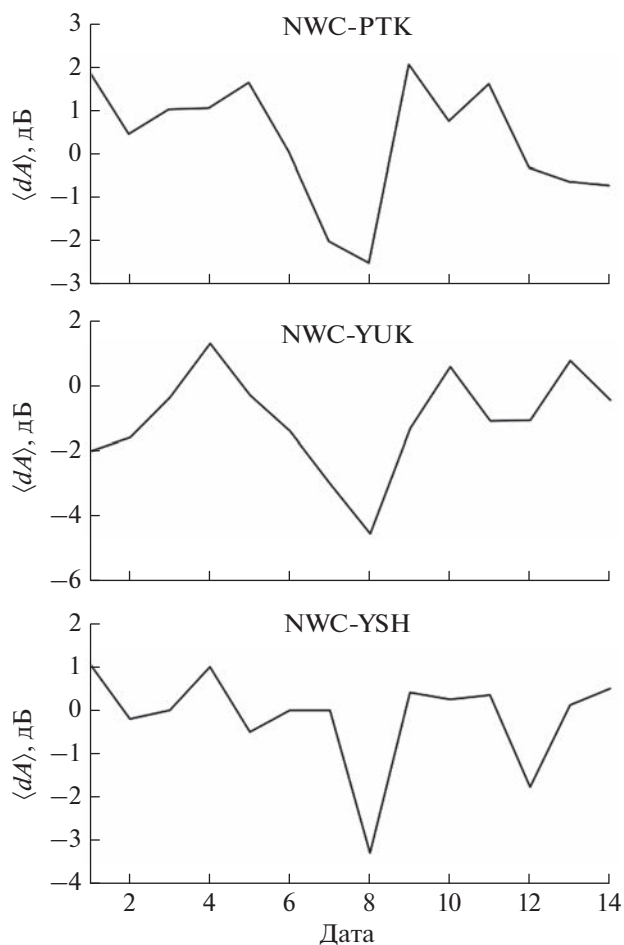


Рис. 3. Вариации амплитуды сигнала NWC для трех трасс, изображенных на рис. 2. Показаны усредненные за ночной интервал времени разностные значения сигнала. По горизонтальной оси – даты в сентябре 2019 г.

плотности приведены величины 4–10% для ТЦ 4–5 категории по шкале Саффира–Симпсона. Указанные категории означают повышенную (минимум на порядок по сравнению с фоном) энергетику процесса или особые условия генерации акустико-гравитационных волн при прохождении изучаемого циклона.

Отклик ионосферы во время пролета 18:45–19:00 UT и полученные при этом результаты показаны на рис. 6б, 7. Видно, что в области шторма выделяются возмущения амплитудой до 20% по синхронным измерениям на обоих КА SWARM. Это очень значительный отклик для ТЦ такой мощности, он не является артефактом и подтверждается выделением неоднородностей на фоне регулярного хода электронной концентрации. Абсолютные величины возмущений в ионосфере над регулярными достигают значений 10^4 см $^{-3}$ и более – см. рис. 7, что в 100 и более раз превосхо-

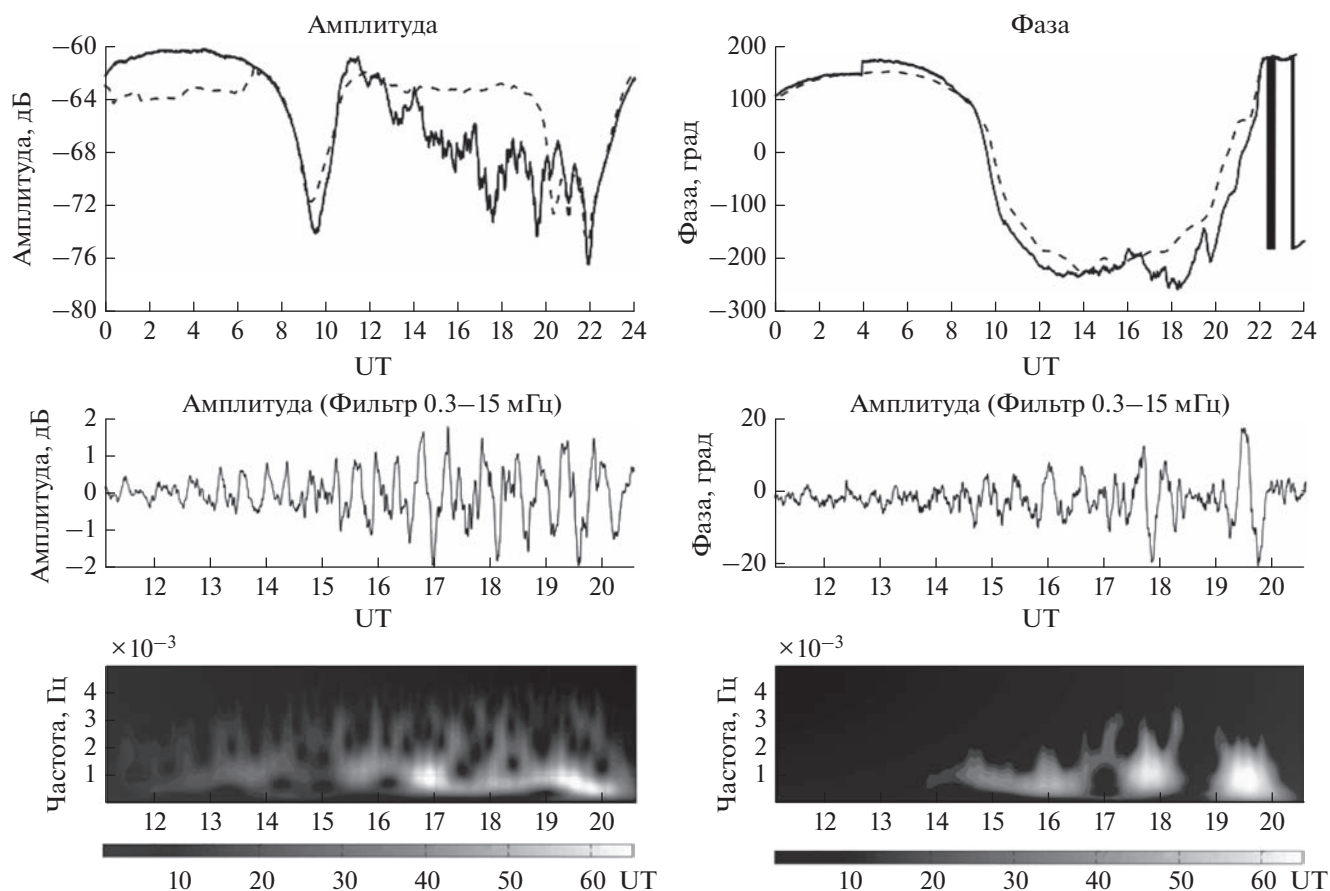


Рис. 4. На верхних графиках изображена амплитуда и фаза NWC-сигнала, зарегистрированного в Южно-Сахалинске 8 сентября 2019 г. (сплошная линия) и среднемесячный сигнал (штриховая линия). Средние графики показывают ночной фильтрованный сигнал и нижние — вейвлет-спектры фильтрованного сигнала.

дит упоминавшиеся инструментальные погрешности.

Наложенные на карту выделенные относительные вариации электронной концентрации на уровне выше максимума ионосферного слоя F_2 представлены на рис. 8.

Возможно, что полученный результат соответствует интерференции ионосферных возмущений, имеющих своим источником не только область шторма, но и представляющих источники на японских островах. При этом возмущения с амплитудой до 20% не могут быть объяснены наличием полярного овала или влиянием экваториальной ионосферной аномалии, которая не наблюдалась на широтах 40° N в данное время. Вечернее время наблюдения может привести, однако, к влиянию высыпаний электронов, но это пока также не подтверждено. Проведенный полный анализ показал, что возмущения свыше 7% также присутствуют и в дневное время.

Рассмотрим теперь пролет 08.09.2019 г. Наблюдалось два пролета над областью ТЦ 06:40–06:55 UT и 18:05–18:20 UT. В обоих зарегистриро-

ваны отклики на прохождение ТЦ, но также в 1.5 раза большем пространственном интервале. Амплитуды откликов достигли 3 и 10% соответственно. На рис. 6в приведены возмущения для периода 18:05–18:20 UT.

В утреннее время 9 сентября зарегистрировано 4 пролета над условной областью шторма. В периоды 02:15–02:40 UT во время пролета SWARM-B анализ выделяет цуги волн амплитудой электронной концентрации до 3%. Напомним, что траектория указанного КА находится выше на 90 км, и равновесная электронная концентрация там меньше. В период 04:00–04:10 UT также во время пролета SWARM-B регистрировались цуги волн, локализованные в области шторма, с амплитудой до 4%. Наконец, в периоды 6:00–06:15 UT на пролете SWARM-A и -B наблюдался шум, не превосходящий величины 2% амплитуды, а в период 7:35–7:50 UT на пролете SWARM-A и -B были видны цуги волн до 3%.

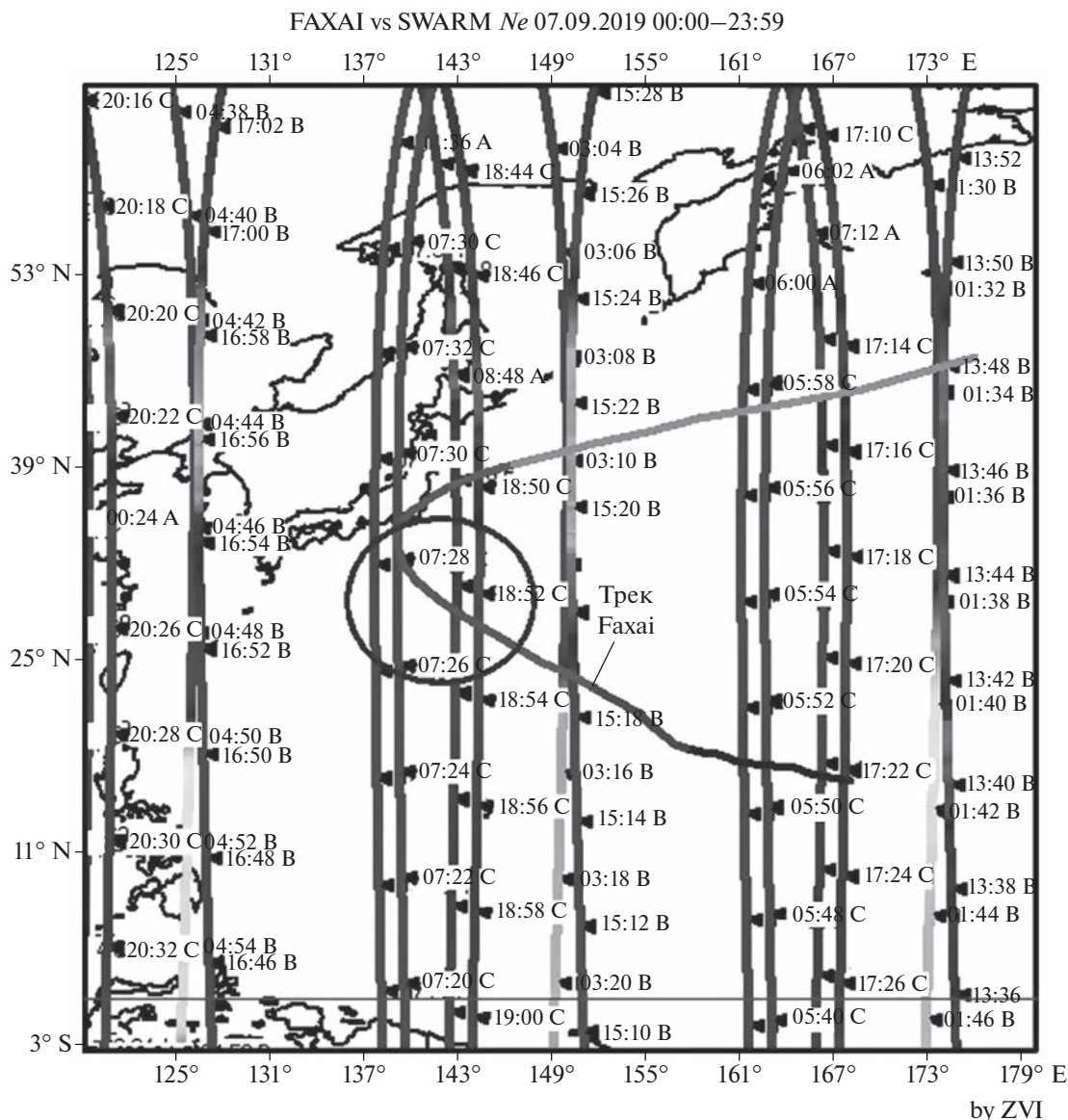


Рис. 5. Область действия циклона Faxai и треки пролетов спутников системы SWARM за сутки 7 сентября 2019 г. Трек тайфуна Faxai приведен за все время его существования. Видны два случая пролета КА SWARM через условную область шторма 07.09.2019 г. (окружность на рисунке). Вдоль каждого трека КА отмечено время пролета соответствующего спутника и его индекс (-А, -В или -С).

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В результате измерений в ионосфере посредством спутника SWARM и СДВ-радиопросвечивания во время активной фазы тропического циклона Faxai в течение трех дней (с 07.09. по 09.09.2019 г.) его максимальной активности и последующего проведенного анализа получены следующие выводы.

Исследовано 8 удачных пролетов спутника. В 2 случаях уверенная регистрация волноподобных структур оказалась невозможной, в 1 случае зарегистрирован anomalously мощный отклик, вероятно обусловленный неучтенным фактором.

В 5 случаях оказалось возможным выделить возмущения относительной амплитуды от 3 до 10%. Удачной регистрации возмущений способствовало то, что область локализации возмущения, ассоциированного с ТЦ в ионосфере, оказывается больше, чем на уровне земли. Это является косвенным подтверждением волновой структуры этих возмущений, что в целом соответствует теоретическим оценкам области с учетом дисперсионных соотношений ВГВ. Амплитуда регистрируемых возмущений в ночной период несколько меньше дневной. Кроме того, структура зарегистрированных откликов напоминает интерфе-

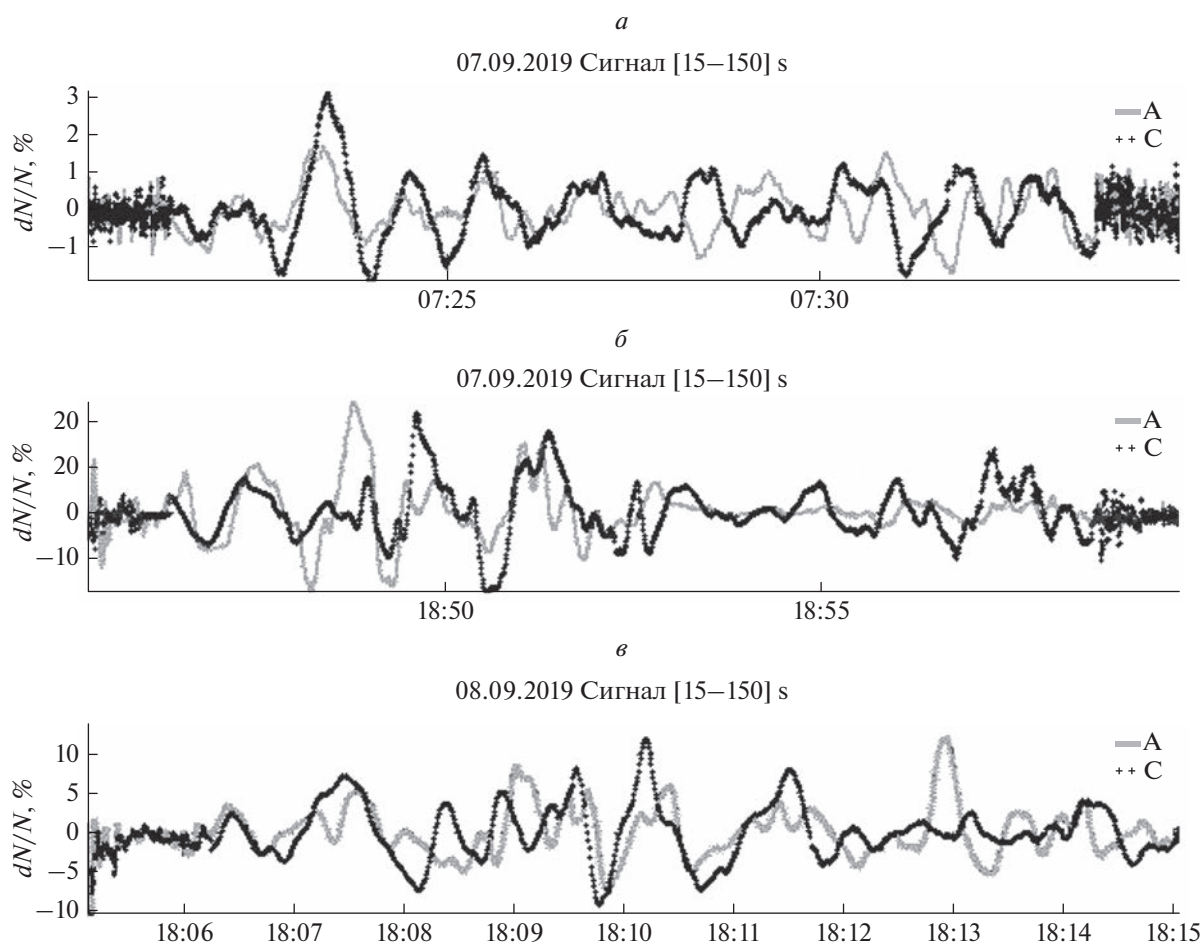


Рис. 6. (*a*) — относительные (в процентах) вариации электронной плотности в полосе 15–180 с для условий рис. 5 во время пролета 07:20–07:35 UT 07.09.2019 г.; (*б*) — то же, но во время пролета 18:45–19:00 UT 07.09.2019 г.; (*в*) — выделенный отклик в ионосфере в полосе 15–180 с 08.09.2019 г.

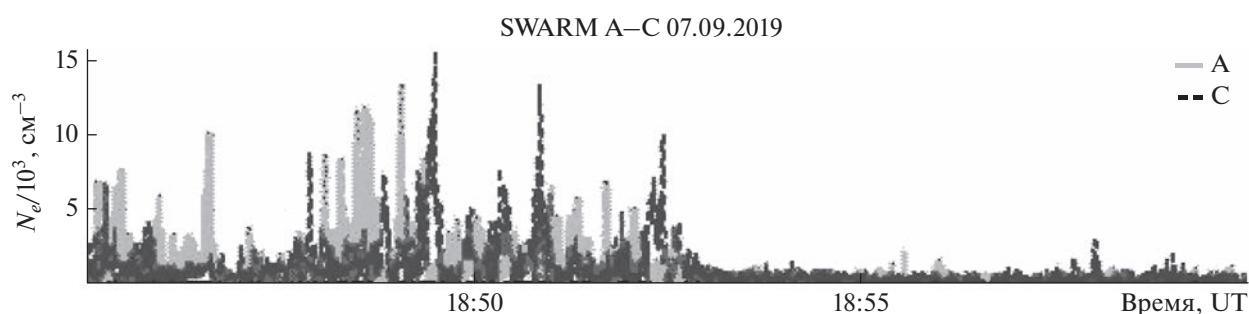


Рис. 7. Выделение неоднородностей электронной концентрации на пролете спутников SWARM -A и -C 07.09.2019 г.

ренционную картину волн от нескольких источников. Вероятно, это обстоятельство связано с тем, что тайфун Faxai 2019 в максимуме своей активности при движении встретил Японские острова, что могло вызвать дополнительную турбулизацию нижней атмосферы и генерацию волновых структур.

Приведенные экспериментальные данные отчетливо демонстрируют волновые возмущения амплитуды и фазы СДВ-сигнала во время активной стадии тайфуна (в частности, для дня 08.09.2019 г., данные для которого были рассмотрены), т.е. присутствие волновых возмущений в нижней ионосфере. Вейвлет-анализ показывает

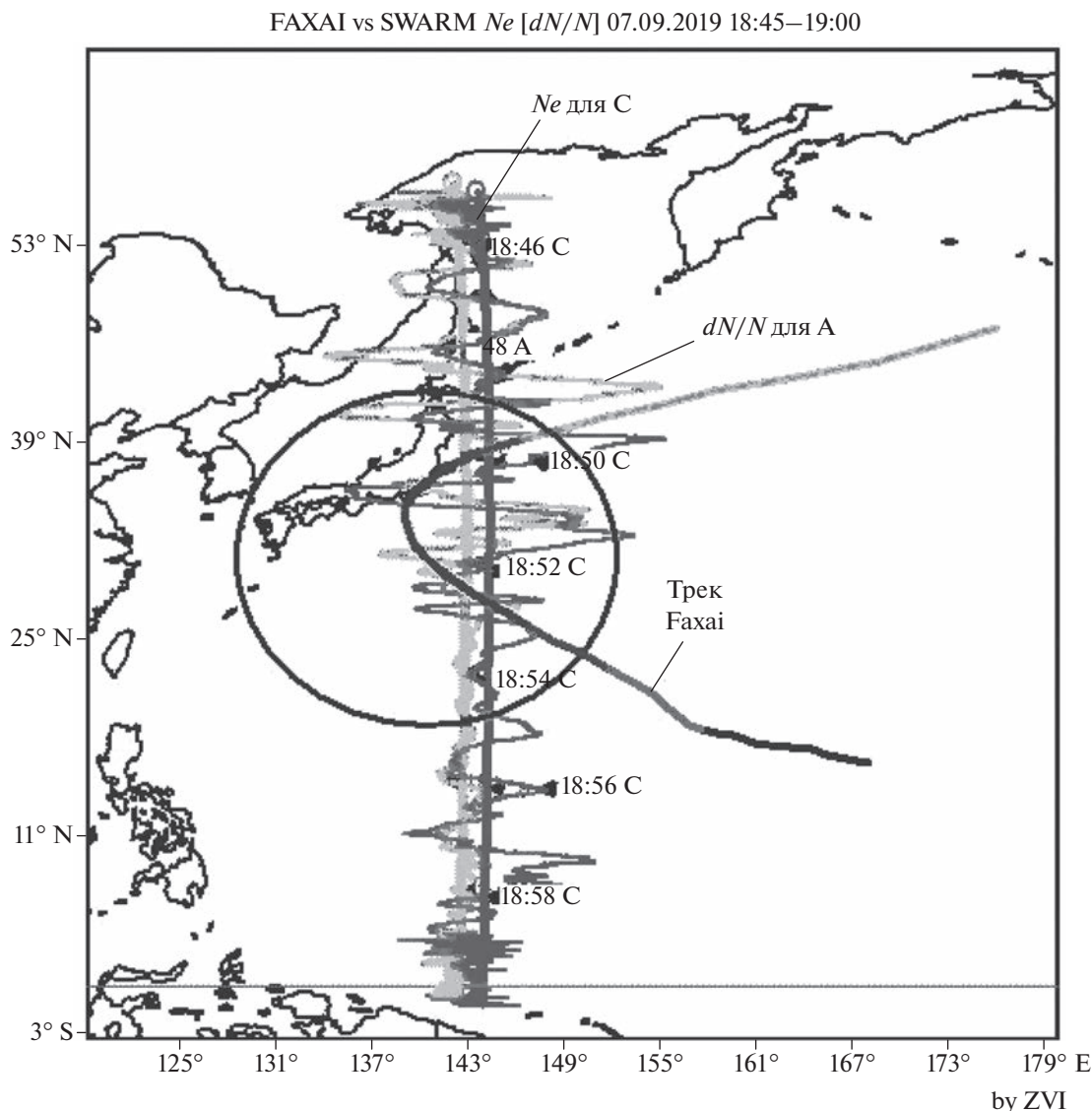


Рис. 8. Пространственная картина выделенных в полосе 15–180 с неоднородностей электронной концентрации на пролете спутников SWARM -А и -С в интервале 18:45–19:00 UT 07.09.2019 г.

наличие волн в диапазоне периодов 8–55 мин, что видно на рис. 4. Этот диапазон соответствует атмосферным внутренним гравитационным волнам (ВГВ).

Для сравнения с этим выводом обратимся к рис. 9, где показан результат измерений на спутнике SWARM приблизительно в то же время суток, что и для вариаций СДВ-сигнала. Видно, что спутник регистрирует вариации плотности ионосферной плазмы верхней ионосферы с масштабом в несколько сотен км, которые являются типичными для ПИВ. Таким образом, и в нижней, и в верхней ионосфере во время активной фазы тайфуна имеют место вариации ионосферной плазмы характерные для распространяющихся ВГВ.

Хотя представление об излучении ВГВ тайфунами неоднократно подтверждалось регистрацией волновых возмущений верхней ионосферы, которые ассоциировались с прохождением тайфунов (см., например, [Chou et al., 2017a, b]), и было также установлено [Захаров и Куницын, 2012], что ВГВ, излучаемые тайфуном, опережают тайфун и распространяются в основном по ходу его движения, но синхронные волновые возмущения на разных высотах — от нижней атмосферы до ионосферы на высотах слоя *D* и *F2* были обнаружены различными методами впервые в настоящей работе.

Вместе с тем, самому механизму воздействия ВГВ от тайфуна на ионосферную плазму, приводящему к наблюдаемым эффектам уделяли недо-

статочно внимания. Здесь необходимо учесть, что, в отличие от акустических волн, ВГВ — это вертикально-поперечные волны, в которых групповая скорость перпендикулярна фазовой, и энергия волн распространяется под прямым углом к направлению распространения волнового фронта. Если тайфун пересекает СДВ-трассу, как показано на рис. 2, то атмосферная волна, генерируемая им, будет распространяться в приэкваториальной ионосфере почти поперек силовых линий геомагнитного поля. При этом возмущения ветра $\delta \mathbf{U}$ будут направлены поперек геомагнитного поля, в результате чего в волне, распространившейся до нижней части F -слоя, возникнут токи $\delta \mathbf{j} = \sigma_p (\delta \mathbf{U} \times \mathbf{B}_0)$. Если токи не бездивергентные, то возникнут поляризационные электрические поля $\delta \mathbf{E}$, которые приведут плазму в движение в направлении $\delta \mathbf{E} \times \mathbf{B}_0$. Схема этих процессов для распространяющейся ВГВ показана на рис. 9, где движения происходят вдоль фронта волны, а магнитное поле направлено из плоскости рисунка.

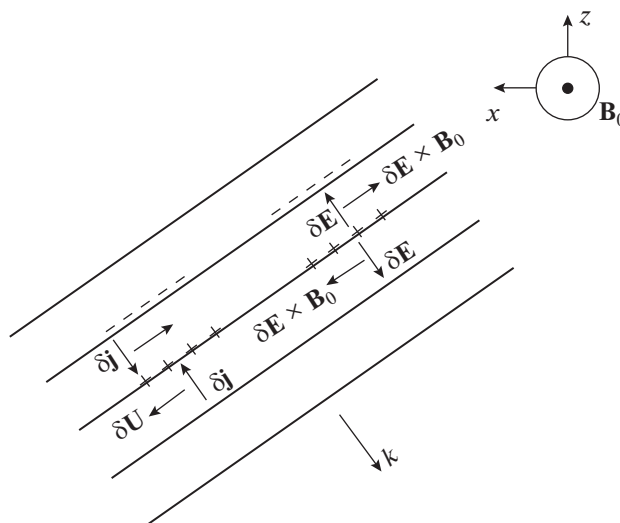


Рис. 9. Схема генерации поляризационного электрического поля атмосферной внутренней волной в нижней части F -области.

Поскольку движение среды в волне встречное, токи не являются бездивергентными даже в однородной плазме. В результате образуются чередующиеся слои разного знака с электрическими полями, соответствующими длине волны. Перпендикулярная к магнитному полю компонента электрического поля в дипольном магнитном поле будет проектироваться в нижнюю ионосферу. При этом вертикальная компонента плазменного дрейфа будет создавать возмущения в виде поднимающихся и опускающихся слоев плазмы, которые будут соответствовать горизонтальной длине волны. В результате подъем и опускание слоев плазмы в D -области будет приводить к уменьшению и увеличению фазы, т.е. к вариациям фазы с периодом доминирующей волны.

В свою очередь, эти же перпендикулярные геомагнитному полю электрические поля приведут к дрейфу плазмы в F -области ионосферы, т.е. к подъему или опусканию столба плазмы, что при достаточно медленных движениях, характерных для ВГВ (с периодом порядка времени рекомбинации), будет сопровождаться соответственно увеличением или уменьшением плотности электронов на масштабах порядка длины волны ВГВ. Именно такая ситуация, скорее всего, имела место во время активной фазы тайфуна Faxai 2019, рассмотренного в настоящей работе.

Следует отметить, что схема на рис. 9 соответствует оптимальному случаю, поскольку в реальной ситуации могут возникнуть условия, когда поляризационные электрические поля будут закорочены. Во-первых, магнитные силовые линии в экваториальной F -области, изгибаясь, пронизывают E -область вне экватора, дневная проводимость которой велика (в настоящей ра-

боте анализируется ночная ионосфера). Во-вторых, если вектор $\mathbf{k}$ волны не строго перпендикулярен силовой линии, токи вдоль магнитного поля будут препятствовать образованию слоев заряда. Это указывает на выделенность некоторых направлений при воздействии ВГВ от тайфуна на ионосферную плазму и обуславливает сложность экспериментального обнаружения этих эффектов.

Отметим наконец, что существуют и другие механизмы перераспределения плазмы по горизонтали в D -области. Один из них — наличие вертикального шира в горизонтальных движениях нейтральной компоненты, когда завихренность этих движений имеет компоненту, направленную противоположно геомагнитному полю. Однако на высотах слоя D этот механизм малоэффективен [Haldoupis and Shalimov, 2021]. Еще один механизм для D (а также F) области — наличие компоненты скорости ВГВ вдоль магнитного поля, когда перераспределение плазмы возможно вдоль силовых линий (см., например, [Шалимов и Соловьева, 2022]). Подчеркнем, что в настоящей работе применительно к тайфунам рассмотрен случай, когда движения в волне ВГВ осуществляются поперек магнитного поля в нижней части F -области.

Таким образом, исследования отклика ионосферы на прохождение тайфунов посредством региональной сети станций СДВ-радиопросвечивания и спутников с низкими орбитами (SWARM в настоящей работе) позволяют достаточно уверенно установить, что ВГВ, генерируемые тайфуном и при благоприятных условиях достигающие ионосферы, способны вызывать как вариации

фазы и амплитуды СДВ-сигнала, так и вариации плотности в верхней ионосфере. Предложенный в настоящей работе механизм воздействия ВГВ на нижнюю ионосферу обусловлен поляризационными полями, возникающими при волновом движении плазмы в нижней части F -области, которые, проектируясь вдоль силовых линий геомагнитного поля в нижнюю ионосферу, вызывают подъем или опускание верхней стенки волновода Земля – ионосфера. В свою очередь, такие движения определяют вариации фазы СДВ-сигнала и высоты F -области.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российской государственной научной фонды (проект № 22-27-00182).

Использованное в работе ПО по анализу данных SWARM создано в рамках Государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова по теме 01200408544 и НОШ МГУ “Фундаментальные и прикладные проблемы физики космоса”. Используемые данные по СДВ-радиопросвечиванию получены на УНУ (Уникальная научная установка “Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира” (<https://ckp-rf.ru/usu/507436/>, <http://www.gsras.ru/unu/>)). Данные в Петропавловске-Камчатском получены Камчатским филиалом ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН” при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания № 075-00576-21 (<http://www.gsras.ru/new/infres/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ванина-Дарт Л.Б., Покровская И.В., Шарков Е.А. Реакция нижней экваториальной ионосферы на сильные тропические возмущения // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 48. № 2. С. 255–260. 2008.
- Ванина-Дарт Л.Б., Шарков Е.А. Основные результаты современных исследований физических механизмов взаимодействия тропических циклонов и ионосферы // Исследование Земли из космоса. № 3. С. 75–83. 2016.
- Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л.: Гидрометеиздат. 267 с. 1987.
- Захаров В.И., Куницын В.Е. Региональные особенности атмосферных проявлений тропических циклонов по данным наземных GPS сетей // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 52. № 4. С. 562–574. 2012.
- Захаров В.И., Пилипенко В.А., Грушин В.А., Хамидуллин А.Ф. Влияние тайфуна VONG-FONG 2014 на ионосферу и геомагнитное поле по данным спутников SWARM: 1. Волновые возмущения ионосферной плазмы // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 2. С. 114–123. 2019.
<https://doi.org/10.12737/szf-52201914>
- Шалимов С.Л., Соловьева М.С. Отклик ионосферы на прохождение тайфунов по наблюдениям методом СДВ-радиопросвечивания // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 3. 2022.
<https://doi.org/10.12737/szf-81202201>
- Ясюкевич Ю.В., Едемский И.К., Первалова Н.П., Полякова А.С. Отклик ионосферы на гелио- и геофизические возмущающие факторы по данным GPS. Иркутск: ИГУ. 160 с. 2013.
- Bertin F., Testud J., Kersley L. Medium scale gravity waves in the ionospheric F-region and their possible origin in weather disturbances // Planet. Space Sci. V. 23. P. 493–507. 1975.
- Chou M.Y., Lin C.H., Yue Jia, Tsai H.F., Sun Y.Y., Liu J.Y., Chen C.H. Concentric traveling ionosphere disturbances triggered by Super Typhoon Meranti (2016) // Geophys. Res. Lett. V. 44. P. 1219–1226. 2017a.
<https://doi.org/10.1002/2016GL072205>
- Chou M.Y., Lin C.H., Yue Jia, Chang L.C., Tsai H.F., Chen C.H. Medium-scale traveling ionospheric disturbances triggered by Super Typhoon Nepartak (2016) // Geophys. Res. Lett. V. 44. P. 7569–7577. 2017b.
<https://doi.org/10.1002/2017GL073961>
<https://www.jma.go.jp/jma/indexe.html>
<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/summary/wnp/s/201915.html.en>
<http://ultramsk.com>
<http://www.gsras.ru/new/infres/>
<https://ckp-rf.ru/usu/507436/>
<http://www.gsras.ru/unu/>
<http://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/s/swarm>
- Haldoupis C., Shalimov S. On the altitude dependence and role of zonal and meridional wind shears in the generation of E region metal ion layers // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 214. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105537>
- Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X. Variability of the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2000. V. 62. P. 685–693.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00029-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00029-8)
- Olsen N., Friis-Christensen E., Floberghagen R. et al. The Swarm Satellite Constellation Application and Research Facility (SCARF) and Swarm data products // Earth Planets Space. V. 65. P. 1189–1200. 2013.
- Rozhnoi A., Shalimov S., Solovieva M., Levin B., Hayakawa M., Walker S. Tsunami-induced phase and amplitude perturbations of subionospheric VLF signals // J. Geophys. Res. V. 117. A09313. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2012JA017761>
- Zakharov V.I., Sigachev P.K. Ionospheric disturbances from tropical cyclones // Adv. Space Res. V. 69. № 11. P. 132–141. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.09.025>

УДК 523.31-853,551.510.535

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СУТОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК E_s ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ КРАТКОСРОЧНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2023 г. Л. П. Корсунова¹, *, В. В. Хегай¹, **¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: lpkors@rambler.ru

**e-mail: hegai@izmiran.ru

Поступила в редакцию 23.06.2022 г.

После доработки 15.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Исследованы изменения отклонений от реперных значений интегральных суточных характеристик спорадического слоя E от дня ко дню в разные сезоны 1987 г., 1996 г., 2003–2004 гг. и 2014 г. Анализ проводился на основе ежечасных измерений японских наземных станций вертикального зондирования ионосферы с целью выявления возможных краткосрочных ионосферных предвестников коровых (поверхностных) землетрясений с магнитудами $M \geq 6.5$ в условиях реальных наблюдений. По совпадению максимумов в изменениях рассматриваемых характеристик E_s в одни и те же сутки на парах станций, разнесенных на сотни километров друг от друга, было обнаружено 12 возможных ионосферных предвестников землетрясений (истинные “тревоги”) и 22 ложные “тревоги”, за которыми не последовали землетрясения указанного диапазона в разных сезонах 1987 г., 1996 г., 2003–2004 гг. Определена эффективность выделения возможных краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений по выбранной методике на основе оценки Хансена–Койпера (R_{score}), которая оказалась равной 0.82 для указанных периодов времени. Сделан вывод, что предложенная методика выявления краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений может быть использована в реальных условиях.

DOI: 10.31857/S0016794022600417, EDN: DLVQCSJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия широко обсуждались вопросы сейсмоионосферного взаимодействия (см. работы [Ondoh, 2000, 2003; Silina et al., 2001; Hobara and Parrot, 2002; Pulinets and Boyarchuk, 2004; Liu et al., 2006; Sharma et al., 2006; Sarkar et al., 2007; Dabas et al., 2007; Корсунова и Хегай, 2008, 2018; Perrone et al., 2010; Xia et al., 2011; Perevalova et al., 2014; Пулинец и др., 2014; Бычков и др., 2017]) и поиска ионосферных предвестников землетрясений (ИПЗ). При этом рассматривались изменения различных ионосферных параметров: критической частоты регулярного слоя F_2 (foF_2), полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере (иначе Total Electron Content – TEC), температуры электронов на высотах слоя F_2 , предельной частоты отражений и частоты экранирования спорадического слоя E ($foEs$, и $fbEs$ соответственно), а также LF -радиосигналы (см., в частности, работу [Saha et al., 2014]). Большинство известных методов исследования изменений вышеперечисленных ионосферных параметров

дают достаточно полную информацию о состоянии верхней ионосферы в сейсмоактивные периоды, тогда как сведений о нижней ионосфере значительно меньше. Кроме прямых измерений со спутников, метод наземного вертикального зондирования позволяет получить данные об электронной концентрации как в области F , так и ниже. Это особенно важно с учетом долговременных непрерывных наблюдений на многих наземных станциях вертикального зондирования ионосферы (НСВЗИ) по всему миру. Значительный интерес в этой связи приобретает изучение изменений в ионосфере в периоды подготовки землетрясений в окрестности соответствующих НСВЗИ.

Отклик ионосферы на подготовку землетрясений определяется, как правило, по отклонению тех или иных параметров ионосферы от выбранных фоновых значений. Так, в указанной выше работе [Liu et al., 2006] на основе анализа 184 землетрясений на о-ве Тайвань было показано, что перед коровыми землетрясениями только с магнитудами $M \geq 5.4$ и эпицентрными расстояниями $R \leq 150$ км до НСВЗИ наблюдались специфич-

ческие аномалии в ионосфере сейсмогенного происхождения (preearthquake ionospheric anomalies — PEIAs), которые оказались статистически значимыми. Они представляли собой аномальные понижения более чем на 25% величины $foF2$ от своего фонового значения в дневной период (12:00–18:00 LT) в интервале 1–5 дней до подземного толчка. Кроме того, авторы этой работы установили, что вероятность регистрации PEIA перед подземным толчком увеличивается с магнитудой землетрясения, но уменьшается с увеличением расстояния от эпицентра землетрясения до НСВЗИ. Аналогичные возмущения ионосферы, предшествующие землетрясению (ВИПЗ) и связанные с последующим подземным толчком, т.е. отрицательные сейсмоионосферные аномалии $foF2$, превышающие стандартное отклонение от фонового уровня, описаны также и в работе [Hobara and Parrot, 2005]. Они были обнаружены за 4 дня до мощного подводного землетрясения с магнитудой $M = 8.3$ вблизи Японии (Nachinohe earthquake, 16.05.1968 г., географические координаты эпицентра $\varphi_e = 40.81^\circ \text{ N}$, $\lambda_e = 143.21^\circ \text{ E}$). Значимые понижения $foF2$ фиксировались только на ионосферных станциях, расположенных на эпицентральных расстояниях, не превышающих ~1500 км.

Однако, так как часто изменения в $foF2$ перед землетрясениями составляют примерно 20–25% от фоновых значений и не превышают стандартного отклонения (см., например, работу [Корсунова и Хегай, 2005]), затруднительно всегда однозначно определять их как ИПЗ. Для повышения надежности выделения возможных ИПЗ в работе [Korsunova and Khagai, 2006] было предложено в дополнение к $foF2$ использовать еще 2 параметра ионосферного спорадического слоя E (Es): действующую (виртуальную) высоту $h'Es$ и экранирующую частоту обыкновенной волны спорадического E -слоя ионосферы — $fbEs$. Идентификация ИПЗ согласно предложенной в этой работе методике производилась по следующим морфологическим признакам: появление в период подготовки коровых землетрясений с $M \geq 6.0$ (на шестидневном интервале до подземного толчка) аномально высокого слоя Es (с превышением медианного значения $h'Es$ на более чем 10 км, которое длится 2–3 ч), сопровождающееся увеличением частот $fbEs$ и $foF2$ (с превышением на 20% их медианных значений) в течение одних и тех же суток. Для расчета медианных значений ионосферных характеристик в подготовительный период накладывалось дополнительное требование, согласно которому значение суточного планетарного геомагнитного индекса $Ap \leq 20$ нТл для всех “реперных” дней.

Дальнейшая апробация этой методики проводилась с использованием данных японских НСВЗИ за 1968–1992 гг. для 18 землетрясений с

магнитудами $M \geq 6.5$ в работе [Корсунова и Хегай, 2008]. Для всех землетрясений были выделены их возможные ионосферные предвестники (ИПЗ) и показано, что величина аномальных отклонений во всех ионосферных параметрах уменьшается с удалением от эпицентра. Этот же подход был реализован в регионе Италии применительно к массиву менее сильных коровых землетрясений, случившихся за период 1979–2009 гг. (с магнитудами, лежащими в диапазоне $5.5 \leq M < 6.0$) в работе [Perrone et al., 2010]. Для этих коровых землетрясений, эпицентры которых располагались на расстояниях менее 500 км от НСВЗИ ROME, были выделены предполагаемые ИПЗ, за которыми последовали землетрясения. В этой же работе также было показано, что в ряде случаев аналогичные изменения ионосферных параметров наблюдаются и в отсутствие землетрясений (так называемые ложные “тревоги”). Они были немногочисленны, но их количество оказалось сравнимо с количеством истинных ИПЗ.

Для того чтобы в дальнейшем успешно применять предложенную выше методику выделения ИПЗ, необходимо выяснить, насколько она эффективна. В работе [Chen et al., 2004] было предложено несколько способов определения эффективности того или иного метода выделения ИПЗ из экспериментальных ионосферных данных в эпигнозе. При этом составляется соответствующая таблица сопряженности признаков (contingency table) для выбранного интервала наблюдений, и дни распределяются в матрице 2×2 согласно своим характеристикам, а затем используется та или иная оценка качества выделения предполагаемых ИПЗ, как если бы на основании их появления был бы сделан прогноз.

Одна из таких оценок, это так называемая оценка Хансена—Койпера (*Hanssen—Kuipers Score*, *True Skill Statistic*, *Pierce Skill Score*, *Rscore*), которая представляет собой **разность между вероятностью обнаружения истинного предвестника землетрясения и вероятностью обнаружения ложного предвестника**. Ее величина может принимать значения в диапазоне от -1 до 1 , при этом последнее означает стопроцентную вероятность обнаружения истинного предвестника при отсутствии ложных “тревог”. Именно этот метод оценки ранее был использован в работах Korsunova and Khagai [2015] (для Камчатских землетрясений с $M = 4.6$ – 6.0 и эпицентральными расстояниями до соответствующей НСВЗИ PETROPAVLOVSK-KAMCHATSKY $R_e \cong 100$ – 400 км в августе 1998 г.; июне–августе 1999 г.; июле 2000 г.; мае–июне и августе–сентябре 2001 г.; апреле–мае 2002, всего 34 землетрясения) и Корсунова и др. [2016] (для Прибайкальских землетрясений с $M = 3.5$ – 4.8 и $R_e \cong 100$ – 500 км до НСВЗИ IRKUTSK в мае–августе 2008 г.; июне и июле 2009 г.; мае и июле 2010 г.;

июле и августе 2011 г., всего 28 землетрясений). В первом случае оказалось, что $Rscore = 0.82$, а во втором — $Rscore = 0.77$. Эти результаты были получены в отсутствие сильных геомагнитных возмущений, когда 3-часовой планетарный индекс $Kp \leq 3_0$. Как следует из этих работ, использование ежесуточных изменений трех ионосферных параметров ($h'Es$, $fbEs$ и $foF2$) позволяет достаточно надежно выделять возможные ионосферные предвестники даже для землетрясений с $M \leq 6.0$, что при использовании только одного параметра $foF2$ проблематично (см., в частности, работу [Perevalova et al., 2014]).

Однако, в реальных условиях, подготовка землетрясений может происходить при любых геомагнитных условиях. В связи с этим, в работе [Корсунова и Легенька, 2021] была предложена новая методика выделения краткосрочных ионосферных предвестников землетрясений (КИПЗ) по **двум новым введенным интегральным** суточным параметрам спорадического слоя E (Es), для которого на средних широтах нет явной зависимости от геомагнитной активности, как это следует из работы [Чавдаров и др., 1975]. Эта новая методика обнаружения КИПЗ в эпигнозе базируется на вычислении **ежесуточных изменений вероятности появления Es -слоя по сравнению с ее медианным значением** (δPE_s — *суточно-медианная разность вероятностей, которая может быть и отрицательной!*) и **взвешенных суммарных (интегральных) суточных отклонений от медианных значений обычной компоненты предельной частоты отражений $foEs$ (ΔfEs_2)** на заданном периоде наблюдений. При этом рассматриваются одновременные измерения на двух НСВЗИ, удаленных друг от друга на сотни километров, но входящих в зону подготовки одного и того же землетрясения. Апробация этой методики была проведена на примере ряда землетрясений с $M = 6.5–7.4$ в Тихоокеанском регионе, для которых ранее в работе Корсунова и Хегай [2018] **уже были обнаружены КИПЗ** этих землетрясений. Так, в исследовании [Корсунова и Легенька, 2021] было показано, что использование введенных **интегральных** суточных характеристик Es также позволяет выделять возможные КИПЗ готовящегося землетрясения, причем время упреждения ими самого землетрясения с точностью до суток совпадает с полученным ранее по ежечасным изменениям трех параметров ($h'Es$, $fbEs$ и $foF2$). Следует отметить, что эти результаты были получены при условии отсутствия сильных геомагнитных возмущений и было неясно, насколько предложенная методика может быть эффективна применительно к реальным условиям.

Известно, что отклик ионосферы на изменения сейсмической активности зависит от процессов, происходящих в очаге назревающего земле-

трясения. Эти процессы, в частности, обусловлены глубиной очага готовящегося землетрясения, с чем связана классификация землетрясений по глубине их гипоцентра (поверхностных, промежуточных и глубокофокусных). Эпицентральная зона землетрясения обычно определяется как проекция очаговой зоны землетрясения на поверхность Земли, в которой наиболее сильно проявляются макросейсмические эффекты землетрясения. Следовательно, размер области подготовки землетрясения на поверхности Земли по крайней мере, не меньше. К тому же оказывается (см. монографию [Апродов, 2000]), что чем глубже расположен очаг землетрясения, тем большую территорию охватывают сейсмические проявления при равной энергии землетрясения. Таким образом, промежуточные землетрясения (глубины гипоцентров от 60 до 300 км) охватывают большие площади, чем поверхностные (глубины гипоцентров до 60 км) при одинаковых магнитудах. Далее, время проявления предвестников землетрясений в электростатическом поле в приземной атмосфере (а значит и связанных с ними возможных аномалий в ионосфере — ИПЗ) для разных глубин гипоцентров землетрясений было рассмотрено в работе [Михайлов, 2007]. Вообще говоря, физика очага землетрясения на различных глубинах гипоцентра является задачей специальных исследований. Эти вопросы, безусловно, очень важны с физической точки зрения, однако в нашей работе они не являются предметом изучения.

Для коровых землетрясений (глубина гипоцентра которых не превосходит 60 км), исследованных ниже, характерным сейсмоионосферным откликом являются специфические изменения электронной концентрации на различных высотах ионосферы над зоной подготовки соответствующего землетрясения на поверхности земли незадолго до толчка. Минимальный радиус этой зоны подготовки землетрясения (ρ_D), в которой положение эпицентра землетрясения является нулевой точкой отсчета, определялся согласно исследованию Dobrovolsky et al. [1979] и $\rho_D = 10^{0.43M}$ (км).

Задачами представленного ниже исследования были а) **выделение** вероятных КИПЗ по методике, подробно описанной в работе [Корсунова и Легенька, 2021] для **новой группы** сильных землетрясений с $M \geq 6.5$, основная часть которых не вошла в исследования Корсунова и Хегай [2018] и [Корсунова и Легенька, 2021], по непрерывным длительным измерениям параметров слоя Es на парах НСВЗИ, разнесенных на сотни километров друг от друга, но попадающих в зону подготовки одного и того же землетрясения; б) **оценка** надежности идентификации предполагаемых КИПЗ этих землетрясений в реальных условиях на основе критерия Хансена—Койпера ($Rscore$).

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для решения поставленных задач сначала необходимо было получить длительные ряды ежесуточных измерений параметров слоя E_s при одновременных наблюдениях на парах разнесенных на сотни километров НСВЗИ для выбранных периодов времени. К таким периодам были отнесены зимние и равноденственные месяцы 1987, 1996, 2003, 2004 и 2014 гг., когда было зафиксировано минимальное число появлений землетрясений с магнитудами $M \geq 6.5$ (либо их отсутствие). Месяцы с мая по август любого года были исключены из рассмотрения, т. к. из-за частого круглосуточного существования E_s в течение нескольких дней к ним неприменима методика выделения КИПЗ, подробно описанная в работе [Корсунова и Легенька, 2021].

В проведенном ниже анализе использовались данные измерений $foEs$, полученные на японских среднеширотных НСВЗИ: WAKKANAI (географические координаты 45.2° N, 141.8° E), AKITA (39.7° N, 140.1° E), KOKUBUNJI (35.7° N, 139.5° E) и YAMAGAWA (31.2° N, 130.5° E), для которых имелись многолетние непрерывные наблюдения ионосферы, доступные для дальнейшей обработки. Так как выделение КИПЗ производится на основе сравнения изменений двух интегральных суточных характеристик E_s -слоя ионосферы (δPE_s и ΔfEs_s) на двух станциях (в соответствии с работами [Корсунова и Легенька, 2021]), то для зафиксированных землетрясений подбирались пары НСВЗИ, когда обе (или хотя бы одна из них) входили бы в зону подготовки того или иного землетрясения. Как уже указано выше, радиус зоны подготовки землетрясения (ρ_D), в которой положение эпицентра землетрясения является нулевой точкой отсчета, определялся согласно исследованию Dobrovolsky et al. [1979]. Так как выбор нужных пар НСВЗИ обусловлен их взаиморасположением и расстояниями станций относительно эпицентра землетрясения, для разных периодов это были разные пары НСВЗИ. Поэтому для 1987 г. это были пары (AKITA, KOKUBUNJI) и (YAMAGAWA, KOKUBUNJI), для 1996 г. — (KOKUBUNJI, WAKKANAI) и (KOKUBUNJI, YAMAGAWA), для 2003, 2004 и 2014 гг. — (WAKKANAI, KOKUBUNJI). Всего по парам станций было рассмотрено 20 месяцев ионосферных наблюдений в периоды времени, когда землетрясения наблюдались и 6 месяцев, когда землетрясения с $M \geq 6.5$ отсутствовали.

Критерием идентификации КИПЗ с использованием интегральных суточных характеристик δPE_s и ΔfEs_s , как следует из работы [Корсунова и Легенька, 2021] является ОДНОВРЕМЕННОЕ наличие локальных максимумов в этих суточных характеристиках перед подземным толчком на двух НСВЗИ (т. е. совпасть по времени должно

4 локальных максимума!), удаленных друг от друга на несколько сотен километров, но попадающих в зону подготовки соответствующего землетрясения. Дополнительное требование, которое было наложено в этом исследовании, состояло в том, чтобы $\delta PE_s \geq 0$ в эти же сутки хотя бы на одной из пары станций, т.е. *суточно-медианная разность вероятностей* появления E_s (которая является интегральной суточной характеристикой), должна быть неотрицательной. Следовательно, необходимо было найти ежесуточные изменения этих параметров для всех отобранных месяцев разных лет и соответствующих пар станций.

На первом этапе (см. также работу [Корсунова и Легенька, 2021]) по табличным данным ежесуточных измерений $foEs$ вычислялись $PE_{s_i} = NE_{s_i}/n_i$, где NE_{s_i} — число появлений E_s в конкретные сутки, n_i — число реально проведенных сеансов измерений в эти же сутки, при этом $1 \leq n_i \leq 24$. Для сопоставления данных разных станций, где геофизические условия образования E_s могут различаться, вычислялись отклонения реальных PE_{s_i} от их медианных значений за пятнадцатидневный период: $\delta PE_{s_i} = PE_{s_i} - PE_{s_{med}}$ для каждого землетрясения.

Алгоритм вычисления отклонений в $foEs$ отличается от описанного выше, т.к. необходимо было исключить зависимость $foEs$ от местного времени при дальнейшем рассмотрении данных разных станций. Поэтому сначала для каждого часа суток (j) находилась медиана распределения $f_{med}Es_j$ для исследуемого периода времени в 15 сут, а затем — отклонения от нее конкретных ежесуточных значений: $\Delta fEs_j = foEs_j - f_{med}Es_j$, при этом индекс $j \in [0, 23]$, если для данного часа конкретных суток имеется значение $foEs_j$ и $f_{med}Es_j$. В случае, когда значение $foEs_j$ и/или $f_{med}Es_j$ отсутствует для заданного часа суток, ΔfEs остается неопределенной, и эта разность не учитывалась при определении суммарного (интегрального) взвешенного суточного отклонения. Далее, для каждого дня вычислялись взвешенные суммарные (интегральные) суточные отклонения ΔfEs_s , по формуле

$$\Delta fEs_s = [\Delta_1 fEs + \Delta_2 fEs + \dots + \Delta_{23} fEs] / n_i, \quad (1)$$

где n_i — число учтенных значений ΔfEs в каждых конкретных сутках i .

На рисунке 1 приведен пример изменений указанных величин δPE_s и ΔfEs_s на НСВЗИ AKITA и KOKUBUNJI для января 1987 г. Каждая точка на графиках соответствует значению того или иного параметра в конкретные сутки по японскому стандартному времени JST = UT + 9 ч. На верхней панели представлены изменения суточного индекса геомагнитной активности Ap . Сплошная линия со стрелкой вниз у оси времени отмечает день зем-

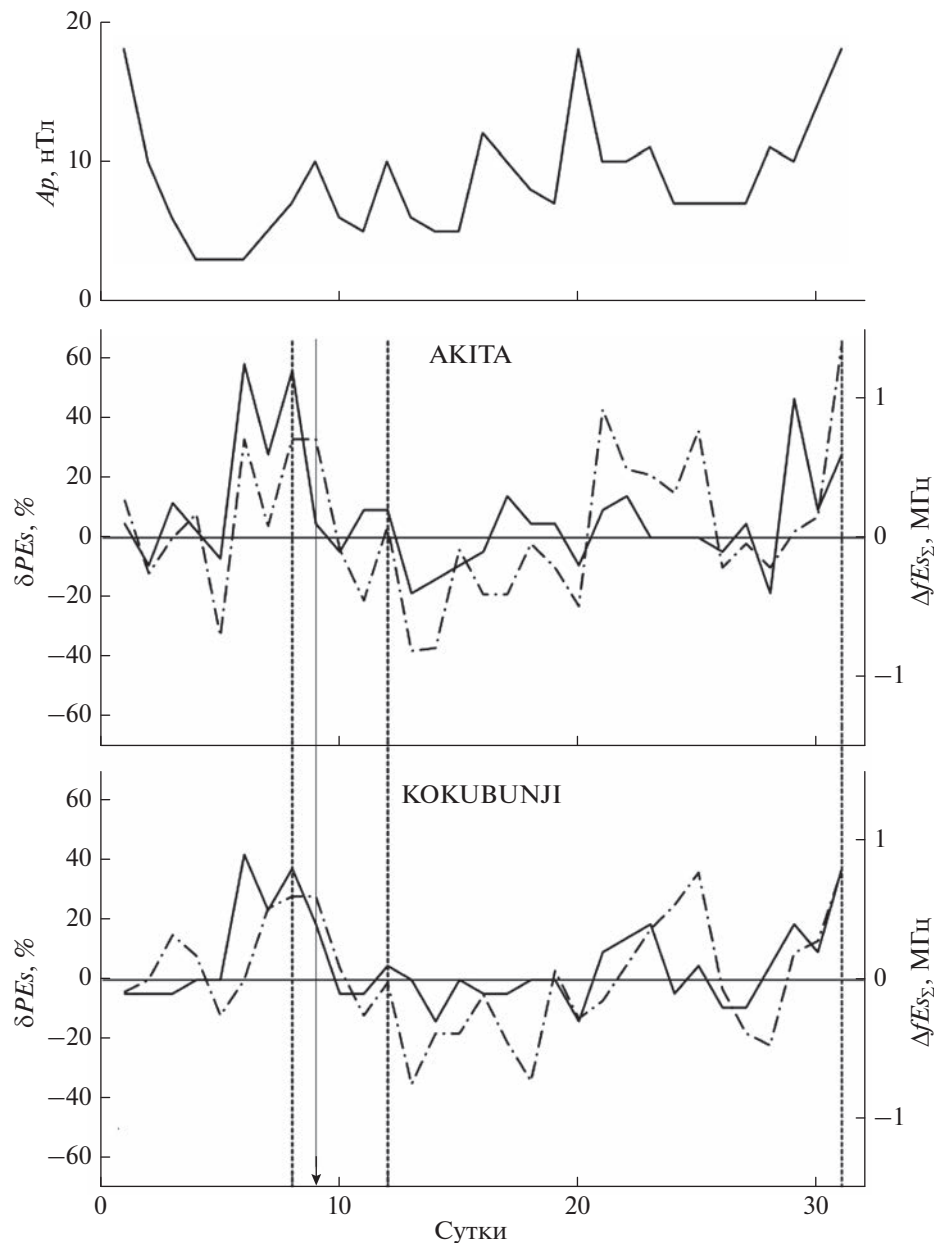


Рис. 1. Изменения интегральных суточных характеристик δPE_s (штрихпунктирные линии, левые оси ординат) и ΔfEs_s (сплошные линии, правые оси ординат) в январе 1987 г. на НСВЗИ АКІТА (средняя панель) и KOKUBUNJI (нижняя панель). Вертикальными штриховыми линиями отмечены три выявленные “тревоги” (08.01.1987 г. — истинная, а 12.01.1987 г. и 31.01.1987 г. — ложные). Вертикальной сплошной линией со стрелкой на самой нижней оси абсцисс отмечен день землетрясения с $M = 6.6$, случившегося 09.01.1987 г. На верхней панели приведены значения суточного индекса геомагнитной активности A_p за этот же период времени.

летрясения (09.01.1987 г.). Вертикальными штриховыми линиями отмечены выделенные “тревоги” в соответствии с критерием идентификации возможного КИПЗ.

Из рисунка видно, что в изменениях интегральных суточных характеристик Es наблюдаются множество локальных максимумов, отличающихся по величине и продолжительности. Как уже было сказано выше, критерием идентификации

возможного КИПЗ (согласно работе [Корсунова и Хегай, 2018] и дополнительному требованию, чтобы $\delta PE_s \geq 0$ в эти же сутки хотя бы на одной из пары станций) является совпадение максимумов указанных характеристик Es на двух разнесенных на сотни километров НСВЗИ (четыре совпадающих локальных максимума). Этим требованиям соответствуют максимумы δPE_s и ΔfEs_s на НСВЗИ АКІТА и KOKUBUNJI 08.01.1987 г.,

12.01.1987 г. и 31.01.1987 (“тревоги”). За первой группой “тревог” последовало землетрясение с $M = 6.6$ – это верный признак КИПЗ, за второй и третьей группой “тревог” землетрясений не последовало – это ложные “тревоги”. Видно, что первые две группы “тревог” отмечались в спокойных геомагнитных условиях ($A_p \leq 10$ нТл), а последняя группа “тревог” наблюдалась, когда уровень геомагнитной активности занимал промежуточное положение между слабой и умеренной возмущенностью ($A_p = 18$ нТл). Отметим также, что для НСВЗИ WAKKANAI, находящейся вне зоны подготовки землетрясения, возможные КИПЗ не были обнаружены.

Выделенные истинные и ложные “тревоги” для других месяцев 1987 г., 1996 г., 2003–2004 гг. и 2014 г. представлены в табл. 1. Там же приведены даты и географические координаты произошедших землетрясений, их магнитуды M , радиусы зон подготовки землетрясений ρ_D по Добровольскому [Dobrovolsky et al., 1979], названия НСВЗИ, данные которых использовались при анализе, эпицентральные расстояния R_e , величины δPEs и ΔfEs_{Σ} в выделенных максимумах ежесуточных изменений этих параметров (отнесенные к “тревогам”) и значения суточного индекса геомагнитной активности A_p .

Как следует из табл. 1, за исследованные периоды времени (исключая 2014 г.) произошло 14 землетрясений с магнитудами $M = 6.6–7.2$, при этом 12 из них предварялись верными “тревогами”, и только в двух случаях (22.04.1987 г. и 19.11.1996 г.) предупреждения (“тревоги”) не было, т. е. произошли “пропуски целей” – соответствующих землетрясений. За все месяцы указанных лет отмечено 22 ложные “тревоги”. Если учесть, что были проанализированы данные за 20 месяцев, то ложные “тревоги” в среднем отмечаются один раз в месяц.

Проведенный анализ показал, что в некоторых случаях отклонения δPEs от фоновых медианных значений в выделенных “тревогах” отрицательны (см. табл. 1). Так как выделение “тревог” проводилось на основе совпадения по времени максимумов в изменениях интегральных суточных характеристик δPEs и ΔfEs_{Σ} , то отрицательные значения δPEs означают, что в этих случаях эффект, связанный с подготовкой землетрясения, меньше вклада от изменяющегося динамического режима среды, влияющего на образование Es за исследуемый промежуток времени.

Расчеты для зимних и равноденственных месяцев 2014 г. в отсутствие землетрясений в указанном интервале магнитуд обнаружили лишь одну ложную “тревогу” (см. табл. 1). Тем не менее, в реальных условиях неизвестно, какая именно обнаружена “тревога” (истинная или ложная), поэтому необходимо оценить эффективность ис-

пользования критерия выделения КИПЗ сильных землетрясений по ежесуточным изменениям использованных δPEs и ΔfEs_{Σ} – интегральных суточных характеристик Es .

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценка эффективности выделения КИПЗ, использованная в этой работе (оценка Хансена–Койпера), дается выражением

$$Rscore = [a/(a + c)] - [b/(b + d)], \quad (2)$$

в котором a – число дней с тревогами, за которыми последовали землетрясения (корректный прогноз, “попадание в цель”, землетрясение происходит); b – число дней с тревогами, за которыми не последовали землетрясения (ложные “тревоги”); c – число дней с землетрясениями в отсутствие тревог (пропуск “цели”); d – число дней без тревог и землетрясений.

В нашем исследовании $Rscore$ вычислялось для трех временных интервалов наблюдений: 1987 г., 1996 г. и 2003–2004 гг. отдельно. Значения величин a , b , c и d в выражении (2) определялись на основании данных табл. 1. Ниже в табл. 2 приведены значения a , b , c и d и соответствующие им значения $Rscore$.

Из таблицы 2 следует, что значения $Rscore$ изменяются в пределах 0.76–0.94, причем наименьшие значения обусловлены пропуском “цели”, т. е. землетрясением, случившимся на фоне отсутствия КИПЗ по выбранной методике. Значение $Rscore = 0.76$ можно считать минимальным (пороговым) при оценке эффективности данной методики выделения КИПЗ. В табл. 2 также приведены оценки $Rscore$ для Камчатских землетрясений с $M = 4.6–6.0$ по ионосферным наблюдениям в летние месяцы 1998–2002 гг. с использованием ежечасных значений параметров $h'Es$, $fbEs$ и $foF2$ из работы [Korsunova and Hegai, 2015], а также для Прибайкальских землетрясений вблизи Иркутска с $M = 3.5–4.8$ по 15-минутным измерениям параметров $h'Es$, $fbEs$, $foEs$ и $foF2$ в летние месяцы 2008–2011 гг. из работы [Корсунова и др., 2016]. В обеих работах получены близкие значения $Rscore$ (см. табл. 2), хотя указанные землетрясения произошли в разные годы и в различных регионах.

И, хотя методика выделения возможных КИПЗ по интегральным суточным характеристикам Es , отличается от использованной в работе [Korsunova and Hegai, 2015] такое соответствие $Rscore$ свидетельствует о высокой степени эффективности предложенной в работе [Корсунова и Легенька, 2021] новой методики идентификации КИПЗ. Для рассмотренного в этой работе региона Японии (за все годы) с вероятностью $\geq 80\%$ по этой методике среди всех выделенных тревог могут быть идентифицированы КИПЗ. Преимуще-

Таблица 1. Параметры “тревог” и землетрясений

Месяц, год	Дата “тревоги”	Дата землетрясения	Географические координаты эпицентров землетрясения	M	ρ_D , км	НСВЗИ	R_e , км	A_p , нТл	δPE_s , %	$\Delta f_o E_s$, МГц
Январь 1987 г.	8.01	9.01	39.9° N 141.7° E	6.6	690	AKITA KOKUB	140 305	7	33 28	1.2 0.8
	12.01	Ложная тревога				AKITA KOKUB		10	4 –1	0.2 0.1
	31.01	Ложная тревога				AKITA KOKUB		8	65 37	0.6 0.8
Февраль 1987 г.	5.02	6.02	37.0° N 141.1° E	6.8	840	KOKUB AKITA	240 330	4	17 –4	0.8 0.1
	11.02	Ложная тревога				KOKUB AKITA		7	9 21	0.5 0.6
	25.02	Ложная тревога				KOKUB WAKK		7	21 21	0.8 0.3
Март 1987 г.	17.03	18.03	32.0° N 131.8° E	6.7	760	YAMAG KOKUB	150 820	13	7 15	0.1 0.3
	27.03	Ложная тревога				YAMAG KOKUB		26	15 15	0.4 0.8
Апрель 1987 г.	6.04	7.04	37.4° N 141.8° E	6.6	690	KOKUB AKITA	280 300	7	6 16	0.4 0.8
	10.04	Ложная тревога				KOKUB AKITA		10	15 8	0.7 0.8
	Пропуск “цели”	23.04	37.2° N 141.6° E	6.6	690	KOKUB AKITA	250 310	4	– –	– –
	30.04	Ложная тревога				KOKUB AKITA		4	17 25	2.2 0.7
Сентябрь 1987 г.	2.09	Ложная тревога				KOKUB WAKK		12	8 23	0.8 1.6
	16.09	Ложная тревога				KOKUB WAKK		19	21 21	0.8 0.3
Октябрь– Декабрь 1987 г.	Нет тревог и землетрясений с $M \geq 6.5$									
Январь 1996 г.	8.01	Ложная тревога				KOKUB WAKK		4	–8 29	0.2 0.7
Февраль 1996 г.	5.02	7.02	45.3° N 149.9° E	7.2	1250	WAKK KOKUB	680 1380	6	8 12	0.3 0.4
	16.02	17.02	37.4° N 142.4° E	6.7	760	KOKUB WAKK	320 900	9	12 21	0.7 0.1
Март 1996 г.	14.03	Ложная тревога				KOKUB WAKK		9	17 21	0.5 0.2
Апрель 1996 г.	25.04	Ложная тревога				KOKUB WAKK		5	0 21	1.3 1.1
Сентябрь 1996 г.	24.09	Ложная тревога				YAMAG KOKUB		8	4 –8	0.2 0.2

Таблица 1. Окончание

Месяц, год	Дата “тревоги”	Дата землетрясения	Географические координаты эпицентров землетрясения	M	ρ_D , км	НСВЗИ	R_e , км	A_p , нГл	δPE_s , %	$\Delta f_o Es_\Sigma$, МГц
Октябрь 1996 г.	17.10	19.10	31.9° N 131.5° E	7.0	1020	YAMAG KOKUB	90 850	6	-8 0	0.5 0.3
Ноябрь 1996 г.	7.11	Ложная тревога				YAMAG KOKUB		4	25 17	1.2 0.1
	Пропуск “цели”	20.11	34.4° N 141.1° E	6.8	840	YAMAG KOKUB	1040 210	10	—	—
Декабрь 1996 г.	1.12	2.12	31.8° N 131.3° E	6.9	930	YAMAG KOKUB	70 870	3	25 17	0.4 0.8
	16.12	Ложная тревога				YAMAG KOKUB		12	8 11	1.1 1.1
	19.12	Ложная тревога				YAMAG KOKUB		1	0 11	0.5 0.4
Сентябрь 2003 г.	25.09	26.09	41.8° N 143.6° E	6.7	760	WAKK KOKUB	430 760	28	4 17	0.4 0.1
	9.09	Ложная тревога				WAKK KOKUB		22	20 17	1.1 0.8
Октябрь 2003 г.	30.10	31.10	37.8° N 142.6° E	7.0	1020	WAKK KOKUB	850 360	191	17 9	0.4 0.8
	10.10	Ложная тревога				WAKK KOKUB		2	29 13	0.4 0.4
	25.10	Ложная тревога				WAKK KOKUB		16	21 9	0.8 0.7
Ноябрь 2004 г.	28.11	29.11	43.0° N 145.1° E	7.0	1020	WAKK KOKUB	380 940	13	5 8	1.0 0.4
	9.11	Ложная тревога				WAKK KOKUB		119	0 -8	1.2 1.3
Декабрь 2004 г.	5.12	6.12	49.9° N 145.8° E	6.8	840	WAKK KOKUB	430 920	9	9 4	0.7 0.2
	23.12	Ложная тревога				WAKK KOKUB		6	25 12	1.3 0.1
	31.12	Ложная тревога				WAKK KOKUB		7	13 0	0.4 0.4
Март 2014 г.	23.03	Ложная тревога				WAKK KOKUB		6	25 12	0.2 0.4
Январь— Февраль, Октябрь— Декабрь 2014 г.	Нет тревог и землетрясений с $M \geq 6.5$									

Таблица 2. Число дней с заданными характеристиками a , b , c и d в рассмотренные периоды наблюдений и величина $Rscore$

Регион	Магнитуды	Годы	a	b	c	d	$Rscore$
Япония	$M \geq 6.5$	1987 г.	4	9	1	225	0.76
Япония	$M \geq 6.5$	1996 г.	4	7	1	231	0.77
Япония	$M \geq 6.5$	2003–2004 гг.	4	6	0	109	0.94
Япония	$M \geq 6.5$	За все годы	12	22	2	565	0.82
Камчатка	$M = 4.6–6.0$	1998–2002 гг.	29	9	5	280	0.82
Прибайкалье	$M = 3.5–4.8$	2008–2011 гг.	23	12	5	244	0.77

Примечание: a — число дней с тревогами, за которыми последовали землетрясения (корректный прогноз, “попадание в цель”, землетрясение происходит);

b — число дней с тревогами, за которыми не последовали землетрясения (“ложные тревоги”);

c — число дней с землетрясениями в отсутствие тревог (пропуск “цели”);

d — число дней без тревог и землетрясений.

ством ее использования является возможность применения в реальных условиях независимо от состояния магнитного поля Земли. Следует отметить, что в основном выделенные нами КИПЗ (11 из 12) наблюдались в геомагнитоспокойных или слабовозмущенных условиях ($3 \leq Ap \leq 28$ нТл) и только один раз во время сильной магнитной бури ($Ap = 191$ нТл).

Проведенные расчеты показали, что вклад ложных “тревог” в величину $Rscore$ невелик (см. табл. 2), но для предупреждения о сейсмической опасности важно знать, как отличить ложные “тревоги” от истинных КИПЗ. Контролирующим фактором в реальных условиях может быть геомагнитная активность, поэтому был проведен анализ, целью которого было получение ответа на вопрос: “При каком состоянии магнитного поля Земли появление ложных тревог наиболее вероятно?”. Как следует из табл. 1 (до декабря 2004 г. включительно), чаще всего (в 15 случаях из 22) ложные “тревоги” появляются при спокойном геомагнитном поле ($Ap \leq 10$ нТл), а значение трехчасового индекса $ap_{\max}$ не превышает 22 нТл. Примерно пятая часть ложных тревог отмечена при слабой возмущенности геомагнитного поля ($Ap = 16–26$ нТл, а $ap_{\max} = 27–39$ нТл) что по классификации работы [Loeve and Prolls, 1997], соответствует слабой магнитной буре. И только в одном случае в ноябре 2004 г. ложная “тревога” отмечена при сильной магнитной буре. Из проведенного анализа следует, что ложные “тревоги”, как и истинные, появляются преимущественно в отсутствие сильных геомагнитных возмущений, т.е. состояние магнитного поля Земли не оказывает существенного влияния на появление “тревог”.

Для обнаружения отличий ложных “тревог” от истинных были проанализированы значения отклонений интегральных суточных характеристик Es в выделенных максимумах δPE_s и ΔfEs_s , приведенных в табл. 1. Оказалось, что в среднем, абсолютные значения этих величин мало отличаются

для ложных и истинных “тревог”. Так, например, средние значения $\Delta fEs_s = 0.79$ МГц, $\delta PE_s = 16\%$ для ИПЗ и $\Delta fEs_s = 0.85$ МГц, $\delta PE_s = 21\%$ для ложных “тревог”, хотя максимальные значения обеих характеристик Es в ложных “тревогах” почти в 2 раза превышают значения для ИПЗ. Однако, главное отличие истинных ИПЗ от ложных “тревог” было обнаружено при сравнении величин отклонений δPE_s и ΔfEs_s в выделенных максимумах на двух НСВЗИ. В случае ИПЗ максимальные значения δPE_s на двух станциях оказались близки между собой: $(\delta PE_s)_{НСВЗИ-1} - (\delta PE_s)_{НСВЗИ-2} \leq 10\%$ в 10 из 12 случаев, тогда как для ложных “тревог” такая разница отмечена только в половине случаев (11 из 22). При этом разница в максимальных отклонениях ΔfEs_s на двух станциях $(\Delta fEs_s)_{НСВЗИ-1} - (\Delta fEs_s)_{НСВЗИ-2} \leq 0.3$ МГц для ИПЗ только в 4 из 12 случаев, тогда как для ложных “тревог” такая разница отмечена в 14 из 22 случаев. Таким образом можно сделать вывод, что для истинных ИПЗ характерны следующие особенности: близкие значения отклонений δPE_s в выделенных максимумах и существенное различие в ΔfEs_s на двух разнесенных НСВЗИ, причем, величина ΔfEs_s больше на станции, расположенной ближе к эпицентру землетрясения (см. табл. 1).

Основываясь на отмеченных специфических особенностях истинных ИПЗ, определим вероятность появления таких же особенностей среди “тревог” ложных. Из табл. 1 следует, что для ложных “тревог” только в 5 случаях из 22 в выделенных максимумах на двух станциях отмечались близкие значения δPE_s и существенно различные значения ΔfEs_s . Это означает, что вероятность ошибки идентификации КИПЗ среди выделенных “тревог” с учетом его специфических свойств составляет примерно 23%. Таким образом, найдено дополнительное условие распознавания возможного КИПЗ с $M = 6.6–7.2$ по данным двух НСВЗИ, разнесенных на сотни километров друг

от друга: близкие значения δPE_s (разность для двух станциях $\leq 10\%$) и существенно различные значения ΔfEs_s (разность для двух станций > 0.3 МГц) для выделенной “тревоги” дают дополнительные основания сделать вывод, что это “тревога” является истинным ИПЗ.

4. ВЫВОДЫ

1. На основании анализа временных изменений впервые введенных в работе [Корсунова и Легенька, 2021] интегральных суточных характеристик ионосферного слоя Es (δPE_s и ΔfEs_s) по непрерывным наблюдениям ряда японских НСВЗИ в зимние и равноденственные месяцы 1987 г., 1996 г., 2003–2004 гг. выявлены 34 случая (“тревоги”), соответствующих критериям идентификации краткосрочного ионосферного предвестника землетрясений (КИПЗ) с магнитудами $M \geq 6.5$. Их них в 12 случаях за тревогами последовали землетрясения, а в 22 случаях “тревоги” оказались ложными. Показано, что предложенный ранее в работе [Корсунова и Легенька, 2021] критерий идентификации КИПЗ является необходимым, но не достаточным условием выявления ионосферного предвестника землетрясения. Поэтому следует проводить дополнительный анализ выявленной “тревоги” на наличие специфических свойств, указанных в этом исследовании, присущих истинному КИПЗ.

2. В результате выполненного исследования получена количественная оценка эффективности предложенной методики идентификации возможных КИПЗ сильных землетрясений в реальных условиях — $Rscore$ (оценка Хансена–Койпера), а также оценена погрешность их обнаружения, обусловленная появлением ложных “тревог”. Показано, что появление “тревог” не связано с изменением состояния магнитного поля Земли. Согласно проведенному анализу:

а) эффективность (численное значение $Rscore$) выявления КИПЗ землетрясений с магнитудами $M = 6.6–7.2$ по интегральным суточным характеристикам Es на двух разнесенных на сотни километров НСВЗИ, различна для разных периодов времени и $Rscore = 0.76–0.94$, таким образом минимальным (пороговым) значением $Rscore$ можно считать величину 0.76, которая представляет собой **РАЗНОСТЬ между вероятностью обнаружения истинного предвестника землетрясения и вероятностью обнаружения ложного предвестника землетрясения.**

б) истинные “тревоги” (КИПЗ) характеризуются тем, что в них максимумы отклонений δPE_s от реперных значений на двух станциях близки между собой, тогда как максимумы отклонений ΔfEs_s существенно отличаются друг от друга. Для

ложных “тревог” такая закономерность отмечена лишь примерно в 23% случаев.

в) ложные “тревоги” появляются в среднем 1 раз в месяц в годы, когда были зафиксированы сильные землетрясения. За 6 мес. 2014 г. в отсутствие землетрясений с $M \geq 6.5$ была отмечена всего одна ложная “тревога”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность NOAA’s National Geophysical Data Center (NGDC) USA, National Institute of Information and Communications Technology (NICT, Japan), World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (Japan), ионосферные и магнитные 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 аэрономия. Т. 57. № 4. С. 532–540. 2017.
- *Корсунова Л.П., Легенька А.Д.* Обнаружение возможных краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений по изменениям ежесуточных характеристик Es // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 803–811. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021050060>
- *Корсунова Л.П., Хегай В.В.* Сейсмо-ионосферные эффекты сильных коровых землетрясений в Тихоокеанском регионе // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 5. С. 706–711. 2005.
- *Корсунова Л.П., Хегай В.В.* Анализ сейсмоионосферных возмущений на цепочке японских станций вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 3. С. 407–415. 2008.
- *Корсунова Л.П., Хегай В.В.* Возможные краткосрочные предвестники сильных коровых землетрясений в Японии по данным наземных станций вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 1. С. 94–101. 2018.
- *Корсунова Л.П., Чистякова Л.В., Хегай В.В.* Изменения в ионосфере перед слабыми землетрясениями в регионе Иркутска // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 4. С. 525–534. 2016.
<https://doi.org/10.7868/S0016794016040088>
- *Михайлов Ю.М.* О свойствах предвестников землетрясений в электростатическом поле в приземной атмосфере // Физика Земли. № 4. С. 76–80. 2007.
- *Пулинец С.А., Узунов Д.П., Давиденко Д.В., Дудкин С.А., Цадиковский Е.И.* Прогноз землетрясений возможен?! М.: Тривант, 144 с. 2014.

- Чавдаров С.С., Часовитин Ю.К., Чернышева С.П., Шефтель В.М. Среднеширотный спорадический слой E ионосферы. М.: Наука, 120 с. 1975.
- Chen Y.-I., Liu J.-Y., Tsai Y.-B., Chen C.-S. Statistical tests for pre-earthquake ionospheric anomaly // *Terr. Atmos. Ocean. Sci. J.* V. 15. № 3. P. 385–396. 2004.
- Dabas R.S., Das R.M., Sharma K., Pillai K.G.M. Ionospheric precursors observed over low latitudes during some of the recent major earthquakes // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 69. P. 1813–1824. 2007.
- Dobrovolsky I. P., Zubkov S. I., Miachkin V. I. Estimation of the size of earthquake preparation zones // *Pure Appl. Geophys.* V. 117. Iss. 5. P. 1025–1044. 1979.
- Hobara Y., Parrot M. Ionospheric perturbation in association with seismic activity. A statistical study // XXVIIth General Assembly of the International Union of Radio Science. Commission E URSI GA 2002 – Oral and Poster Sessions. EGH P.10 (570). Maastricht, the Netherlands, 17–24 August 2002. www.ursi.org/Proceedings/ProcGA02/papers/p0570.pdf
- Hobara Y., Parrot M. Ionospheric perturbations linked to a very powerful seismic event // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 67. Iss. 7. P. 677–685. 2005.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.02.006>
- Korsunova L.P., Khegai V.V. Medium-term ionospheric precursors to strong earthquakes // *Int. J. Geomagn. Aeron.* V. 6. Iss. 3. GI3005. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005GI000122>
- Korsunova L.P., Hegai V.V. Effectiveness criteria for methods of identifying ionospheric earthquake precursors by parameters of a sporadic E-layer and regular F2-layer // *J. Astronomy and Space Sciences.* V. 32. № 2. P. 137–140. 2015.
<https://doi.org/10.5140/JASS.2015.32.2.137>
- Liu J.Y., Chen Y.I., Chuo Y.J., Chen C.S. A statistical investigation of pre-earthquake ionospheric anomaly // *J. Geophys. Res.* V. 111. A05304. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011333>
- Loewe C.A., Prolss G.W. Classification and mean behavior of magnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 102. Iss. A7. P. 14209–142013. 1997.
<https://doi.org/10.1029/96JA04020>
- Ondoh T. Seismo-ionospheric phenomena // *Adv. Space Res.* V. 26. Iss. 8. P. 1267–1272. 2000.
- Ondoh T. Anomalous sporadic-E layers observed before M7.2 Hyogo-ken Nanbu earthquake; Terrestrial gas emanation model // *Adv. Polar Upper Atmos. Res.* № 17. P. 96–108. 2003.
- Perevalova N.P., Sankov V.A., Astafyeva E.I., Zhupityaeva A.S. Threshold magnitude for ionospheric TEC response to earthquakes // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 108. P. 77–90. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.12.014>
- Perrone L., Korsunova L.P., Mikhailov A.V. Ionospheric precursors for crustal earthquakes in Italy // *Ann. Geophysicae.* V. 28. № 4. P. 941–950. 2010.
- Pulnits S.A., Boyarchuk K.A. Ionospheric precursors of earthquakes. Berlin: Springer, 315 p. 2004.
- Saha A., Guha A., Kumar B., De B.K., Roy R., Choudhury A., Banik B., Dhar P., Chakraborty M. Precursory signature of several major earthquakes studied using 40 kHz low frequency signal // *Adv. in Space Res.* V. 54. Iss. 4. P. 617–627. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.04.024>
- Sarkar S., Gwal A.K., Parrot M. Ionospheric variations observed by the DEMETER satellite in the mid-latitude region during strong earthquakes // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 69. № 13. P. 1524–1540. 2007.
- Sharma D.K., Israil M., Chand R., Rai J., Subrahmanya P., Garg S.C. Signature of seismic activities in the F2 region ionospheric electron temperature // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 68. P. 691–696. 2006.
- Silina A.S., Liperovskaya E.V., Liperovsky V.A., Meister C.V. Ionospheric phenomena before strong earthquakes // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* V. 1. № 3. P. 113–118. 2001.
- Xia C., Yang S., Xu G., Zhao B., Yu T. Ionospheric anomalies observed by GPS TEC prior to the Qinghai Tibet region earthquakes // *Terr. Atmos. Ocean. Sci.* V. 22. № 2. P. 177–185. 2011.
[https://doi.org/10.3319/TAO.2010.08.13.01\(TibXS\)](https://doi.org/10.3319/TAO.2010.08.13.01(TibXS))

УДК 550.388.2

ВЕРОЯТНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПУЗЫРЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МЕСЯЦА ГОДА

© 2023 г. Л. Н. Сидорова*

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

*e-mail: lsid@izmiran.ru

Поступила в редакцию 03.10.2022 г.

После доработки 22.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Исследованы вариации вероятности наблюдения экваториальных плазменных пузырей в зависимости от месяца года. Для этого использованы данные, полученные на борту спутника ISS-b (~972–1220 км) в районе средних широт $\pm(25^\circ\text{--}55^\circ)$ DIPLAT обоих полушарий за полтора года наблюдений (август 1978–декабрь 1979 гг.). Проведен сравнительный анализ исследуемой характеристики с месячными вариациями скорости меридионального ветра. Для этого привлечены данные о скорости ветра, рассчитанные по модели горизонтальных ветров HWM14. 1. Выявлено, что максимальные значения вероятности наблюдения плазменных пузырей каждый раз достигаются в период местной зимы: в декабре–феврале в Северном полушарии (~19%), в июне–августе в Южном полушарии (~29%). Минимальные значения достигаются местным летом: в июне–августе в Северном полушарии (~3%), в декабре–феврале в Южном полушарии (~4%). Как результат, в периоды солнцестояний имеет место асимметричное развитие пузырей относительно геомагнитного экватора. 2. Выявлено, что относительное равенство значений вероятности на гистограммах разных полушарий достигается в периоды равноденствий. Как результат, в эти периоды имеет место почти симметричное “расплывание” пузырей относительно экватора. 3. Выявлено, что максимальные значения вероятности наблюдения плазменных пузырей в каждом полушарии достигаются в период местной зимы, когда там развиваются меридиональные ветры, способствующие опусканию плазмы пузыря и, соответственно, “расплыванию” пузыря вдоль силовой трубки. Минимальные значения вероятности в каждом полушарии достигаются в сезон местного лета, когда развивающийся там меридиональный ветер благоприятствует подъему плазмы пузыря и тормозит его “расплывание”.

DOI: 10.31857/S0016794022600533, EDN: DLENDL

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что экваториальные плазменные пузыри (equatorial plasma bubble, EPB) формируются после захода Солнца под влиянием плазменной неустойчивости Релея–Тейлора (R–T), развивающейся на высотах основания F -области (~300–400 км). (Предзаходный рост электрических полей вызывает всплеск вертикального дрейфа экваториальной плазмы ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейф). При этом основание F -области смещается к высотам ~300–400 км, а максимум F -области – к ~500 км и более (см., например, [Huang and Kelley, 1996]). Для формирования EPB помимо R–T неустойчивости требуется еще наличие затравочных возмущений плазмы. Затравочные возмущения после захода Солнца, т.е. с развитием вечернего всплеска $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейфа, начинают эволюционировать и оформляться в EPB. На высотах основания F -области (~300–400 км), где EPB только формируются, они регистрируются пре-

имущественно над экватором. При подъеме пузыря на большие высоты под влиянием амбиполярной диффузии происходит его “расплывание” вдоль магнитных силовых трубок. Как результат, пузырь приобретает бананообразный вид. В таком виде пузырь может быть зарегистрирован не только в экваториальных, но и в низких широтах и даже на средних широтах разных полушарий (см. рис. 5 в работе [Сидорова, 2021]).

При наблюдении EPB оптическими методами на высотах основания F -области или несколько выше, как правило, обнаруживалось строго симметричное “расплывание” EPB относительно геомагнитного экватора [Otsuka et al., 2002; Sobral et al., 2009]. Иногда эту симметрию выявляли нарушенной [Sau et al., 2017].

Однако при трансionoсферном зондировании EPB с помощью глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) картина их “расплывания” кардинально менялась. Например,

согласно Barros et al. [2022], асимметрия развития ЕРВ относительно экватора обнаруживалась в 30% случаев. При этом использовались данные полного электронного содержания (Total Electron Content, TEC), собранные за 4 года наблюдений (2012–2016 гг.) над сопряженными точками приэкваториального региона Бразилии. Причем гистограммы вероятности наблюдения ЕРВ, выявленных в разных полушариях, показывали четкую сезонную зависимость.

Следует отметить, что наземные радарные и оптические методы позволяют наблюдать эволюцию и динамику *отдельных* ЕРВ на высотах вблизи основания F -области. (Пузыри на этих высотах еще относительно невелики.) Более того, имеются техники наблюдений, позволяющие наблюдать *отдельные* ЕРВ целиком и в динамике их развития на больших высотах, т.е. там, где пузыри достигают крупных и очень крупных размеров. Например, упомянутое трансионосферное зондирование ЕРВ с помощью ГНСС или уникальная техника пространственного сканирования ионосферы в ультрафиолетовом диапазоне. Так, хорошо известны координированные наблюдения ЕРВ с помощью УФ-спектрометров GUVI (Global Ultraviolet Imager) и SSUSI (Special Sensor Ultraviolet Spectrographic Imager), установленных на спутниках TIMED (~625 км) и DMSD (~830 км) [Comberiate and Paxton, 2010]. Однако, указанные методы, позволяющие визуализировать ЕРВ на больших ионосферных высотах, являются технически сложными и дорогими.

Более распространенными являются методики наблюдения ЕРВ в ионной и электронной концентрации с помощью приборов, установленных на борту спутников. Они позволяют осуществлять наиболее продолжительные и устойчивые наблюдения ЕРВ на высотах верхней ионосферы. Правда, эти наблюдения не позволяют видеть пузырь целиком, его можно наблюдать только фрагментарно. (Он обнаруживается как одномерная структура вдоль или поперек орбиты спутника. На высотах верхней ионосферы пузырь может достигать гигантских размеров — сотен километров в поперечном и нескольких тысяч километров в продольном сечениях.) Развитие *отдельных* ЕРВ может быть отслежено лишь на спутниках с экваториальными орбитами или орбитами малого наклонения (например, C/NOFS, наклонение ~13°). Иные спутники по причине межвиткового сдвига регистрируют уже новый пузырь. В этих случаях описание динамики “расплывания” ЕРВ вдоль магнитной силовой трубки возможно только в статистическом смысле, т.е. в терминах вероятности наблюдения ЕРВ ($P_{ЕРВ}$) по широте в разных полушариях.

Так, по данным спутника ROCSAT-1, полученным на высоте ~600 км, выявлено, что помимо

экваториального максимума $P_{ЕРВ}$ в обоих полушариях начинают развиваться дополнительные среднеширотные максимумы $P_{ЕРВ}$ [Su et al., 2006]. Причем величины среднеширотных максимумов разных полушарий имеют четкую привязку к сезону наблюдения. В периоды равноденствий они приблизительно равны между собой, а в периоды солнцестояний доминирует максимум зимнего полушария.

Эта тенденция окончательно оформляется на широтных гистограммах, полученных по данным более высокоорбитального спутника ISS-b (~972–1220 км) [Сидорова, 2021]. ЕРВ на этих высотах обнаруживаются не традиционно (по пониженной электронной или суммарной ионной плотности), а как области с пониженной концентрацией ионов гелия (He^+). По наблюдениям, подкрепленным оценками [Сидорова и Филиппов, 2014], ЕРВ на этих высотах существуют продолжительное время и выявляются чаще всего в регионе средних широт [Sidorova and Filippov, 2012, 2014; Сидорова и Филиппов, 2013]. Считается, что за формирование среднеширотных максимумов $P_{ЕРВ}$ ответственны ЕРВ, достигающие своих потолочных высот [Сидорова, 2021]. Это те ЕРВ, которые утратили способность к дальнейшему подъему, остановились на силовой трубке, соответствующей их потолочной высоте, и застыли там на несколько часов. Они имеют тенденцию накапливаться. Накопление ЕРВ отражается на широтных гистограммах в виде появления и постепенного роста среднеширотных максимумов $P_{ЕРВ}$. И, аналогично результатам Su et al. [2006] (ROCSAT-1, ~600 км), величины максимумов, выявленных в разных полушариях, оказываются приблизительно равными в периоды равноденствий. А для периодов солнцестояний выявляется доминирующий максимум в зимнем полушарии [Сидорова, 2021]. Последнее означает, что в зависимости от сезона в разных полушариях создаются более (или менее) благоприятные условия для развития (“расплывания”) ЕРВ вдоль магнитных силовых трубок. Так, в сезоны равноденствий “расплывание” ЕРВ относительно геомагнитного экватора приблизительно симметричное, а в периоды солнцестояний — асимметричное.

Итак, на настоящий момент достигнуто понимание того, что на высотах верхней ионосферы сезонная изменчивость в “расплывании” структур ЕРВ относительно геомагнитного экватора проявляется наиболее ярко. В приведенных выше работах для анализа каждого из сезонов использовались либо отдельные характерные месяцы наблюдений, либо трехмесячные интервалы наблюдений. Однако для решения ряда проблем, связанных с прогнозом устойчивой связи навигационных систем, зачастую требуются более детальная информация. Например, информация об

изменчивости обсуждаемой характеристики от месяца к месяцу.

Согласно многочисленным исследованиям, в числе наиболее возможных причин развития меридионально-асимметричных структур ЕРВ называют влияние термосферных ветров. А именно, полагают, что за асимметричность ЕРВ ответственны трансэкваториальные меридиональные ветры [Maruyama, 1988; Abdu, 2001; Maruyama et al., 2009; Krall et al., 2009, 2013; Huba and Krall, 2013; Rodriguez-Zuluaga and Stolle, 2019]. Если это так, то крайне важно при исследовании месячных вариаций P_{EPB} провести их сравнение с аналогичными вариациями скорости горизонтального меридионального ветра.

В настоящей работе исследованы вариации P_{EPB} в зависимости от месяца года. Рассмотрены ЕРВ, регистрируемые в разных полушариях в районе средних широт. Для выполнения поставленной задачи использованы данные наблюдений ЕРВ, регистрируемые на борту спутника ISS-b в разные месяцы года. Проведен сравнительный анализ указанной характеристики с месячными вариациями скорости горизонтального меридионального ветра. Поскольку измерения меридионального термосферного ветра до сих пор являются довольно редкими и разрозненными [Gasperini et al., 2016], то для анализа привлечены данные о скорости ветра, рассчитанные по модели горизонтальных ветров HWM14 [Drob et al., 2015].

2. ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Экваториальные плазменные пузыри (ЕРВ), спутник ISS-b

Гистограммы вероятности наблюдения ЕРВ (P_{EPB}) в зависимости от месяца года были получены по данным спутника ISS-b [RRL, 1983, 1985]. Спутник ISS-b имел квазикруговую орбиту с наклонением $\sim 70^\circ$, покрывающую высоты верхней ионосферы (~ 972 – 1220 км). Данные регистрировались в течение полутора лет (август 1978–декабрь 1979 гг.) периода высокой солнечной активности ($F10.7 \sim 150$ – 220).

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

Вариации P_{EPB} были рассчитаны отдельно для Южного и Северного полушария (рис. 1а, 2а).

Для каждого месяца величина P_{EPB} рассчитывалась как медианное значение совокупности частот наблюдения ЕРВ в каждой полосе шириной 5° среднеширотного интервала наблюдений ЕРВ $\pm(25^\circ$ – $55^\circ)$ DIPLAT. Размах среднеширотного интервала определялся по результатам исследования широтных распределений ЕРВ в разные сезоны наблюдений [Сидорова, 2021]. Рассматривались только те случаи ЕРВ, которые регистрировались в магнито-спокойные и умеренно-возмущенные периоды ($Kp \leq 3$). Данные за июль 1979 г. отсутствовали по причине технического сбоя в работе аппаратуры спутника ISS-b [RRL, 1985].

2.2. Меридиональный термосферный ветер, модельные расчеты

Вариации скорости меридионального ветра были рассчитаны по данным эмпирической модели горизонтальных ветров, версия 14 (Horizontal Wind Model 14, HWM14 [Drob et al., 2015]). Рассматривались умеренно-возмущенные геомагнитные условия ($A_p = 8$) периода повышенной солнечной активности ($F10.7 = 180$). Расчет производился для вечернего времени (LT = 20 ч) пятнадцатого числа каждого месяца. Ежемесячные значения скорости меридионального ветра рассчитывались как медианы по всем долготным интервалам шириной 30° GMLON. Рассматривался геомагнитный экватор на термосферной высоте ~ 400 км, которая является характерной для высоты основания F -области.

В модельном расчете меридиональные ветры, дующие с юга (южные ветры), имеют положительные значения скорости, а северные ветры – отрицательные (рис. 1б, 2б).

3. АНАЛИЗ

1. Проведем детальный анализ гистограмм вероятности наблюдения ЕРВ (P_{EPB}), построенных в зависимости от месяца года для каждого из полушарий.

Хорошо видно, что в период летнего солнцестояния в Южном зимнем полушарии (рис. 1а) величины P_{EPB} испытывают значительный рост ($\sim 29\%$). И, наоборот, в период зимнего солнцестояния величины P_{EPB} Южного летнего полушария испытывают значительный спад ($\sim 4\%$). Следует отметить, что относительно небольшая выборка данных (полтора года наблюдений) не обеспечивает идеальной гладкости в развитии выявляемой тенденции. Особенно хорошо это заметно по наблюдениям за период с января по август, когда расчет производился по данным лишь одного года наблюдения (1979 г.). Это привело к сильному разбросу значений в вариациях P_{EPB} .

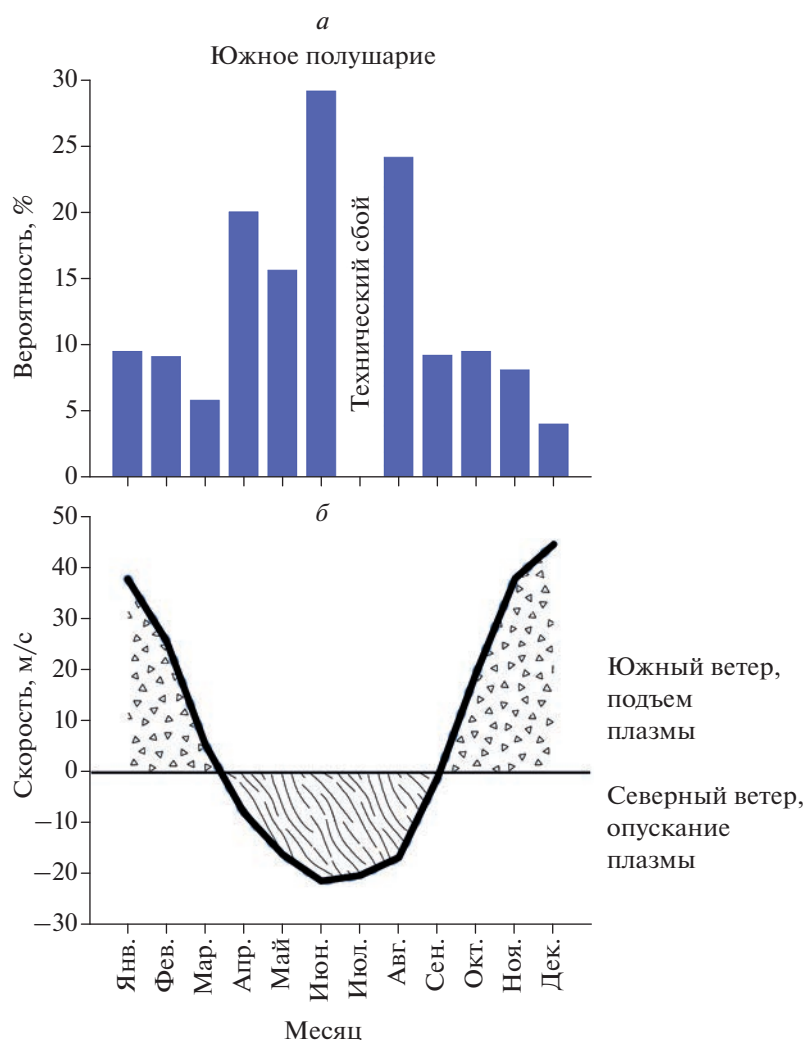


Рис. 1. (а) Вариации P_{EPB} , построенные в зависимости от месяца года для Южного полушария. Ежемесячные значения P_{EPB} являются медианами по среднеширотному интервалу наблюдений $(25^\circ-55^\circ)$ DIPLAT. Данные спутника ISS-b ($\sim 972-1220$ км) за полтора года наблюдений (август 1978—декабрь 1979 гг.). (б) Месячные модельные вариации скорости меридионального термосферного ветра, рассчитанные над экватором на высоте ~ 400 км (черная сплошная кривая). Расчет по модели горизонтальных ветров HWM14 [Drob et al., 2015]. Положительные значения скорости соответствуют южным ветрам, отрицательные — северным. Области, заполненные треугольниками и штриховыми линиями, соответствуют областям подъема и опускания плазмы в Южном полушарии.

Однако, в период с августа по декабрь, когда для расчета использовались данные двух лет наблюдений (1978—1979 гг.), выявляемая тенденция проявилась наиболее четко.

Если рассматривать гистограмму, полученную для Северного полушария (рис. 2а), то хорошо видно, что значения P_{EPB} максимальны ($\sim 19\%$) в зимние месяцы (зимнее солнцестояние), а минимальны P_{EPB} ($\sim 3\%$) в период летнего солнцестояния. Аналогично, как и для Южного полушария, эта тенденция развивается наиболее гладко в период с августа по декабрь, когда расчеты производились за оба года наблюдений (1978—1979 гг.).

Если сравнивать гистограммы разных полушарий (рис. 1а, 2а) периодов равноденствия, то по указанной выше причине разумно ограничиться обзором только одного периода — периода осеннего равноденствия. Хорошо видно, что значения P_{EPB} в том и другом полушарии покрывают один и тот же диапазон вероятностей. А именно, $\sim 7-10\%$ — в Южном полушарии и чуть более узкий ($\sim 8-10\%$) — в Северном полушарии. Иными словами, значения P_{EPB} в разных полушариях этого периода практически одинаковы.

2. Проведем сравнительный анализ месячных вариаций P_{EPB} , полученных для разных полуша-

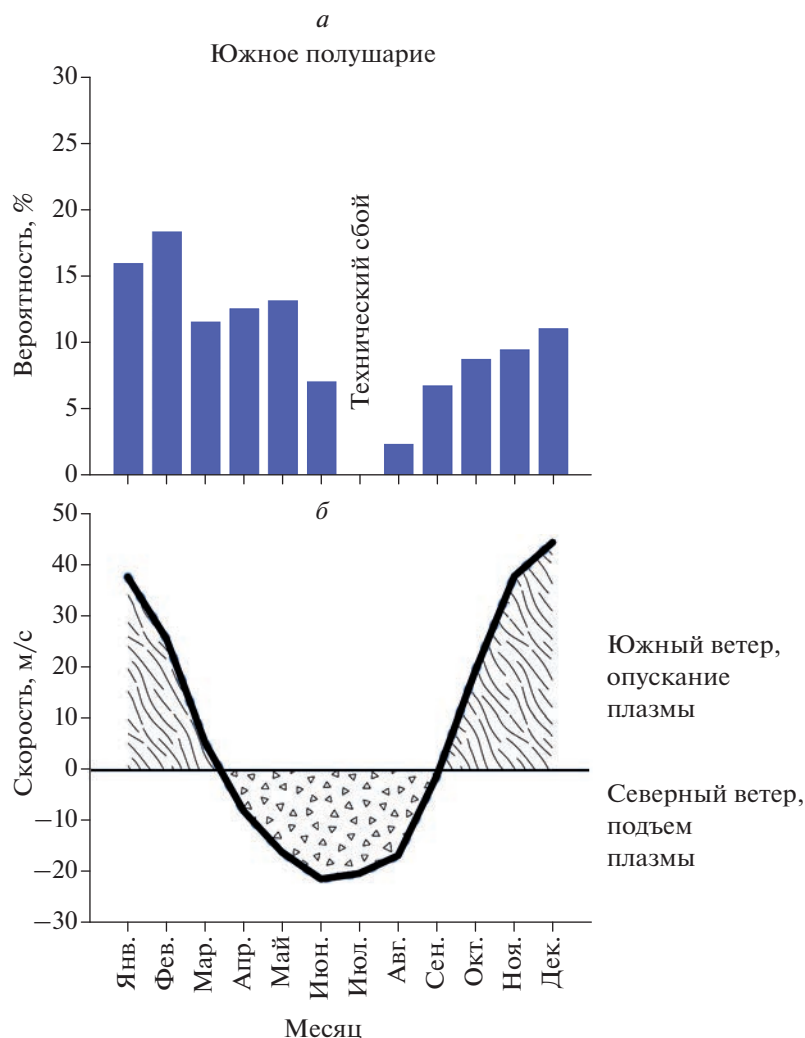


Рис. 2. (а) Вариации P_{EPB} , построенные в зависимости от месяца года для Северного полушария. Ежемесячные значения P_{EPB} являются медианами по среднеширотному интервалу наблюдений 25° – 55° DIPLAT. (б) Месячные модельные вариации скорости меридионального термосферного ветра, рассчитанные над экватором на высоте ~ 400 км (черная сплошная кривая). Области, заполненные треугольниками и штриховыми линиями, соответствуют областям подъема и опускания плазмы в Северном полушарии.

рий, и вариаций скорости меридионального ветра, рассчитанных по данным модели HWM14 на широте экватора (рисунки 1б, 2б).

Из сравнения видно, что летом в Северном полушарии (рис. 2а, 2б) при развитии северных ветров наблюдается катастрофичное убывание вероятности наблюдения ЕРВ. А в Южном полушарии (рис. 1а, 1б) при росте северных ветров, наоборот, наблюдается максимальный рост значений P_{EPB} .

Обратная ситуация развивается зимой, когда доминирует южный меридиональный ветер. В Южном полушарии при развитии южных ветров наблюдается значительное убывание значений P_{EPB} (рис. 1а, 1б). А в Северном полушарии,

наоборот, виден значительный рост значений P_{EPB} (рис. 2а, 2б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

1. Из сравнения гистограмм P_{EPB} разных полушарий (рис. 1а, 2а) хорошо видно, что максимальные значения в вариациях P_{EPB} каждый раз достигаются в период местной зимы: в декабре–феврале в Северном полушарии ($\sim 19\%$), в июне–августе в Южном полушарии ($\sim 29\%$). Соответственно, минимальные значения P_{EPB} достигаются местным летом: в июне–августе в Северном полушарии ($\sim 3\%$), в декабре–феврале в Южном полушарии ($\sim 4\%$). Очевидно, что в эти периоды

(периоды солнцестояний) имеет место асимметричное развитие плазменных пузырей относительно геомагнитного экватора.

Кроме того выявлено, что относительные равенства значений P_{EPB} на гистограммах разных полушарий достигаются в периоды равноденствий. Особенно хорошо это заметно по данным периода осеннего равноденствия (сентябрь–ноябрь), полученным за два года наблюдений (1978–1979 гг.). Очевидно, что в периоды равноденствий имеет место более или менее симметричное “расплывание” EPB относительно геомагнитного экватора.

2. Как указывалось во Введении, в периоды равноденствий величины среднеширотных максимумов P_{EPB} , выявленные в разных полушариях по данным спутника ROCSAT-1 (~600 км), приблизительно равны между собой [Su et al., 2006]. А в периоды солнцестояний доминирует максимум зимнего полушария. Заметим, что и по данным спутника ISS-b (~972–1220 км) получается аналогичная картина. Очевидно, что разница в методиках измерений и высотах наблюдений не позволяют провести количественный сравнительный анализ указанных результатов. Однако качественное сравнение вполне уместно. И оно свидетельствует о хорошем подобии.

С некоторыми оговорками можно провести сравнение полученных результатов с данными наблюдений EPB над сопряженными точками приэкваториальных широт бразильского региона [Barros et al., 2022]. И опять же, как и ранее, справедливо говорить только лишь о качественном сопоставлении. Ведь наши результаты получены по спутниковым данным, усредненным по всем долготам, а результаты Barros et al. [2022] отражают картину развития EPB только в одном долготном регионе. Согласно последним, значения P_{EPB} над бразильскими долготами также максимальны зимой в Северном полушарии и минимальны в Южном полушарии, где в это время лето (рис. 4–5 указанной работы). К периодам равноденствий эти значения также достигают относительного равенства. Картина подобия с нашими результатами нарушается только в период летнего солнцестояния. Однако этот факт легко объясняется тем, что над Бразилией в этот сезон EPB вообще не регистрируются (рис. 3 указанной работы). Существует мнение (см., например, [Kil et al., 2009]), что генерация EPB в этот период сильно затруднена из-за особенностей долготного хода магнитного поля в этом регионе.

3. Обсудим причины асимметричного развития EPB относительно экватора и связь такого развития с сезонными условиями.

Как уже указывалось ранее, считается, что трансэкваториальные меридиональные ветры оказывают значительное влияние на генерацию и

развитие EPB. В частности, полагают, что они ответственны за асимметричность развития EPB.

Важно отметить, что ветровое влияние на ионосферную плазму, в частности на генерацию и эволюцию EPB, сильно ограничено высотным диапазоном. Оно наиболее эффективно вблизи высот генерации EPB и значительно ослабевает при подъеме EPB до их предельных (потолочных) высот. Это связано со значительным падением концентрации нейтральных частиц с ростом высоты. На высотах верхней ионосферы, где их концентрация крайне мала, влияние ветра становится и вовсе ничтожным. (Напомним, что до высот ~500 км первостепенную роль еще играют ион-нейтральные соударения, выше начинают превалировать ион-ионные соударения [Брюнелли и Намгаладзе, 1998].)

Ветровое влияние на EPB можно условно поделить на (а) *непрямое* и (б) *прямое*.

(а) Полагают (см., например, [Abdu, 2001]), что меридиональный ветер может оказывать *непрямое* влияние на экваториальные плазменные пузыри в период их генерации. Оно осуществляется посредством воздействия ветра на темпы роста R–T-неустойчивости и интегральную педерсеновскую проводимость силовой трубки, контролирующую нелинейное развитие EPB [Abdu, 2001]. В ряде работ (см., например, [Krall et al., 2009, 2013; Rodriguez-Zuluaga and Stolle, 2019]) приводятся теоретические оценки и наблюдения, которые поддерживают идею Maquyama [1988] о стабилизирующем факторе влияния меридионального ветра на генерацию EPB. Согласно этой идее, усиление меридиональных ветров приводит к подавлению темпов роста R–T-неустойчивости и последующему подавлению генерации EPB. С другой стороны, имеются исследования (см., например, [Mendillo et al., 2001; Devasia et al., 2002; Jyoti et al., 2004; Huba and Krall, 2013; Сидорова, 2022]), доказывающие обратное. Иными словами, на настоящий момент механизм *непрямого* влияния меридионального ветра на EPB до конца не изучен и вызывает многочисленные споры. Указав на эти проблемы, оставим его без детального обсуждения.

(б) *Прямое* влияние меридиональный ветер оказывает на плазму пузырей в период их вертикального подъема и “расплывания” вдоль магнитных силовых трубок.

Для объяснения используем модельное представление о влиянии меридионального ветра на ионосферную плазму, приведенное в работе [Kelley, 2002] (модель “фен, клин и шарик для пинг-понга”). Согласно этой модели, поток воздуха от фена — это меридиональный ветер, клин — высотнo-широтный ход магнитной силовой трубки, а шарик — ионосферная плазма. Легко заметить, что в летний сезон, когда будет развит северный

ветер, в Северном полушарии он будет приводить к подъему плазмы вдоль магнитных силовых трубок, а в Южном полушарии, наоборот, — к ее опусканию.

Известно, что ЕРВ (в нелинейную фазу своего развития) устремляются на большие высоты гораздо быстрее, чем окружающая плазменная масса [Tsunoda et al., 1982]. ЕРВ по мере подъема на высоты верхней ионосферы под влиянием процессов амбиполярной диффузии начинают “расплываться” (“растягиваться”) вдоль магнитных силовых трубок. Меридиональная ветровая компонента, ориентированная вдоль магнитного поля, приводит либо к усилению процессов диффузионного “расплывания” заряженных частиц вдоль магнитной силовой трубки (или ее части) либо к торможению этих процессов. Например, если меридиональный ветер приводит к опусканию плазмы по силовой трубке, то он благоприятствует “расплыванию” пузыря. Если же ветер приводит к подъему плазмы вдоль трубки, то он препятствует “расплыванию” пузыря.

Пузыри, подвергшиеся такому влиянию на старте их вертикального подъема (высоты основания F -области), будут нести его как отпечаток при дальнейшем подъеме на большие ионосферные высоты. Как результат, это может отразиться на конечных размерах “растянувшихся” ЕРВ. При благоприятном режиме пузырь будет испытывать максимальное “растягивание” вдоль магнитной силовой трубки (или ее части) и далее при подъеме на высоты верхней ионосферы становится более заметным на низких широтах и части средних широт. Последнее увеличит вероятность наблюдений ЕРВ на этих широтах. При неблагоприятном режиме эта вероятность будет менее значительной.

Следует отметить, что меридиональный ветер определенной направленности в одном полушарии может благоприятствовать развитию ЕРВ (его “растягиванию”), а в другом полушарии, наоборот, препятствовать. Если это так, то целесообразно сравнить полученные вариации $P_{ЕРВ}$ с картиной подъема/опускания плазмы пузыря, провоцируемых меридиональными ветрами (рис. 1б, 2б). Заметим, что эта картина кардинально меняется в зависимости от полушария наблюдения.

Хорошо видно, что *летом* в Северном полушарии (рис. 2а, 2б) при развитии северных ветров наблюдается катастрофичное убывание вероятности наблюдений ЕРВ. Действительно, здесь северный ветер подталкивает плазму (в т.ч. и плазму пузыря) вверх по трубке, тем самым препятствуя “расплыванию” плазмы вдоль трубки. А в Южном полушарии при росте северных ветров, наоборот, наблюдается максимальный рост значений $P_{ЕРВ}$ (рис. 1а, 1б). Здесь северный ветер

способствует опусканию плазмы и тем самым благоприятствует “расплыванию” ЕРВ.

Обратная ситуация развивается *зимой*, когда доминирует южный меридиональный ветер. В Южном полушарии он провоцирует подъем плазмы и препятствует “расплыванию” пузыря, что приводит к подавлению вероятности наблюдения ЕРВ (рис. 1а, 1б). А в Северном полушарии он способствует опусканию плазмы и тем самым благоприятствует развитию ЕРВ (рис. 2а, 2б).

С этой точки зрения вариации $P_{ЕРВ}$, построенные в зависимости от месяца года для каждого полушария, находят свое идеальное объяснение. Максимальные значения $P_{ЕРВ}$ в каждом полушарии достигаются тогда, когда там стоит местная зима и развиваются меридиональные ветры, способствующие опусканию плазмы (в т.ч. и плазмы пузыря) и, соответственно, “расплыванию” пузыря. И, наоборот, минимальные значения $P_{ЕРВ}$ в каждом полушарии достигаются в сезон местного лета, когда развивающийся там меридиональный ветер благоприятствует подъему плазмы и тормозит “расплывание” ЕРВ. Таким влиянием легко объясняется появление асимметрии в развитии пузырей относительно геомагнитного экватора в периоды солнцестояний. Однако, изменчивые по направлению и небольшие по амплитуде меридиональные ветры, развивающиеся в периоды равноденствий, утрачивают способность влиять подобным образом. По этой причине ЕРВ в периоды равноденствий развиваются относительно экватора более или менее симметрично.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследованы вариации вероятности наблюдения ЕРВ в зависимости от месяца года. Рассмотрены случаи ЕРВ, регистрируемые в районе средних широт $\pm(25^\circ-55^\circ)$ DIPLAT разных полушарий. Для выполнения задачи использованы данные о ЕРВ, полученные на борту спутника ISS-b ($\sim 972-1220$ км) за полтора года наблюдений (август 1978—декабрь 1979 гг.). Проведен сравнительный анализ исследуемой характеристики с месячными вариациями скорости меридионального ветра. Для этого привлечены данные о скорости ветра, рассчитанные по эмпирической модели горизонтальных ветров HWM14 [Drob et al., 2015]. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Максимальные значения в вариациях $P_{ЕРВ}$ каждый раз достигаются в период местной зимы: в декабре—феврале в Северном полушарии ($\sim 19\%$), в июне—августе в Южном полушарии ($\sim 29\%$). Минимальные значения достигаются местным летом: в июне—августе в Северном полушарии ($\sim 3\%$), в декабре—феврале в Южном полушарии

(~4%). Как результат, в периоды солнцестояний имеет место асимметричное развитие ЕРВ относительно геомагнитного экватора.

2. Относительное равенство значений P_{EPB} на гистограммах разных полушарий достигается в периоды равноденствий. Как результат, в эти периоды имеет место почти симметричное “расплывание” ЕРВ относительно геомагнитного экватора.

3. Максимальные значения P_{EPB} в каждом полушарии достигаются в период местной зимы, когда там развиваются меридиональные ветры, способствующие опусканию плазмы пузыря и, соответственно, его “расплыванию” вдоль силовой трубки. Минимальные значения P_{EPB} в каждом полушарии достигаются в сезон местного лета, когда развивающийся там меридиональный ветер благоприятствует подъему плазмы пузыря и тормозит его “расплывание”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука. 499 с. 1998.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”, видимых на высотах верхней ионосферы в концентрации He^+ // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 53. № 1. С. 64–77. 2013.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Регистрация плазменных “пузырей” на высотах верхней ионосферы: численные оценки // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 3. С. 355–364. 2014.
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные “пузыри”: Изменчивость широтного распределения с высотой // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 4. С. 445–456. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021040167>
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные пузыри: Влияние термосферных меридиональных ветров // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 62. № 3. С. 374–382. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030166>
- Abdu M.A. Outstanding problems in the equatorial ionosphere-thermosphere electrodynamics relevant to spread F // J. Atmos. Terr. Phys. V. 63. № 9. P. 869–884. 2001.
- Barros D., Takahashi H., Wrasse C.M. et al. Asymmetric development of equatorial plasma bubbles observed at geomagnetically conjugate points over the Brazilian sector // J. Geophys. Res. V. 127. № 6. e2021JA030250. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2021JA030250>
- Comberiate J., Paxton L.J. Coordinated UV imaging of equatorial plasma bubbles using TIMED/GUVI and DMSP/SSUSI // Space Weather. V. 8. S10002. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009SW000546>
- Devasia C.V., Jyoti N., Subbaro K.S.V. et al. On the plausible leakage of thermospheric meridional winds with equatorial spread F // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 64. № 1. 2002.
- Drob D.P., Emmert J.T., Meriwether J.W. et al. An Update to the Horizontal Wind Model (HWM): The Quiet Time Thermosphere // Earth and Space Science. V. 2. № 7. P. 301–319. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014EA000089>
- Gasperini F., Forbes J.M., Doornbos E.N. et al. Synthetic thermosphere winds based on CHAMP neutral and plasma density measurements // J. Geophys. Res. V. 121. № 4. P. 3699–3721. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2016JA022392>
- Huang C.S., Kelley M.C. Nonlinear evolution of equatorial spread F: 3. Plasma bubbles generated by structured electric fields // J. Geophys. Res. V. 101. P. 303–313. 1996.
- Huba J.D., Krall J. Impact of meridional winds on equatorial spread F: Revisited // Geophys. Res. Lett. V. 40. P. 1268–1272. 2013.
<https://doi.org/10.1002/grl.50292>
- Jyoti N., Devasia C.V., Sridharan R. et al. Threshold height ($h'F$)_c for the meridional wind to play a deterministic role in the bottom side equatorial spread F and its dependence on solar activity // Geophys. Res. Lett. V. 31. L12809. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004GL019455>
- Kelley M.C. Ionosphere / Encyclopedia of Atmospheric Science. Eds. James R. Holton, John A. Pyle and Judith A. Curry. London: Academic Press, Elsevier Science. 1022 p. 2002.
- Kil H., Paxton L.J., Oh S.-J. Global bubble distribution seen from ROCSAT-1 and its association with the pre-reversal enhancement // J. Geophys. Res. V. 114. № A06307. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013672>
- Krall J., Huba J.D., Joyce G. et al. Three-dimensional simulation of equatorial spread-f with meridional wind effects // Ann. Geophysicae. V. 27. № 5. P. 1821–1830. 2009.
- Krall J., Huba J.D., Joyce G. et al. Simulation of the seeding of equatorial spread-f by circular gravity waves // Geophys. Res. Lett. V. 40. P. 1–5. 2013.
- Maruyama T. A diagnostic model for equatorial spread F. 1. Model description and application to electric field and neutral wind effects // J. Geophys. Res. V. 93. P. 14.611–14.622. 1988.
- Maruyama T., Saito S., Kawamura M. et al. Equinoctial asymmetry of a low-latitude ionosphere-thermosphere system and equatorial irregularities: evidence for meridional wind control // Ann. Geophysicae. V. 27. P. 2027–2034. 2009.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-2027-2009>
- Mendillo M., Meriwether J., Biondi M. Testing the thermospheric neutral wind suppression mechanism for day-to-day variability of equatorial spread F // J. Geophys. Res. V. 106. № A3. P. 3655–3663. 2001.
- Otsuka Y., Shiokawa K., Ogawa T. et al. Geomagnetic conjugate observations of equatorial airglow depletions // Geophys. Res. Lett. V. 29. № 15. P. 43-1–43-4. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002GL015347>
- Rodríguez-Zuluaga J., Stolle C. Interhemispheric field-aligned currents at the edges of equatorial plasma depletions // SCI REP V. 9. № 1. P. 1–8. 2019.
- RRL. Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. V. 1–3. 1983.

- *RRL*. Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. Special Report. V. 4. 1985.
- *Sau S., Narayanan V., Gurubaran S. et al.* First observation of interhemispheric asymmetry in the EPBs during the St. Patrick's Day geomagnetic storm of 2015 // *J. Geophys. Res.—Space*. V. 122. № 6. P. 6679–6688. 2017.
- *Sobral J., Abdu M., Pedersen T. et al.* Ionospheric zonal velocities at conjugate points over Brazil during the COPEX campaign: Experimental observations and theoretical validations // *J. Geophys. Res.* V. 114. № A04309. P. 1–24. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013896>
- *Sidorova L.N., Filippov S.V.* Topside ionosphere He⁺ density depletions: seasonal/longitudinal occurrence probability // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* V. 86. P. 83–91. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.013>
- *Sidorova L.N., Filippov S.V.* Plasma bubbles in the topside ionosphere: estimations of the survival possibilities // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* V. 119. P. 35–41. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.06.013>
- *Su S.-Y., Liu C.H., Ho H.H. et al.* Distribution characteristics of topside ionospheric density irregularities: Equatorial versus midlatitude regions // *J. Geophys. Res.* V. 111. № A06305. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011330>
- *Tsunoda R.T., Livingston R.C., McClure J.P. et al.* Equatorial plasma bubbles: vertical elongated wedges from the bottomside *F* layer // *J. Geophys. Res.* V. 87. P. 9171–9180. 1982.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ ИНС ЭЛМАНА

© 2023 г. И. В. Крашенинников¹, *, С. О. Чумаков¹

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

*e-mail: krash@izmiran.ru

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 27.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Анализируется возможность прогнозирования функции временной зависимости числа солнечных пятен (SSN) в цикле солнечной активности на основе применения платформы искусственной нейронной сети Элмана к историческому ряду данных наблюдений. Предложен метод нормализации исходных данных для предварительного обучения алгоритма ИНС, в котором строится последовательность виртуальных идеализированных циклов, используя масштабируемые коэффициенты по длительности и значения максимумов в солнечных циклах. Корректность метода анализируется в численном эксперименте, основанном на моделировании временного ряда солнечных пятен. Оценены интервалы изменения адаптируемых параметров в работе ИНС и предложен математический критерий для выбора решения. Характерным свойством построенной функциональной зависимости в цикле числа солнечных пятен является значительная асимметрия ее восходящей и спадающей ветвей. Представлен прогноз временного хода на текущий 25-й цикл солнечной активности и обсуждается его корректность в сравнении с другими результатами прогнозирования и имеющимися данными обсерваторских наблюдений.

DOI: 10.31857/S0016794022600612, EDN: DLCJH

1. ВВЕДЕНИЕ

Долгосрочный прогноз солнечной активности является одним из важнейших факторов космической погоды [Bothmer and Daglis, 2007]. Как ключевой управляющий фактор, прогнозные данные солнечной активности (СА) в виде числа солнечных пятен (solar sunspot number – SSN) и потока солнечного радиоизлучения (solar radioflux – $F_{10.7}$), входят в прогностические ионосферные модели, на основе которых, в частности, осуществляется долгосрочное планирование работы ионосферных радиокommunikационных систем. Традиционно требуемый долгосрочный прогноз солнечной активности для условий прохождения радиоволн охватывает временной интервал от одного месяца до 2–3 лет вперед. Наиболее известной его реализацией являются экстраполяционные методы, в частности, метод Вальдмайера [Bondar et al., 1995] и его современные версии (например, Combined Method [Podladchikova and Van der Linden, 2012]), используемые как официальный прогноз в мировом центре солнечных данных – SIDC (Solar Influences Data Analysis Center, Brussel). На рис. 1 в верхней части левой панели приведен пример

применения данного подхода в ноябре 2019 г. к сглаженным среднемесячным данным числа пятен – R_m (представлены кривыми) и видно существенное расхождение с апостериорными экспериментальными данными (полые треугольники). В частности, прогнозируемый минимум СА для пятен (начало 25-го цикла) смещен примерно на один год вперед от его фактического значения (начало 2020 г.). И соответственно смещается максимум, который по прогнозу приходится на 2022 г. Однако, еще более непростая ситуация с другим индикатором СА – потоком радиоизлучения $F_{10.7}$. Как видно из рис. 1 (нижняя часть левой панели), прогнозные значения $F_{10.7}$ в системе контроля космической погоды SWPC (Space Weather Prediction Center, Boulder), по-видимому, единственном источнике долгосрочной прогнозной информации по солнечному радиоизлучению, уходят ниже минимально возможной величины для данного параметра. И, более того, отсутствует какая-либо видимая корреляция в поведении этих двух индикаторов одного процесса – вариаций СА (рис. 1, верхняя и нижние части левой панели). Т.е. традиционные методы прогнозирования

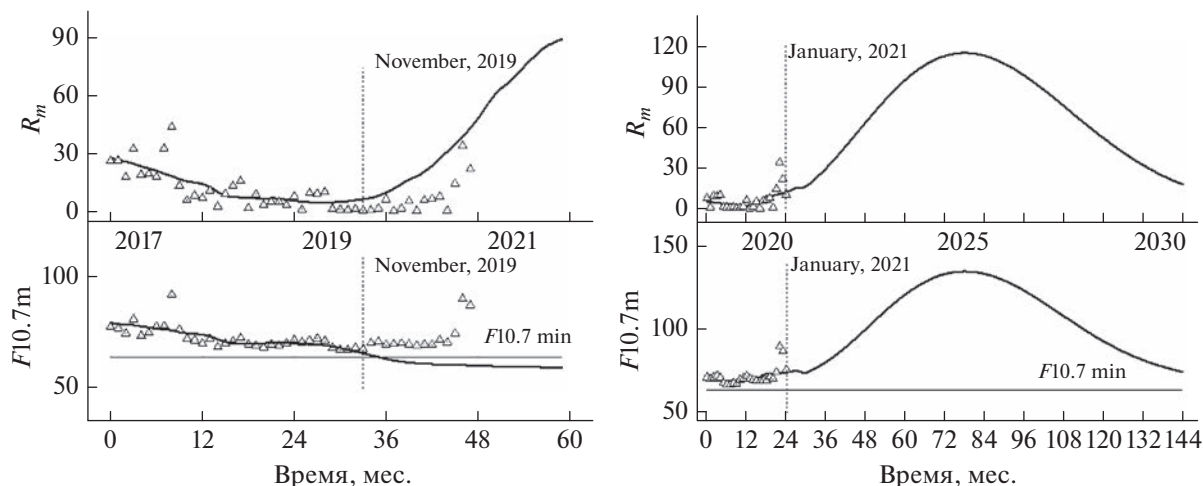


Рис. 1. Прогноз параметров солнечной активности (среднемесячные данные): традиционный подход (3 года) на ноябрь 2019 г. (левая панель) и с переходом на полный цикл на январь 2021 г. (правая панель). Полыми треугольниками отмечены экспериментальные данные.

ния могут в сложных ситуациях давать совершенно некорректные результаты.

Квазипериодический характер временной зависимости числа солнечных пятен дает возможность применить различные математические методы выделения базовой закономерности, как основы прогнозирования, в данных наблюдений. В частности, это может быть метод искусственной нейронной сети (ИНС) в анализе временных рядов данных. Первые попытки применения ИНС к долгосрочному прогнозированию солнечной активности были рассмотрены в работе [Macpherson, 1993]; в дальнейшем данный подход получил развитие в ряде работ (обзор в Pesnell, 2012) и активно развивается в настоящее время, например, [Бархатов и др., 2001; Pala and Atici, 2019; Benson et al., 2020], и может рассматриваться как применение элементов искусственного интеллекта в поиске скрытой закономерности во временном ряде экспериментальных данных. Другим направлением решения данной задачи является нелинейный динамический анализ в хаосе, например, работы [Sello, 2001; Sarp et al., 2018]. Также следует отметить исследования по возможности прогнозирования максимума SSN в цикле на основе прекурсоров в предыдущем цикле (циклах), в частности, основываясь на интенсивности геомагнитных возмущений [Thompson, 1993; Hathaway and Wilson, 2006; Wang and Sheeley, 2009] в данных дневного A_p -индекса.

С 2021 г. SWPC переходит на другую основу в долгосрочном прогнозировании солнечной активности (рис. 1, правая панель), по-видимому, опираясь на результаты применения нейросетевого подхода к целому циклу СА, как базовому объекту в данных временной периодической последовательности наблюдений.

В настоящей работе, на основе платформы рекуррентной ИНС, рассматривается возможность долгосрочного прогнозирования на масштабе цикла солнечной активности временной функции SSN, используя технологию нормализации исходного временного ряда данных. Оценивается эффективность предлагаемого метода прогнозирования на примере предыдущих четырех циклов солнечной активности, с 21-го по 24-й, и строится прогноз на текущий 25-й цикл.

2. ИНС ЭЛМАНА

В настоящее время существует более 20 платформ реализации общей методологии ИНС для различных приложений. В применении к временным рядам данных часто используются рекуррентные нейронные сети (recurrent networks), характеризующиеся как прямым (feed forward), так и обратным (feed back) распространением информации и наличием обратных связей, по которым передаются результаты обработки сетью данных на предыдущем этапе. В результате этого входом рекуррентной нейронной сети в каждый фиксированный момент времени является вектор входных данных и результаты обработки информации сетью на предыдущем этапе. Обучение таких сетей базируется на алгоритме обратного распространения ошибки [Головко, 2001; Головко и Краснопрошин, 2017]. Так же, для задач предсказания временных рядов применяются алгоритмы глубокого (глубинного) обучения (deep learning) для многослойных перцептронов прямого распространения, например, [Fessant et al., 1996; Pala and Atici, 2019].

В данной работе, как и в работе [Бархатов и др., 2001], использовалась рекуррентная нейронная

сеть Элмана [Elman, 1990], разработанная для выявления внутренних закономерностей (структур) во временных рядах данных. Квазипериодическая структура солнечных данных является подходящей кандидатурой для такой платформы. Общая схема такой ИНС приведена на рис. 2. Рекуррентными нейронными сетями называются конфигурации, в которых выходы нейронных элементов последующих слоев имеют синаптические соединения (связи) с нейронами предшествующих слоев. Это приводит к возможности создания моделей ИНС, обладающих памятью, т.е. возможностью запоминать процесс. Т.о. строится ИНС, ответ которой зависит не только от входного сигнала, подаваемого в данный момент на вход ИНС, но и от тех сигналов, которые обрабатывались нейросетью в предшествующие моменты времени. Такая ИНС обладает нелинейной внутренней памятью, заключенной в петле обратной связи, что позволяет накапливать и использовать информацию о предыстории процесса. Рекуррентные сети могут использоваться как для решения задач прогнозирования, так и управления [Головко, 2001; Головко и Краснопрошин, 2017]. Временные ряды индексов солнечной активности представляют собой квазипериодические процессы, и, следовательно, для выделения главной части процесса и последующей экстраполяции на будущее необходима внутренняя память.

В ИНС Элмана выходы нейронных элементов промежуточного (скрытого или внутреннего) слоя соединяются с нейронами контекстного слоя, выходы которых снова подаются на входы нейронов внутреннего слоя. И т.о., нейроны скрытого слоя имеют помимо синаптических связей с нейронами входного слоя также и обратные связи с контекстными нейронами. Число нейронов скрытого слоя, как правило, совпадает с числом нейронов контекстного слоя. Тогда взвешенная сумма i -го нейронного элемента промежуточного слоя [Головко, 2001; Головко и Краснопрошин, 2017]:

$$S_i(t) = \sum_{j=1}^n w_{ji} x_j(t) + \sum_{k=1}^m w_{ki} c_k(t-1) - T_i, \quad (1)$$

где n — число нейронов входного слоя или размерность вектора входных данных $x_j(t)$, w_{ji} — весовой коэффициент между j -м нейроном входного и i -м нейроном промежуточного слоев (его величина определяет силу синаптической связи между соответствующими нейронами); m — число нейронов промежуточного слоя, w_{ki} — весовой коэффициент между k -м контекстным нейроном и i -м нейроном промежуточного слоя, $c_k(t-1)$ — выходное значение k -го нейрона внутреннего (промежуточного или скрытого) слоя на предыдущем шаге вычисления его значения, которое сохраняется в k -ом контекстном нейроне; T_i —

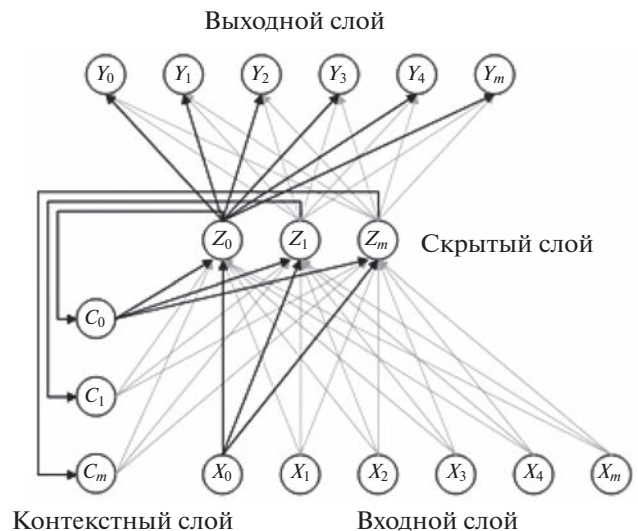


Рис. 2. ИНС Элмана — рекуррентная сеть с обратными связями от нейронов скрытого слоя.

пороговое значение i -го нейронного элемента промежуточного слоя. Выходное значение i -го нейрона промежуточного слоя определяется следующим образом:

$$c_i(t) = F(S_i(t)),$$

где в качестве функции нелинейного преобразования F (или функции активации нейронов скрытого слоя) обычно используется гиперболический тангенс или сигмоидная функция. Применение обеих функций анализировалось в процессе численного моделирования и, в конечном счете, была выбрана функция гиперболического тангенса. В выходном слое сеть имеет один нейрон с линейной функцией активации, т.е. значением выходного нейрона является линейная комбинация значений нейронов скрытого слоя:

$$y(t) = \sum_{k=1}^m v_k c_k(t) - T, \quad (2)$$

где v_k — весовой коэффициент между k -м нейроном скрытого слоя и выходным нейроном, $c_k(t)$ — выходное значение k -го нейрона скрытого слоя, T — пороговое значение нейрона выходного слоя. Для обучения рекуррентной нейронной сети применяется алгоритм обратного распространения ошибки [Головко, 2001; Головко и Краснопрошин, 2017].

Общими моментами работы ИНС, помимо выбора рабочей платформы в применении к конкретной задаче, являются следующие необходимые этапы:

— подбор топологии нейронной сети (выбор оптимального соотношения чисел нейронов в каждом слое);

- нормализация исходных данных под выбранную нейросеть;
- обучение ИНС при помощи алгоритма обратного распространения ошибки;
- экспериментальный подбор управляющих параметров;
- тестирование на модельных задачах и реальных данных с известным результатом.

Следует отметить, что процесс обучения ИНС является итерационной процедурой нахождения глобального или приемлемого локального минимума целевой функции в многомерном пространстве весовых коэффициентов: w_{ji} , w_{ki} , v_k , T_i , T (формулы (1), (2)) для всего набора тренировочных данных. Целевой функцией в данном случае является сумма квадратов отклонений значений $SSN(t)$ от оценочных результатов $y(t)$ на всем наборе тренировочных данных.

Топология нейросети была выбрана, как и в [Бархатов и др., 2001] в следующей конфигурации: число нейронов входного слоя равнялось 6, число нейронов скрытого слоя и число контекстных нейронов равнялось 10, выходной слой состоял из единственного нейрона с линейной функцией активации. Это означает, что для прогнозирования индекса R_m – значения сглаженного числа солнечных пятен на данный момент необходимо подать на вход обученной ИНС значения этого индекса за 6 предыдущих временных интервалов. Методика нормализации исходных данных и тестирование алгоритма рассмотрены в ходе численного моделирования и далее применены к реальным данным. Здесь отметим только, что в данной работе под нормализацией данных понимается не стандартная нормировка данных в теории ИНС, когда весь временной ряд, предназначенный для обучения ИНС, нормируется на единственный нормировочный коэффициент, а локальная нормировка при которой данные чисел солнечных пятен в каждом отдельном цикле солнечной активности (СА) нормировались на соответствующий максимум этого солнечного цикла, и в результате в каждом отдельном солнечном цикле максимум нормализованных значений SSN равнялся единице.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Особенностью нейросетевого подхода к прогнозированию временных рядов является проблема устойчивости построения решения – нахождения глобального или приемлемого локального минимума целевой функции в итерационном процессе обучения ИНС. Как правило, не удается выбрать постоянные управляющие параметры ИНС в итерационном процессе обучения в различных условиях (на различных временных интервалах) реальных данных или построить аналитическую

адаптивную процедуру их подбора. Для сети Элмана такими параметрами являются скорость и инерция (момент) обучения в итерационном процессе поиска решения [Головко, 2001; Головко и Краснопрошин, 2017], интервалы изменения которых можно оценить в процессе численного моделирования для конкретной задачи. Для модельных задач в численных экспериментах с выбранной моделью ИНС в качестве базовой функции формирования цикла солнечной активности использовалось следующее представление

$$R_m(t) = \begin{cases} A_0/2 \left(1 + \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} - \frac{\pi}{2} \right) \right), & T_1 \geq t \geq 0 \\ A_0/2 \left(1 + \sin \left(-\frac{\pi(t-T_1)}{T_2} + \frac{\pi}{2} \right) \right), & T_2 \geq t \geq T_1 \end{cases}, \quad (3)$$

где T_1 и T_2 – длительности восходящей и спадающей ветвей в цикле ($T_1 \leq T_2$), $T_0 = T_1 + T_2$ – длительность всего цикла, A_0 – амплитуда индекса в цикле. Параметры A_0 и T_0 модулировались псевдослучайной последовательностью с $\delta A_0/A_0 \sim 0.5$, $\delta T/T_0 \sim 0.1$ и сохранением соотношения $T_1/T_2 \sim 0.5$ для каждого цикла. Выбор параметров достаточно близок к усредненным значениям циклической последовательности SSN [Hathaway, 2015; Willamo et al., 2020], с интегральным коэффициентом асимметрии $\gamma \approx 0.35$, что близко к приведенному в [Willamo et al., 2020] значению для Солнца $\gamma \approx 0.39$. Пример временного ряда синтезированной последовательности циклов, моделирующей исторический ряд данных СА, представлен на рис. 3 (верхняя часть верхней панели), на которой различимы вариации амплитуды, длительности циклов и асимметрия функциональной зависимости индекса. Несмотря на достаточно высокую степень идеализации циклической последовательности исходных данных, прямое применение ИНС к прогнозированию конкретного цикла имеет довольно низкую устойчивость результата, который зачастую просто некорректен с точки зрения цикличности процесса с близким к нулю минимумом. На этапе нормализации исходных данных под ИНС был разработан метод введения абстрагированного представления цикла, имеющего единичную амплитуду и стандартную длительность в 132 условных единицы (месяца). Т.е., для каждого цикла вводились коэффициенты трансформации: $1/A_0^i$ и T_N/T_0^i , где i -индекс цикла, T_N – нормализованная длительность цикла, т.е. $T_N = 132 = 11 \text{ лет} \times 12 \text{ мес}$. Нижняя часть верхней панели на рис. 3 отображает такую нормализованную временную зависимость синтезированных данных (в условных месяцах). Кроме того, как и в работе [Бархатов и др. 2001], было приме-

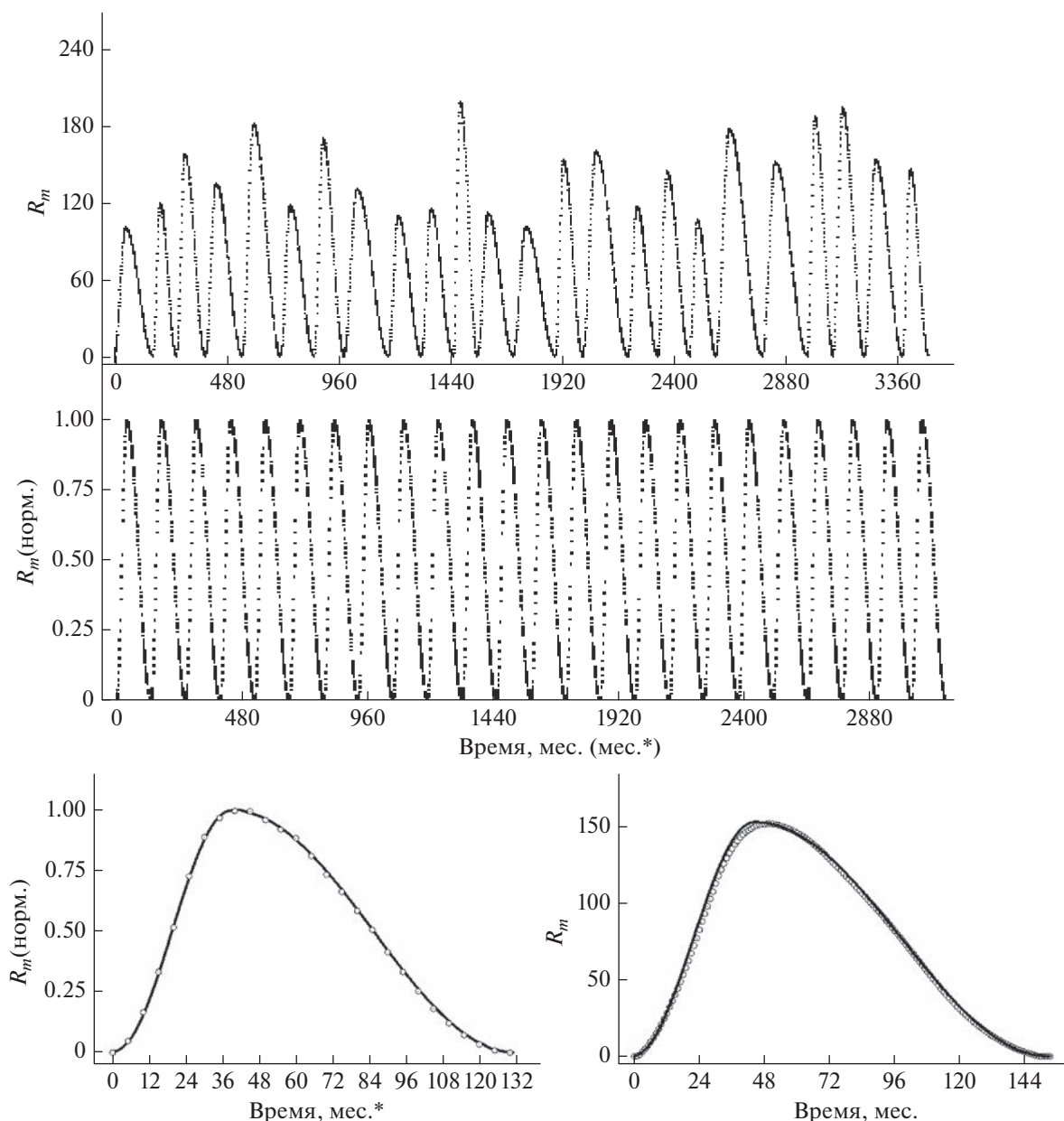


Рис. 3. Модельное представление временного хода среднемесячных smoothed чисел солнечных пятен (верхняя панель) и прогнозирование 23-го цикла СА: нормализованные данные (левая нижняя панель) и исходные синтезированные данные (нижняя правая панель). Сплошными линиями представлены истинные кривые, а полыми кружочками отмечен результат прогноза ИНС.

нено прореживание данных с коэффициентом 5 (в [Бархатов и др., 2001] он равнялся 6) и, таким образом, были сформированы нормализованные данные для процесса обучения ИНС. В нижней части рис. 3 представлены результаты прогнозирования методом ИНС для 23-го синтезированного цикла СА. Базовый прогноз ИНС в форме идеализированного (абстрактного) цикла с прореженными данными отмечен пустыми кружочками на фоне исходной кривой (1) (левая нижняя панель). В обратной трансформации к реальному

масштабу времени из прогноза ИНС с известными нормировочными коэффициентами получаем прогноз с реальными значениями R_m — правая нижняя панель.

Следует отметить кардинальное повышение устойчивости результата оценки функциональной зависимости SSN внутри цикла при уменьшении степеней свободы задачи — разделении общего процесса прогнозирования солнечного цикла на парциальные части: амплитуду, длительность и временной ход индекса внутри цикла.

Исследовалась возможность работы с исходными данными в динамическом режиме, т.е. с фазовым сдвигом циклического интервала предсказания T_0 , и погрешность прогнозирования в нормализованном пространстве оставалась на уровне статического режима. Была исследована принципиальная особенность ИНС Элмана — существование оптимальных значений для базовых параметров итерационного процесса обучения ИНС: скорости и инерции обучения, оцениваемых как 0.005 и 0.5, что соответствует общим интервалам изменений этих параметров: [0.001–0.01] для скорости обучения и [0.1–1.0] для инерции (момента) обучения, приведенными в [Головки, 2001].

4. НОРМАЛИЗАЦИЯ ДАННЫХ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ

Реальные данные SSN имеют сложную структуру, как в периодичности, так и в вариациях максимумов в периодах, в частности, имеет место слабовыраженный переход циклов со значительными вариациями индекса SSN в минимуме солнечной активности. Корректная работа ИНС требует строгого математического разделения циклов — определения начала и конца цикла и более отчетливо выраженного переходного процесса. Для этого применялась процедура аппроксимации данных в окрестности минимума на интервале ± 12 мес. от текущего минимального значения SSN (близкого к астрономическому переходу), определялась квадратичная (параболическая) зависимость — $R_p(t)$ и далее само математическое положение минимума, которое приписывалось концу цикла. Следующая за минимумом точка ряда считалась началом нового цикла и характеризовалась положительной временной производной. Далее выполнялась регуляризация хода $R_m(t)$ в окрестности минимума

$$R_m(t) = wR_p(t) + (1 - w)R_m(t),$$

$$w(t) = \exp\left\{(t - t_{\min})^2 / \Delta t^2\right\},$$

где $\Delta t = 6$ мес., что позволяло выделить переход циклов и избежать скачков $R_m(t)$ в области стыковки во временном ходе цикла (рис. 4, верхняя панель). На следующем этапе нормализации данных выполнялось преобразование в последовательность абстрагированных циклов с коэффициентами трансформации: $1/A_0^i$ и T_N/T_0^i , где i — индекс цикла, которая и служила основой для обучения ИНС. Введение идеализированных циклов с общими краевыми значениями: положительная производная в начале и нулевая в конце цикла позволяет осуществить выбор решения в вариационном процессе нахождения глобального минимума целевой функции ИНС. Корректной оценкой функции будет рассматриваться реше-

ние, которое удовлетворяет общим свойствам нормализованных данных на концах прогнозируемого интервала (рис. 4, левая нижняя панель): положительная производная в начале, близкая к нулю в конце цикла и максимальное значение функции близко к единице. Устойчивость процесса нахождения такого решения демонстрируется на рис. 5, левая панель, где результирующая функция представлена жирной линией.

Как пример применения рассмотренного метода, результат предсказания функциональной зависимости SSN в 21-м цикле СА приведен на рис. 4, где также нанесена и усредненная временная зависимость по предыдущим циклам ряда данных (кривые 1). Усреднение на идеализированных циклах является корректной операцией, поскольку все нормализованные данные имеют одинаковый масштаб и размерность по координатам. Виден достаточно большой разброс временного хода нормализованных данных в циклах, что проявляется в величинах доверительных интервалов (рис. 4, правая нижняя панель), приведенных для нескольких точек на графике SSN. Сопоставление полученных методом ИНС и средних зависимостей для числа солнечных пятен показывает общую характерную асимметрию восходящей и спадающей ветвей цикла и синхронность кривых достаточно высокая, что говорит о достаточно корректном нахождении главной части в периодическом процессе. В то же время, прогноз ИНС отличается от средней кривой, что отражает индивидуальные свойства конкретного цикла — сравнение кривых в четырех последних циклах приведено на рис. 5, правая панель (жирной линией отмечен прогноз для 25-го солнечного цикла).

Таблица 1 иллюстрирует итоговые результаты анализа солнечных данных в последних четырех циклах: с 21-го по 24-й. Хорошо виден большой разброс параметров ИНС (скорости и инерции обучения) от цикла к циклу в полученном решении, что свидетельствует об очень значительной индивидуальности нахождения динамики SSN внутри цикла. Численная характеристика изменчивости приведена как показатель эффективности предсказания в цикле

$$PE = 1 - \sum_{i=1}^N |R_p^i - R_m^i| / \sum_{i=1}^N R_m^i,$$

где R_p^i — прогнозное, R_m^i — экспериментальное значения SSN. Более низкие значения эффективности предсказания для 23-го и 24-го циклов, по-видимому, связаны с “двугорбым” характером динамики R_m внутри данных временных интервалов, что проявляется в прогнозе на последующий — 25-й цикл (рис. 6). Прогнозная кривая ИНС в нормализованном представлении (рис. 6,

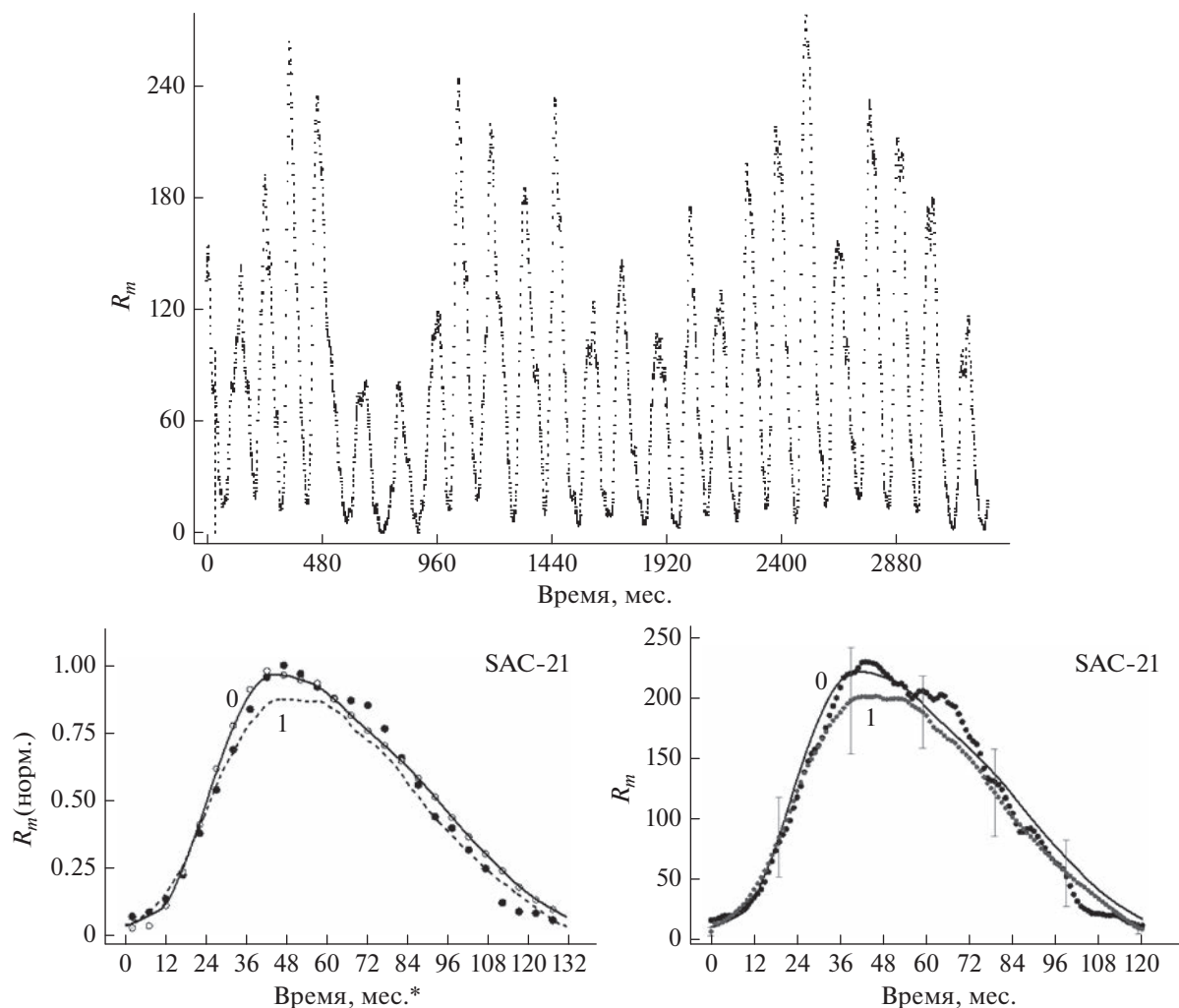


Рис. 4. Временной ход среднемесячных сглаженных чисел солнечных пятен (верхняя панель) и прогнозирование 21-го цикла: нормализованные данные (полые кружочки, левая нижняя панель) и реальные данные (нижняя правая панель). Заполненными точками (синий) представлены данные наблюдений, пунктирная линия — усредненные за предыдущие циклы результаты, а сплошными линиями — прогноз методом ИНС.

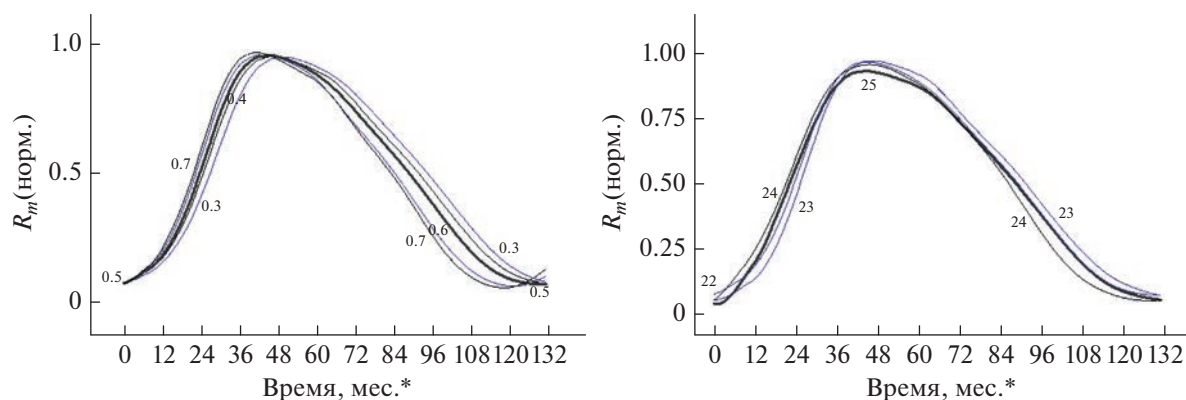


Рис. 5. Вариационный подход для ИНС в построении прогнозного решения для функциональной зависимости SSN в 22-м цикле солнечной активности при изменении вспомогательного параметра процесса — инерции обучения ИНС (левая панель) и вариации нормализованных функций в 22–25 циклах СА (правая панель).

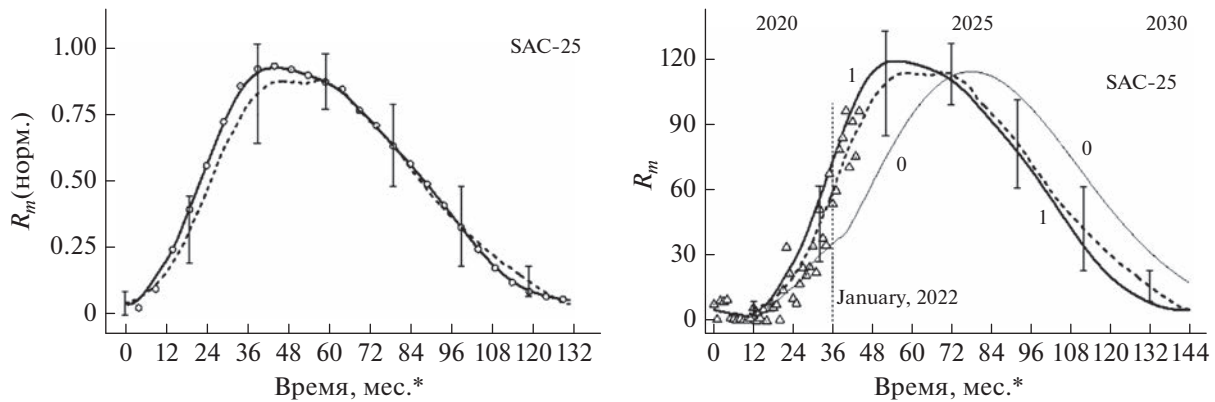


Рис. 6. Прогноз динамики числа солнечных пятен на 25-й цикл солнечной активности. Нормализованные данные (левая панель): полые кружочки – результат ИНС, пунктирная линия с доверительными интервалами – усредненные результаты за предыдущие циклы. В реальном масштабе данных (правая панель): полые треугольники – текущие данные наблюдений (среднемесячные), сплошная линия (кривая 1) – результат ИНС, сплошная линия (кривая 0) – долгосрочный прогноз SWPC (Boulder), пунктирная линия – результат усреднения за предыдущие циклы с доверительными интервалами.

левая панель) имеет выраженный перегиб на спадающей ветви, т.е. предсказывается возможность формирования слабо развитого “двугорбого” распределения по циклу. Также, как и для 21-го цикла, видна близость кривой ИНС к усредненной зависимости за предыдущие периоды временного ряда данных. Следует отметить значительное отличие в прогнозных кривых: SWPC (кривая 0) и ИНС (кривая 1) в реальном масштабе времени (рис. 6, правая панель). Значение максимума для прогноза ИНС взято в 120 единиц и период в 132 мес. (официальный прогноз NOAA от января 2022 г. и прогноз SIDC от сентября 2022 г.). В первую очередь это касается положения максимального значения SSN в цикле – для функции прогноза рассмотренным методом ИНС это конец 2023 г., тогда как для базового прогноза SWPC – середина 2025 г. Экспериментальные данные (среднемесячные) отмечены полыми треугольниками и на октябрь 2022 г. имеет место существенная предпочтительность прогноза, построенного предложенным методом ИНС. Большое отклонение от официального прогноза SWPC отмечается и в бюллетенях NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотренный в данной работе метод имеет своей целью прогноз временной зависимости SSN внутри цикла, основываясь на уменьшении степеней свободы предсказания солнечного цикла в целом на основе данных исторического ряда наблюдений. Это позволило повысить устойчивость и корректность нахождения решения в методике использования классической рекуррентной ИНС, в нашем случае, ИНС Элмана. В частности, введение нормализованного пространства представления данных, в отличие от других подходов в применении ИНС к долгосрочному предсказанию СА, позволило построить функцию, имеющую явную асимметрию восходящей и спадающей ветвей внутри цикла и, в какой-то степени, отражающей особенности хода предыдущих циклов. Сравнение прогнозных кривых SWPC (рис. 6, правая панель, кривая 0) и полученной в [Benson et al., 2020] методом глубинного обучения многослойной нейронной сети (с двумя скрытыми слоями нейронов, но без обратной связи, рис. 7) показывает их большое сходство, в частности, очень слабую асимметрию ветвей внутри цикла.

Таблица 1. Характерные параметры применения метода ИНС к данным SSN

Номер цикла	Скорость обучения	Инерция обучения	RMS (норм.)	RMS (эксп.)	Эффективность предсказания
21	0.005	0.75	0.06	14.97	0.91
22	0.005	0.5	0.05	12.65	0.9
23	0.0095	0.2	0.05	21.37	0.79
24	0.001	0.1	0.07	12.85	0.79
Среднее			0.06	15.46	0.85

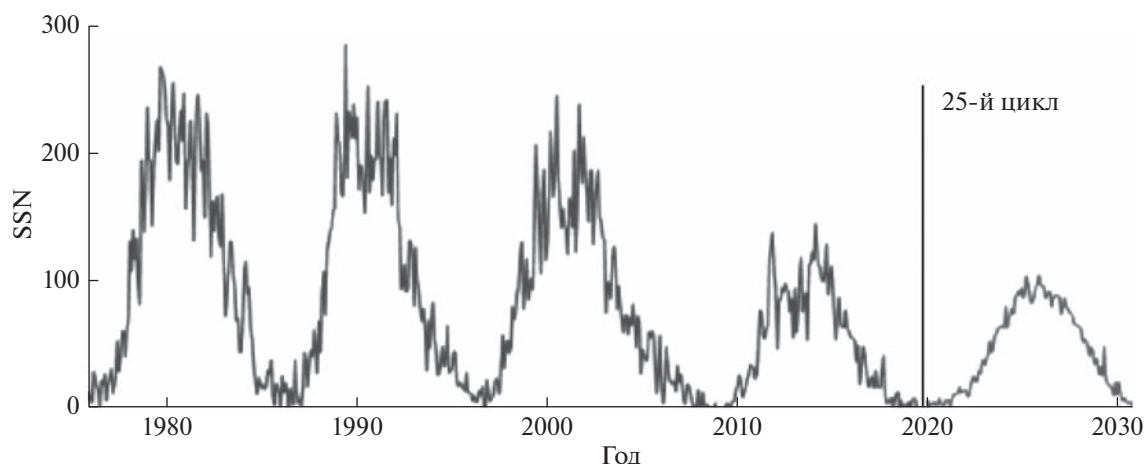


Рис. 7. Прогноз для числа среднемесячных данных по солнечным пятнам на 25-й цикл солнечной активности (метод глубокой нейронной сети — deep neural networks).

Практически она отсутствует, что плохо согласуется с общими представлениями о периодическом характере солнечной активности [Hathaway et al., 1994; Hathaway, 2015; Willamo et al., 2020]. Что касается максимума в 25-м цикле, то результаты предсказаний сильно расходятся — от очень малых ~80 (применение методики [Thompson, 1993]) до больших значений в ~160, что отражает сложность связи внутрисолнечных процессов и наблюдаемых SSN [Nandy et al., 2021], и неоднозначность результатов прогнозирования на одних и тех же данных. Так метод глубинного обучения многослойной нейронной сети прямого распространения [Benson et al., 2020] дает оценку максимума СА представленной числом SSN в 106 единиц и локализацию этого максимума СА во времени на 2025 г. В работе [Sarp et al., 2018], на основе нелинейного динамического анализа данных, максимум оценивается в 154 и ожидается в начале 2023 г. (2023.02), что в значительной мере, соответствует результату нашего анализа (2023.10) [Крашенинников и Чумаков, 2021] и рис. 6. В общем случае представляется, что для оценки максимума солнечного цикла более перспективным является анализ тонкой структуры процессов на Солнце, чем, по-видимому, нейросетевой подход к временному ряду наблюдений SSN.

Предлагаемый метод построения функциональной зависимости SSN в цикле на основе анализа методом ИНС имеет высокую степень математической формализации и может быть основой как для долгосрочного прогнозирования в масштабе цикла, в совокупности с независимым прогнозом максимума, так и для интервала в 2–3 года, используя соотношение общего и частного. Как представляется, в обоих случаях имеется возможность подстраивания (адаптации) под ежемесячно поступающие данные регистрации индексов СА, варьируя значения амплитуды A_0 и длительности T_0 прогно-

зируемого цикла в небольших пределах изменений. Критерием является достижение минимальных отклонений расчетных и экспериментальных данных в общей области существования в статическом и динамическом режимах работы. Программная реализация рассматриваемого метода выполнена на независимой от коммерческих математических пакетов основе и может усовершенствоваться по мере практического применения.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе рекуррентной ИНС Элмана показана возможность долгосрочного прогнозирования временной функции числа солнечных пятен на масштабе цикла, применяя метод нормализации исходного временного ряда данных. Предложенный подход, основанный на уменьшении размерности задачи, имеет достаточную устойчивость и эффективность прогнозирования, показанную на примере предыдущих четырех циклов, с 21-го по 24-й. Построенный прогноз на 25-й цикл солнечной активности характеризуется более высокой степенью соответствия текущим солнечным данным, имеющимися на вторую половину 2022 г., чем прогноз службы SWPC. В целом, метод можно рассматривать как основу для долгосрочного прогнозирования числа солнечных пятен в интервале 2–4 лет и на масштабе цикла в качестве индикаторов космической погоды, в частности, в задачах планирования работы радиотехнических систем, использующих ионосферное распространение радиоволн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Бархатов Н.А., Королёв А.В., Пономарев С.М., Сахаров С.Ю. Долгосрочное прогнозирование индексов солнечной активности методом искусственных ней-

- ронных сетей // Изв. Вузов. Радиофизика. Т. XLIV. № 9. С. 806–814. 2001.
- Головки В.А. Нейронные сети: обучение, организация и применение // Минск: ИПРЖР. 255 с. 2001.
- Головки В.А., Краснопрошин В.В. Нейросетевые технологии обработки данных // Минск: БГУ. 263 с. 2017.
- Крашенинников И.В., Чумаков С.О. Метод ИНС в задаче долгосрочного прогнозирования индексов солнечной активности // Физика плазмы в солнечной системе. 16-я ежегодная конференция. М.: ИКИ РАН. С. 264. 2021.
- Benson B., Pan W.D., Prasad A., Gary G.A., Hu Q. Forecasting Solar Cycle 25 Using Deep Neural Networks // Sol. Phys. V. 295(65). 2020.
<https://doi.org/10.1007/s11207-020-01634-y>
- Bothmer V., Daglis I.A. Space weather: physics and effects. Springer, Dordrecht. 476 p. 2007.
- Elman J.L. Finding structure in time // Cogn. Sci. V. 14. P. 179–211. 1990.
https://doi.org/10.1207/s15516709cog1402_1
- Fessant F., Bengio S., Collobert D. On the prediction of solar activity using different neural network models // Ann. Geophys. V. 14(1). P. 20–26. 1996.
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J. The shape of the sunspot cycle // Sol. Phys. V. 151. P. 177–190. 1994.
<https://doi.org/10.1007/BF00654090>
- Hathaway D.H., Wilson R.M. Geomagnetic activity indicates large amplitude for sunspot cycle 24 // Geophys. Res. Lett. 33(L18101). 2006.
<https://doi.org/10.1029/2006GL027053>
- Hathaway D.H. The Solar Cycle. // Living Rev. Sol. Phys. 2015. 12:4. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Macpherson K. Neural network computation techniques applied to solar activity prediction // Adv. Space Res. V. 13. № 9. P. 375–450. 1993.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(93\)90518-G](https://doi.org/10.1016/0273-1177(93)90518-G)
- Nandy D., Martens P.C.H., Obridko V., Dash S., Georgieva K. Solar evolution and extrema: current state of understanding of long-term solar variability and its planetary impacts // Space Sci. Rev. V. 217. № 3. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00799-7>
- Bondar T.N., Rotanova N.M., Obridko V.N. Stochastic autoregression modeling and forecasting of the Wolf-number time series // Astron. Rep. V. 39. P. 115–122. 1995.
- Pala Z., Atici R. Forecasting Sunspot Time Series Using Deep Learning Methods // Sol. Phys. V. 294(50). 2019.
<https://doi.org/10.1007/s11207-019-1434-6>
- Pesnell W.D. Solar cycle predictions (invited review) // Sol. Phys. V. 281. № 1. P. 507–532. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-012-9997-5>
- Podladchikova T., Van der Linden, Kalman R.A. Filter Technique for Improving Medium-Term Predictions of the Sunspot Number // Sol. Phys. V. 277. P. 397–416. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-011-9899-y>
- Sarp V., Kilcik A., Yurchyshyn V., Rozelot J.P., Ozguc A. Prediction of solar cycle 25: a non-linear approach // MNRAS. V. 481. P. 2981–2985. 2018.
<https://doi.org/10.1093/mnras/sty2470>
- Sello S. Solar cycle forecasting: a nonlinear dynamics approach // A & A. V. 377. P. 312–320. 2001.
- Thompson R.J. A Technique for Predicting the Amplitude of the Solar Cycle // Sol. Phys. V. 148. №. 2. P. 383–388. 1993.
- Wang Y.M., Sheeley N.R. Understanding the geomagnetic precursor of the solar cycle // Astrophys. J. V. 694. P. L11–L15. 2009.
- Willamo T., Hackman T., Lehtinen J.J. et al. Shapes of stellar activity cycles // A & A. V. 638. A69. 2020.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037666>

УДК 550.343

О СОПОСТАВЛЕНИИ СВОЙСТВ СТАТИСТИЧЕСКОГО ФУНКЦИОНАЛА ОТ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СЕРЕДИНЕ РУССКОЙ КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ ПЛАТФОРМЫ И В СЕЙСМИЧЕСКИ АКТИВНОМ РЕГИОНЕ

© 2023 г. А. Е. Вольвач^{1, *}, Л. П. Коган², К. Х. Канониди³,
И. Т. Бубукин⁴, О. В. Боборыкина⁵, В. Б. Штенберг², Л. Н. Вольвач¹

¹Отдел радиоастрономии и геодинамики, Крымская астрофизическая обсерватория РАН,
Кацивели, Крым, Россия

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

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

⁵Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта, Москва, Россия

*e-mail: volvach@bk.ru

Поступила в редакцию 14.07.2022 г.

После доработки 07.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

В статье исследованы свойства мелкомасштабных флуктуаций плотности вероятности для измерений X , Y и Z -составляющих магнитного поля Земли, проведенных как в сейсмоактивном регионе, так и в области с полным отсутствием сейсмической активности. В первом случае выявлен факт значительно большей интенсивности возникновения статистических феноменов, рассматриваемых как предвестники землетрясений. На интервале в несколько суток перед землетрясением с магнитудой 5.3 в Metsavan (Armenia), эпицентр которого был расположен рядом с магнитовариационной станцией в сейсмоактивном регионе, констатировано резкое увеличение частоты указанных явлений. Этот эффект отсутствовал в сейсмически спокойном регионе.

DOI: 10.31857/S0016794022600454, EDN: DLPQCP

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших проблем, стоящих перед человечеством, следует считать поиск путей прогнозирования и предупреждения разномасштабных геофизических и связанных с ними техногенных катастроф. Эти события напоминают нам, что проблема надежного прогнозирования стихийных бедствий и наведенных (спровоцированных) катастрофических событий становится все более актуальной, особенно если учесть, что около трети населения Российской Федерации проживает в сейсмоопасных районах, где созданы и эксплуатируются атомные электростанции и другие промышленные предприятия [Собисевич, 2012].

Считается, что аномалии обусловлены деформационными процессами в литосфере. Зона подготовки, соответствующая сильному землетрясению, имеет характерные размеры порядка сотен и даже тысячи километров. Крупномасштабный

характер наблюдаемых аномальных возмущений естественных полей Земли, вызванных подготовкой сейсмического события, может помочь обнаружению аномальных структур путем изучения волновых процессов лабораторными комплексами и дистанционными наблюдениями. Радиус зоны действия деформационных процессов оценивается как $R \sim \exp(M)$ [Добровольский, 1991, 2009]. Для землетрясений с магнитудой $M \sim 5$ имеем $R \sim 500$ км (эта величина много больше, чем собственно радиус области подготовки событий подобного диапазона M). Однако аномалии обнаруживаются не в каждой точке этой зоны, а лишь в так называемых “чувствительных зонах” земной коры.

Существует предположение, что образующиеся перед землетрясениями и несущие положительный заряд микротрещины, определяющие структуру и электростатический заряд опреде-

ленных образований в геологической среде, передают его из фокальной области к поверхности Земли. Лабораторные эксперименты подтверждают возможность реализации этого механизма [Freund, 2013]. Такие электрические поля, возникающие перед землетрясениями вблизи поверхности Земли, сопровождаемые появлением и атмосферных (ионосферных) аномалий перед землетрясениями, наблюдались в виде свечений над эпицентрами будущих сейсмических событий.

Возможность обнаружения сейсмических и электромагнитных излучений зависит от уровня естественного или промышленного фона перед сейсмическим событием, параметров земной коры и структуры очага конкретного события. Поэтому, несмотря на наличие ряда убедительных эффектов, стандартная статистика, как правило, пока показывала низкую достоверность отдельных сейсмических, электрических, магнитных и других аномальных явлений.

В настоящее время много внимания уделяется математическим методам анализа волновых структур, отражающих особенности геофизических процессов в литосфере и других геосферах. Одним из основных преимуществ этого нового направления, основанного на разработке физических и применении современных математических и механико-математических моделей, является возможность “избирательного подхода” при изучении особенностей строения реальной геофизической среды. Особого внимания заслуживает то обстоятельство, что математическое моделирование позволяет по-новому подойти к анализу данных полевых наблюдений.

Современные математические модели геофизической среды достаточно многообразны. Здесь следует выделить класс механико-математических моделей, которые активно развиваются в настоящее время. Эти модели обладают различной степенью сложности и общности, что и определяет круг решаемых задач [Собисевич, 2001]. Простейшей моделью является модель однородного полупространства, позволяющая ответить на некоторые вопросы взаимодействия поверхностных источников сейсмических колебаний с грунтом [Бабешко и др., 1983; Чичинин, 1984]. Характеризуя научные достижения в области математической геофизики, следует отметить, что в настоящее время эти задачи приобретают особую актуальность.

Сейсмоэлектромагнитные явления служат чувствительным индикатором процессов развития землетрясений. Поскольку электромагнитные возмущения распространяются на значительные расстояния от источника и легко детектируются, они могут эффективно использоваться для разработки методов прогноза землетрясений. Зона подготовки сильного землетрясения имеет харак-

терные размеры порядка сотен и даже тысяч километров. Крупномасштабный характер наблюдаемых аномальных возмущений естественных полей Земли, вызванных подготовкой сейсмического события, может помочь обнаружению аномальных структур путем изучения волновых процессов лабораторными комплексами.

В данной статье на основании подхода [Volvach et al., 2022a, b, c, d, e; Вольвач и др., 2022; Kogan et al., 2021; Коган, 2015] исследуются свойства статистического функционала от совокупности измерений X -, Y - и Z -компонент геомагнитного поля, проведенных с 1 по 15 февраля 2022 г. Рассматриваются свойства совокупности данных, полученных как на магнитовариационной станции геофизического полигона Борок Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, установленного на севере Ярославской области, так с помощью магнитометра GLK, находящегося на территории Армении в момент землетрясения магнитудой 5.3 (Metsavan, Armenia, 2022-02-13, 18:25:56 UTC), которое произошло в пределах рассматриваемого интервала времени.

Таким образом, основной целью данной работы является выявление различия свойств статистики двух соответствующих больших ансамблей результатов измерений. С учетом очевидной разницы геофизических условий на Южном Кавказе и в центральной части Русской континентальной платформы (Русской плиты), анализ подобного отличия, в частности, может помочь продвинуться в решении задачи определения координат приближающегося сейсмического события.

2. ДАННЫЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ

Далее будем считать, что любое физическое поле $x(t)$, измеряемое в сейсмоактивных регионах, может быть представлено в виде следующей суммы:

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t). \quad (1)$$

В (1) случайная величина $x_1(t)$ – фоновый шум, то есть совокупность обычно наблюдаемых случайных процессов, включая сюда шум самой измерительной аппаратуры. Тогда как случайный процесс $x_2(t)$ полагаем вызванным интенсивными явлениями разлома литосферных плит на ослабленных участках земной коры во время “итоговой подготовки” приближающегося землетрясения. По аналогии с [Volvach et al., 2022a, b, c, d, e; Вольвач и др., 2022; Kogan et al., 2021; Коган, 2015] в роли основной гипотезы в этой статье принимается предположение о статистической независимости (или слабой зависимости) этих двух случайных слагаемых.

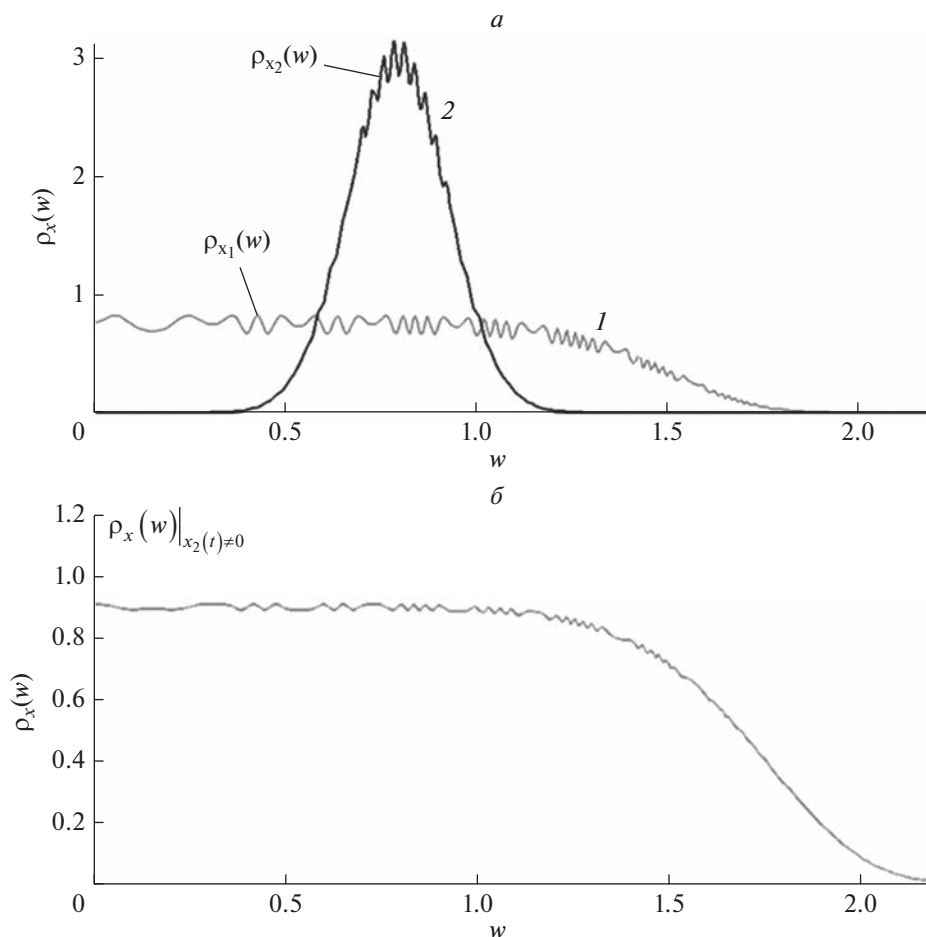


Рис. 1. (а) Схематический вид непрерывных экспериментальных плотностей вероятности $\rho_{x_1}(w)$ (кривая 1) и $\rho_{x_2}(w)$ (кривая 2) для значений случайных процессов $x_1(t)$ и соответственно $x_2(t)$ для выбранного отрезка реализации. (б) Схематический вид непрерывной экспериментальной плотности вероятности $\rho_x(w)$ для значений случайной величины $x(t)$ на данном отрезке реализации при существовании независимого случайного процесса $x_2(t)$ для этого отрезка и выполнения условия соизмеримости ширины распределения $\rho_{x_2}(w)$ с несколькими периодами мелкомасштабных флуктуаций зависимости $\rho_{x_1}(w)$.

С целью получения статистики значений случайной величины $x = x(t)$ разделим весь интервал времени измерений случайного процесса $x(t)$ на отдельные отрезки реализации с одинаковой продолжительностью. На рис. 1а схематически изображена экспериментальная плотность вероятности $\rho_{x_1}(w)$ для значений случайного процесса $x_1(t)$ на заданном отрезке реализации (кривая 1), которая совпадала бы с плотностью вероятности $\rho_x(w)$ при тождественном отсутствии на этом отрезке слагаемого $x_2(t)$. Здесь же также схематически приведена экспериментальная плотность вероятности $\rho_{x_2}(w)$ (кривая 2) для этого же отрезка реализации, которая отвечала бы значениям процесса $x_2(t)$, если бы их можно было каким-то об-

разом измерить. (На рис. 1а, 1б для повышения наглядности рассматривается случай непрерывных зависимостей $\rho_{x_{1,2}}(w)$, хотя при проведении измерений обычно имеют место их дискретные варианты; кроме того, с той же целью на этих схематических рисунках допускается приближенное выполнение условия нормировки.) Обе соответствующие кривые являются “шероховатыми”, то есть содержащими большое число мелкомасштабных малых флуктуаций. Это свойство является следствием возникновения в функциях $\rho_{x_{1,2}}(w)$ случайной составляющей, связанной с ограниченным числом отсчетов.

Плотность вероятности $\rho_x(w)$ для суммы (1) двух независимых случайных величин может быть записана в форме свертки вида:

$$\rho_x(w) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{x_1}(w') \rho_{x_2}(w - w') dw'. \quad (2)$$

Из анализа интеграла (2) следует, что если ширина распределения $\rho_{x_2}(w)$ хотя бы в несколько раз превосходит период указанных мелкомасштабных флуктуаций зависимости $\rho_{x_1}(w)$, то, в результате выполнения свертки (2), произойдет усреднение этих мелкомасштабных возмущений, следствием чего станет уменьшение их амплитуды, понимаемой как величина эффективного отклонения от нулевого уровня соответствующих флуктуаций. На рис. 1б приведено схематическое изображение зависимости $\rho_x(w)$, отвечающей таким условиям. Принципиально важным является вывод, что подобное изменение амплитуды малых флуктуаций при появлении в системе “дополнительного” независимого случайного слагаемого вполне может быть зафиксировано, в частности, с помощью математических методов наподобие преобразования Фурье.

С целью более подробного обоснования указанного свойства, состоящего в высокой вероятности значительного уменьшения эффективной амплитуды рассматриваемых мелкомасштабных вариаций экспериментальной плотности вероятности (применительно к ее дискретной форме) при существовании в (1) независимого случайного процесса $x_2(t)$, для каждого отрезка реализации разобьем область значений измеряемой случайной величины x на N интервалов равной ширины h :

$$x_{\min} + mh \leq x < x_{\min} + (m+1)h, \quad 0 \leq m \leq N-1, \quad (3)$$

где $0 \leq m \leq N-1$ и m номер ячейки разбиения области значений случайной величины x .

В (3) слагаемое $x_{\min}$ равно минимуму $x(t)$ на соответствующем отрезке реализации.

Если на всем выбранном отрезке реализации в (1) отсутствует слагаемое $x_2(t)$, то вероятность $Q(m)$ попадания измеренных значений $x(t) = x_1(t)$ в m -ю ячейку вида (3) может быть записана в виде $Q(m) = q_1(m) + q_2(m)$. Здесь $q_1(m)$ — неизвестная “истинная” вероятность данного события, которая соответствует бесконечно большому объему измерений, а $q_2(m)$ — случайное отклонение от $q_1(m)$, связанное с ошибками измерения и ограниченным количеством отсчетов. Полагаем, что в общем случае зависимость $q_1(m)$ является детерминированной функцией от дискретной переменной m , и масштаб ее изменения Δ_{q_1} есть величина порядка $N \gg 1$, см. (3). В то же время последовательность $q_2(m)$ является случайной и с

высокой вероятностью может сильно флуктуировать и менять знак даже при изменении значения m на единицу. Другими словами, именно слагаемое $q_2(m)$ определяет свойства мелкомасштабных флуктуаций вероятностного распределения $P(m)$.

Если процесс $x_2(t)$ существует на данном отрезке реализации, то для вероятности $S(m)$ попадания результатов измерений в ячейку номер m распределения (3) получаем

$$S(m) = \sum_{i=0}^{N-1} Q(i) W(i, m) = s_1(m) + s_2(m), \quad (4)$$

$$s_1(m) = \sum_{i=0}^{N-1} q_1(i) W(i, m), \quad s_2(m) = \sum_{i=0}^{N-1} q_2(i) W(i, m).$$

Здесь $W(i, m)$ — вероятность попадания значения $x(t)$ в ячейку (3) номер m при условии, что значение $x_1(t)$ оказалось в ячейке номер i и $x_2(t) \neq 0$. (При отсутствии $x_2(t)$ на этом отрезке реализации $W(i, m) = \delta_{i,m}$, где $\delta_{i,m}$ — символ Кронекера, и $S(m) = Q(m)$.) Горизонтальный масштаб ΔW зависимости $W(i, m)$ как функции от дискретного аргумента i , определяемый средним квадратичным отклонением σ_2 случайной величины x_2 для данного отрезка реализации, может быть оценен снизу как $\Delta W \sim 2\sigma_2 h^{-1}$. Здесь учтено, что по условию процесс $x_2(t)$ не зависит от $x_1(t)$ и, следовательно, параметры $\langle x_2 \rangle$ и σ_2 не зависят от номера i ячейки распределения (3), в которой оказалось значение $x_1(t)$. С учетом условия нормировки получаем, что $\text{Max}\{W(i, m)\} \sim \Delta W^{-1}$.

Полагаем, что этот масштаб является малым по сравнению с эффективной шириной зависимости $q_1(i)$ (в обратном случае задача об установлении существования в (1) случайного слагаемого $x_2(t)$ не представляет сложности). Тогда с учетом неотрицательности $q_1(i)$ и $W(i, m)$ зависимость $s_1(m)$ можем считать столь же медленно (т.е. с горизонтальным масштабом $\Delta_{q_1} \sim N \gg 1$) изменяющейся при изменении m на единицу, как и $q_1(m)$.

Отметим, что интервал дискретности h в (3) всегда можем задать столь малым, что будет выполняться условие

$$\sigma_2 \geq (2-3)h. \quad (5)$$

Кроме того, как указано выше, случайную последовательность $q_2(m)$ правомерно полагать знакопеременной. Это связано с тем, что знак отклонения от неизвестной “истинной” (то есть отве-

чающей бесконечному числу отсчетов) величины $q_1(m)$ для количества значений случайного процесса $x(t)$, попавших в m -ю ячейку в (3), в общем случае слабо зависит от ее номера. Другими словами, имеет место очевидный факт, что измеренные значения экспериментальной плотности вероятности в каждой из ячеек разбиения (3) могут отклоняться в любую сторону от неизвестного “истинного” вероятностного распределения. И, следовательно, в каждой ячейке номер m с высокой вероятностью такие отклонения могут быть любого знака.

Так как при всех m величину $s_2(m)$ в (4) можем рассматривать как усреднение $q_2(i)$ по совокупности неотрицательных вероятностных коэффициентов $W(i, m)$, то при выполнении (5) и с учетом указанной знакопеременности множителя $q_2(i)$ эффективная амплитуда слагаемого $s_2(m)$ с высокой вероятностью должна стать существенно меньше по сравнению с амплитудой для $q_2(m)$. Действительно, в данном случае получаем:

$$\begin{aligned} |s_2(m)| &= \left| \sum_{i=0}^{N-1} q_2(i) W(i, m) \right| \ll \\ &\ll \sum_{i=0}^{N-1} |q_2(i)| W(i, m) \leq \text{Max} |q_2(i)| \Delta W^{-1}. \end{aligned}$$

При выводе присутствующего здесь двойного неравенства учтено, что ошибки определения значений дискретной плотности вероятности, вызывающие появление слагаемого $q_2(i)$ и связанные с ограниченным числом отсчетов для одного отрезка реализации, для всех ячеек (3) с номерами $i \in [0, N-1]$ можем полагать независимыми. Поэтому с высокой вероятностью количество положительных и отрицательных значений $q_2(i)$ будут мало отличаться, откуда и следует указанное неравенство. (Его можно понимать как выполняющееся “в среднем”, то есть справедливое для большинства отрезков реализации и реализующееся при проведении усреднения по большому числу таких отрезков).

Учтем также, что при выполнении (5), значение ΔW^{-1} можем считать величиной, которая является малой (или как минимум в несколько раз меньшей) по сравнению с единицей. В итоге получаем, что максимальное (по всем возможным m) значение $|s_2(m)|$ с высокой вероятностью окажется значительно меньше, чем аналогичная величина для $|q_2(m)|$. Это означает, что при введенных условиях будет иметь место существенное уменьшение для эффективной амплитуды мелкомасштабных флуктуаций дискретной функции $S(m)$ по сравнению с аналогичной амплитудой для $Q(m)$.

Подчеркнем, что в рамках предлагаемой методики важную роль играет требование независимости случайных величин x_1 и x_2 , согласно которому получаем $W(i, m) = W(i - m)$. Это означает, что если $x_2(t) \neq 0$, а слагаемое $x_1(t)$ из суммы (1) находится в ячейке (3) номер i , то вероятность $S(m)$ того, что в итоге измеренное значение $x(t)$ окажется в ячейке номер m , зависит только от разности номеров двух этих ячеек. (В случае полной симметричности данного распределения $W(i - m) = W(|i - m|)$.)

Переход от $W(j, m)$ к $W(j - m)$ является принципиальным, поскольку для всех возможных номеров m он обеспечивает равномерность эффекта рассматриваемого усреднения и связанного с ним уменьшения уровня случайных мелкомасштабных флуктуаций вероятностного распределения $S(m)$ при существовании независимого случайного процесса $x_2(t)$ на соответствующем отрезке реализации. Подобная равномерность является необходимой, поскольку при ее отсутствии степень указанного усреднения может отличаться для разных ячеек в (3). В таком случае в (4) возможно, например, сохранение уровня сильных мелкомасштабных флуктуаций $s_2(m)$ (и, следовательно, $S(m)$) на одном или нескольких интервалах таких ячеек.

В итоге можем утверждать, что появление в (1) случайного слагаемого $x_2(t)$, независимого или слабо зависимого от фоновых шумов $x_1(t)$, при справедливости (5) с высокой вероятностью приводит к уменьшению (по сравнению с отсутствием данного случайного процесса на всем отрезке реализации) модуля разности вероятностей вида $P(m+1) - P(m)$, $0 \leq m \leq N-2$. Этот вывод справедлив и применительно к сумме вида $\sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m P_m$ для одного отрезка реализации, а также для среднего значения подобных сумм по локальной совокупности таких отрезков. (Заметим, что указанную сумму можно рассматривать как частный случай ряда Фурье вида $\sum_{m=0}^{N-1} \exp(ipm) P_m$ при значении аргумента $p = \pi$; область $p \sim \pi$ отвечает исследованию мелкомасштабных флуктуаций случайной последовательности P_m). В данной статье этот факт будет использован при анализе влияния процессов подготовки приближающихся землетрясений на изменение статистики измерений рассматриваемого далее физического поля.

Далее с целью дополнительного усиления обобщаемого статистического феномена вместо $x(t)$ перейдем к рассмотрению некоторой зависимости $\mathcal{F}[x(t)]$, обладающей интегрируемыми

особенностями плотности вероятности случайной величины $\mathcal{F}[x]$. Из проведенных вычислений следует, что их влияние приведет к усилению различия (вблизи точек указанных особенностей) величины эффективной амплитуды рассматриваемых мелкомасштабных флуктуаций для тех отрезков реализации, для которых существует независимое слагаемое $x_2(t)$ по сравнению с отрезками, для которых оно тождественно отсутствует.

В результате мы приходим к выводу, что появление в (1) слагаемого $x_2(t)$, связанного с подготовкой надвигающегося землетрясения, со статистически значимой вероятностью способно привести к существенному изменению величины и в целом свойств функционала вида

$$L(n) = \frac{A}{M} \sum_{l=n-M+1}^n |\mathcal{L}_l|, \quad \mathcal{L}_l = \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m P_{m,l}. \quad (6)$$

В (6) l – номер отрезка реализации, множитель A введен с целью перехода к удобной для анализа области значений данного функционала, M – ширина интервала усреднения по последовательным отрезкам реализации, аргумент n отвечает моменту времени завершения отрезка реализации с этим номером, а коэффициенты $P_{m,l}$ есть вероятности попадания значений случайной величины $F[x(t)]$ в ячейку номер m , см. (3). Подчеркнем, что такое изменение будет иметь место при выполнении условия (5). Это означает, что амплитуда процесса $x_2(t)$ должна существенно превышать ширину h интервала дискретизации в (3). Вероятность такого превышения значительно возрастает при увеличении магнитуды приближающегося события или при географической близости точки его эпицентра к применяемому магнетометру и уменьшается в обратном случае. При дальнейших вычислениях, в частности, будет эмпирически проведена проверка эффективности использования функционала (6) как индикатора приближения моментов времени начала сейсмических событий.

Отметим также, что с математической точки зрения принцип действия предлагаемой методики состоит в оценке степени равномерности вероятностного распределения на малых интервалах области значений измеряемого сигнала. Это означает, что статистический функционал (6) характеризует уровень хаоса и, следовательно, величину энтропии для измеряемого физического поля. Увеличение и, наоборот, сжатие эффективной области значений случайного процесса $x_2(t)$ с высокой вероятностью приводит к уменьшению и, соответственно, увеличению значений функционала (6). Другими словами, при увеличении сдвигания литосферных плит на этапе “итоговой подготовки” приближающегося землетрясе-

ния будет иметь место уменьшение, а при локальном ослаблении таких процессов – увеличение значений функционала $L(n)$.

Стандартный комплект оборудования на магнитных обсерваториях, в том числе BOX и GLK, включает в себя следующие приборы: скалярный магнитометр для измерения полной величины модуля магнитного поля Земли; векторный магнитометр для измерения вариаций компонент вектора магнитного поля Земли; феррозондовый магнитометр на немагнитном теодолите (деклинометр/инклинометр), предназначенный для абсолютных измерений магнитного склонения и наклонения; система автоматического сбора и регистрации магнитных данных. На магнитных обсерваториях сегмента ИНТЕРМАГНЕТ используются скалярные протонные магнитометры, которые измеряют величину модуля магнитного поля Земли с разрешающей способностью 0.01 нТл. Векторный магнитометр, в зависимости от ориентации на географический либо магнитный север, регистрирует компоненты X, Y, Z либо H, D, Z соответственно. Используются в основном цифровые векторные магнитометры DTU Space FGE и MAGDAS-GOLD. Из отечественных приборов распространение получили векторные магнитометры, разработанные в ИЗМИРАН. Типичный векторный феррозондовый магнитометр имеет разрешение до 0.1 нТл. Феррозондовые магнитометры на немагнитном теодолите для проведения абсолютных измерений на магнитных обсерваториях сегмента ИНТЕРМАГНЕТ представлены магнитометрами MinGeo на теодолитах Theo 010 и Theo 020. Основные принципы измерения изложены в [Jankowski, Sucksdorf, 1996; Newit et al., 1996].

В виде случайного процесса $x(t)$ в данной работе рассматривается совокупность измерений X -, Y - и Z -компонент геомагнитного поля. Эти измерения были проведены в период с 1 по 15 февраля 2022 г. на магнитовариационной станции BOX геофизического полигона Борок (Институт физики Земли РАН), расположенной на севере Ярославской области, а также с помощью магнитометра GLK, находящегося на территории Армении. Координаты местонахождения магнитометра GLK почти совпадали с координатами эпицентра рассматриваемого землетрясения.

Далее в статье проводится анализ свойств зависимости $L(n)$ при $A = 1000$ и $M = 100$ и $\mathcal{F}(x) = \sin(x)$ (см. [Volvach et al., 2022a, b, c, d, e], Kogan et al., 2021]). Это связано с тем, что плотность вероятности статистики, отвечающей $\sin[x]$, обладает интегрируемой особенностью вида $(1 - w^2)^{-0.5}$, которая усиливает (с учетом рассмотренного выше усреднения) различие между вероятностными распределениями при суще-

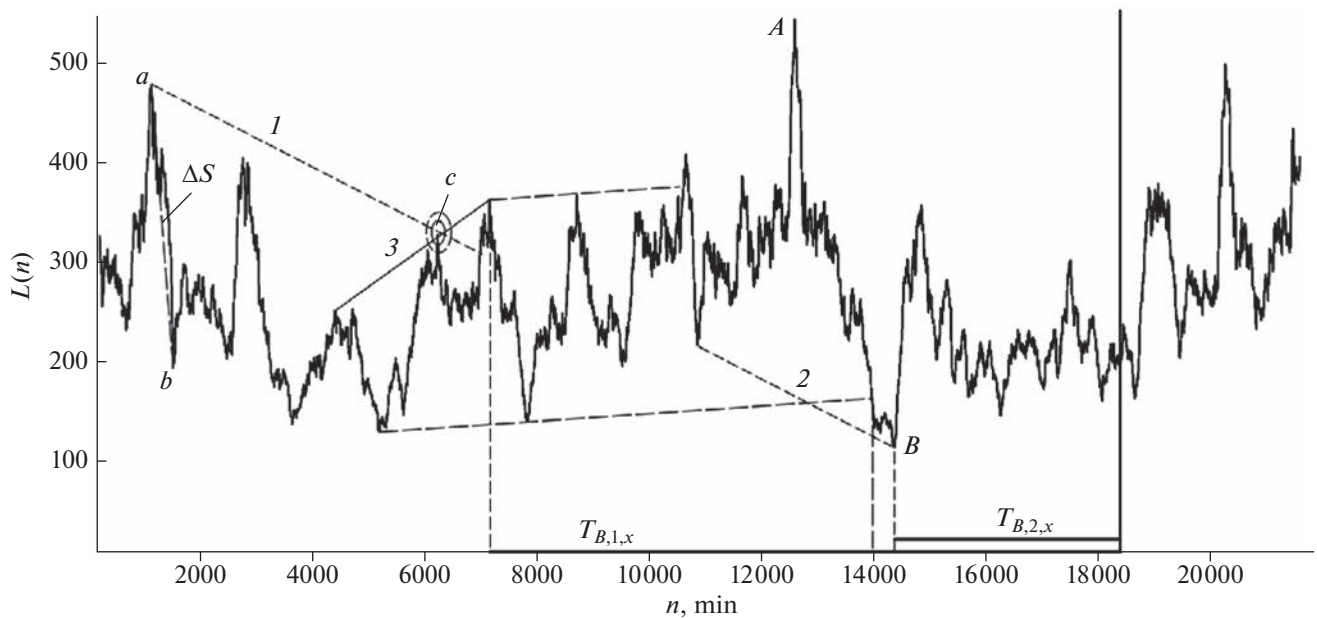


Рис. 2. Зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям X -компоненты геомагнитного поля на магнитометре Борок.

ствовании и при отсутствии случайного процесса $x_2(t)$ на соответствующем отрезке реализации.

Как и в указанных работах, при переходе к рассмотрению статистики случайной величины $\sin(x)$ коэффициент $P_{m,l}$ в формуле (6), по аналогии с (3), обозначает отвечающую отрезку реализации номер l вероятность попадания значений функции $\sin(x)$ в интервал номер m области значений вида

$$\begin{aligned} \sin[x(t)]_{\min} + mh &\leq \sin(x) < \\ &< \sin[x(t)]_{\min} + (m+1)h, \end{aligned} \quad (7)$$

$$0 \leq m \leq N-1.$$

В (7) множитель $h = 0.1$ есть ширина интервала дискретизации, определяющая их общее число $N = 2/h = 20$. Статистика (7) строится по совокупности измерений X -, Y - и Z -компонент измеряемого геомагнитного поля.

Введем несколько определений. Локальными трендами (ЛТ) будем именовать участки кривой $L(n)$, для которых выполняются указанные далее условия. (Примером локального тренда, в частности, является участок $a-b$ кривой $L(n)$ на рис. 2).

(а) Точки начала и завершения ЛТ (назовем их направляющими точками) отвечают экстремумам зависимости $L(n)$.

(b) Выполняется соотношение

$$L(n)_{\max} - L(n)_{\min} \geq 0.25\Delta L, \quad (8)$$

где $L(n)_{\max}$ и $L(n)_{\min}$ — максимум и минимум зависимости $L(n)$ в указанных точках границ ЛТ

(например, точки a и b на рис. 2), а ΔL , по аналогии с [Volvach et al., 2022a, b, c, d, e] — аналогичная разность максимума и минимума (точки A и соответственно B на рис. 2) значений функционала $L(n)$ на интервале от начала отсчета и до момента землетрясения (в данном случае значение ΔL оказывается тем же самым в пределах всей рассматриваемой на соответствующем рисунке области определения аргумента n).

(с) На декартовой плоскости $\{n, L(n)\}$ геометрическое отклонение Δs кривой $L(n)$ от отрезка прямой линии, соединяющей граничные точки и обладающего длиной Δl , удовлетворяет условию

$$\Delta s \leq 0.05\Delta l. \quad (9)$$

(выбор единиц геометрической длины осей абсцисс и ординат, влияющий на определение значений Δs и Δl , будет прокомментирован далее). Соотношение (9) является весьма жестким по сравнению с условиями, принятыми в с [Volvach et al., 2022a, b, c, d].

На рисунке 2 такой отрезок, изображенный удлиненным пунктиром, соединяет точки a и b границ локального тренда; здесь же показано указанное максимальное отклонение Δs .

(d) Для точки как начала, так и завершения ЛТ минимальное расстояние $\Delta n_{\min}$ по горизонтали от кривой $L(n)$ должно удовлетворять неравенству

$$\Delta n_{\min} \geq 350 \text{ min}. \quad (10)$$

Условия (8)–(10) являются значительно более строгими по сравнению с использованными в

[Volvach et al., 2022a, b, c, d, e]. Они означают, что локальные тренды — это достаточно большие и квазипрямолинейные участки кривой $L(n)$, граничные точки которых являются экстремумами, которые существенно отдалены по горизонтали от других точек этой кривой.

Определим канал как пару квазипараллельных прямых, каждая из которых проведена через две соответствующие направляющие точки и угол $\Delta\alpha$ между направлениями которых удовлетворяет условию

$$\Delta\alpha \leq 1.4^\circ. \quad (11)$$

Значение $\Delta\alpha$ определяется с помощью метода скалярного произведения для векторов, проведенных на декартовой плоскости $\{n, L(n)\}$ через указанные пары направляющих точек, определяющих направление границ канала.

При этом горизонтальные координаты этих точек нормируются на длительность интервала в $n_e = 18386$ мин от начала рассматриваемых измерений (1.02.2022 в ноль часов ноль минут по UTC) и до момента землетрясения, а вертикальные — на максимум $\text{Max}\{L(n)\}$ зависимости $L(n)$ на том же промежутке времени. Значения Δs и Δl в (9) вычисляются при этих же условиях. Введение данной нормировки также является существенным ужесточением уровня строгости рассматриваемой методики по сравнению с [Volvach et al., 2022a, b, c, d, e; Вольвач и др., 2022] и необходимо для устранения возможного произвола (при определении значений $\Delta\alpha$, Δs и Δl), связанного с выбором единичного масштаба по осям абсцисс и ординат. Указанная нормировка эквивалентна переходу к проведению соответствующих расчетов при условии одинаковой геометрической длины интервалов $0 \leq n \leq n_e$ и $0 \leq \text{Max}\{L(n)\} \leq L(n)$ для соответствующих осей координат.

Также в порядке существенного ужесточения условий по сравнению с [Volvach et al., 2022a, b, c, d] будем рассматривать только те каналы, для которых хотя бы одна граница проходит либо через один из трех наиболее высоких максимумов, либо через один из трех самых глубоких минимумов рассматриваемой зависимости $L(n)$ на временном интервале до момента начала землетрясения. Введение данного ограничения связано со статистическим смыслом функционала $L(n)$, минимумы и максимумы которого с высокой вероятностью отвечают максимумам и соответственно минимумам “дополнительного” независимого случайного процесса $x_2(t)$, значения которого полагаем пропорциональными уровню сдавливания литосферных плит.

Кроме того, полагаем, что для любого канала отношение ζ большего и меньшего интервалов времени между парами точек, через которые проведены его границы, удовлетворяет условию

$$\zeta \leq 3. \quad (12)$$

(е) Рассмотрим определение тестирования, которое означает либо пересечение кривой $L(n)$ и рассматриваемой прямой линии (например, границы канала), либо (применительно к любой направляющей точке $\mathcal{A}$ с координатами $\{n_t, L(n_t)\}$ и независимо от указанного пересечения или его отсутствия) взаимное прохождение этой прямой при $n = n_t$ на таком расстоянии ΔL_t по вертикали от данной точки $\mathcal{A}$, что коэффициент отклонения

$$\delta = \frac{\Delta L_t}{L(n_t)} \times 100\% \quad (13)$$

удовлетворяет условию $\delta \leq 1.2\%$.

Время последнего тестирования кривой $L(n)$ границ канала рассматривается как момент фиксации предвестника приближающегося землетрясения. Граница канала прерывается в точке ее пересечения с кривой $L(n)$ при нарушении (13).

(ф) Будем называть скользящей границей (СГ) прямую линию, которая проведена через две направляющие точки и при этом происходит тестирование этой прямой со стороны кривой $L(n)$ еще как минимум в одной направляющей точке (которую назовем дополнительной) при выполнении (13). Момент последнего тестирования СГ со стороны кривой $L(n)$ также полагаем временем выявления предвестника. Укажем, что далее при построении каналов и СГ применительно к совокупности точек кривой $L(n)$, для которых выполняется условие (13), будут учитываться только направляющие точки. Отметим, что для скользящих границ, изображенных на всех приведенных далее рисунках, коэффициенты отклонения δ в большинстве случаев оказываются существенно меньше 1% (см. (13)). Как и в случае границ канала, полагаем, что скользящая граница прерывается в точке ее пересечения с кривой $L(n)$ при нарушении (13).

Таким образом, как для границ каналов, так и для скользящих границ точкой последнего тестирования является либо точка пересечения с кривой $L(n)$ при нарушении условия (13), либо последняя направляющая точка, для которой (13) оказывается справедливым. Далее отдельно рассматриваются случаи, когда указанное последнее тестирование происходит перед рассматриваемым землетрясением, и когда оно имеет место уже после его завершения.

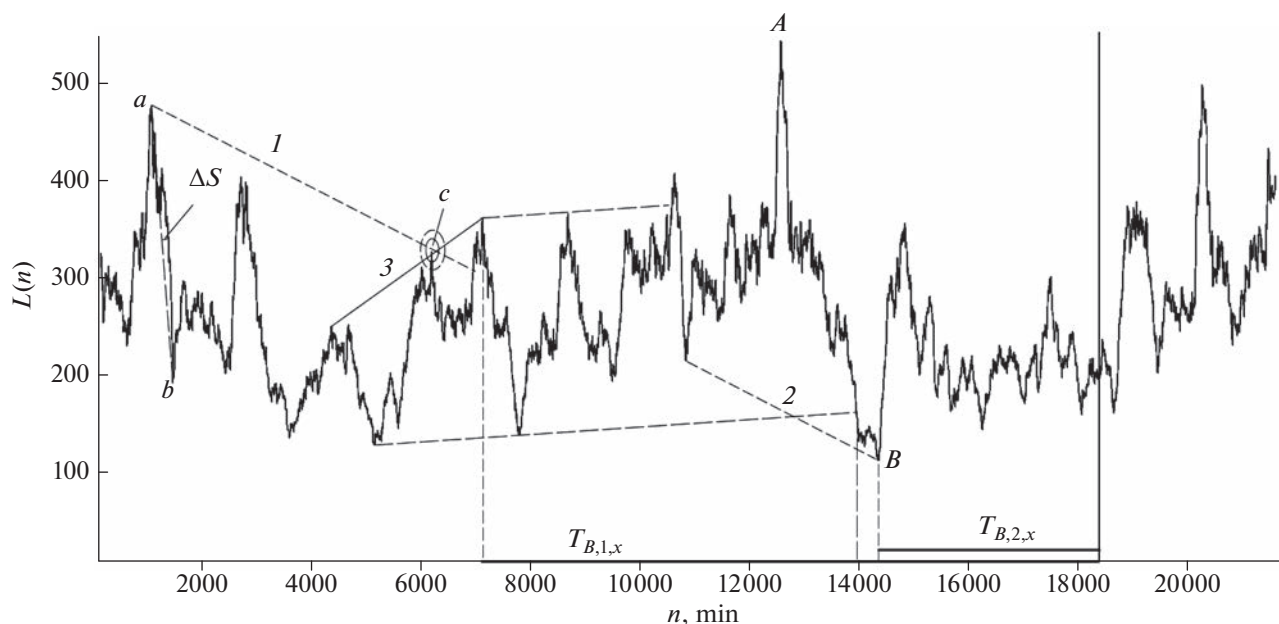


Рис. 3. Зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям Y -компоненты геомагнитного поля на магнитометре Борок.

Считаем, что для любой СГ отношение наибольшего и наименьшего интервалов времени между любыми последовательными парами из трех указанных соседних направляющих точек (через две из которых эта прямая проведена, а третья является дополнительной), также должно удовлетворять (12). Другими словами, интервалы между указанными соседними направляющими точками должны быть взаимно соизмеримыми.

Как для каналов, так и для СГ, все связанные с ними направляющие точки должны взаимно отстоять по времени не меньше, чем на 100 мин. В обратном случае таким точкам сопоставляется одно тестирование. Более подробное теоретическое описание дано в [Volvach et al., 2022a].

Границы каналов будем изображать наклонными пунктирными прямыми, а скользящие границы — сплошными наклонными прямыми линиями.

Отметим, что возникновение перед сильными землетрясениями рассматриваемых в этой статье линейных структур в виде каналов и скользящих границ также подтверждается работами [Volvach et al., 2022a, b, c, d]. В них подобные линейные объекты зафиксированы в общей сложности перед 24 землетрясениями, не считая близких к ним по времени афтершоков. (Для всех без исключения рассмотренных авторами сейсмических событий, и в том числе не вошедших в указанные работы, не было ни одного, которому не предшествовало бы резкое усиление концентрации подобных феноменов применительно к измеряемым полям самой разной природы.) При этом

анализ и выявление предвестников проводились применительно к статистике измерений геомагнитного поля, критической частоты ионосферы и шумов сложной биологической системы. Поэтому даже при отсутствии на данный момент завершённой физической теории их появления, достоверность возникновения статистических феноменов подобного вида и резкого усиления их концентрации перед сейсмическими событиями является вполне доказанной.

Для всех приведенных далее рисунков ось абсцисс отвечает времени в минутах, отсчитываемых от момента 00:00 UTC 01 февраля 2022 г. и имеет период с 00:00 UTC 01.02.2022 г. по 23:59 UTC 15.02.2022 г.

На рисунках 2–7 сплошными наклонными прямыми обозначены скользящие границы, а парами квазипараллельных наклонных пунктирных прямых одного цвета — границы каналов. При этом сплошными эллипсами или окружностями выделены области дополнительных точек, а пунктирными эллипсами или окружностями отмечены критические точки (так будем называть граничные точки локальных трендов, через которые проходят или которые тестируют одновременно несколько границ каналов или скользящих границ). Эти точки могут совпадать: например, на рис. 2 точка c одновременно является и направляющей, и критической).

Вертикальные пунктирные прямые соответствуют времени фиксирования соответствующих предвестников. Момент рассматриваемого землетрясения на всех рисунках отмечен вертикаль-

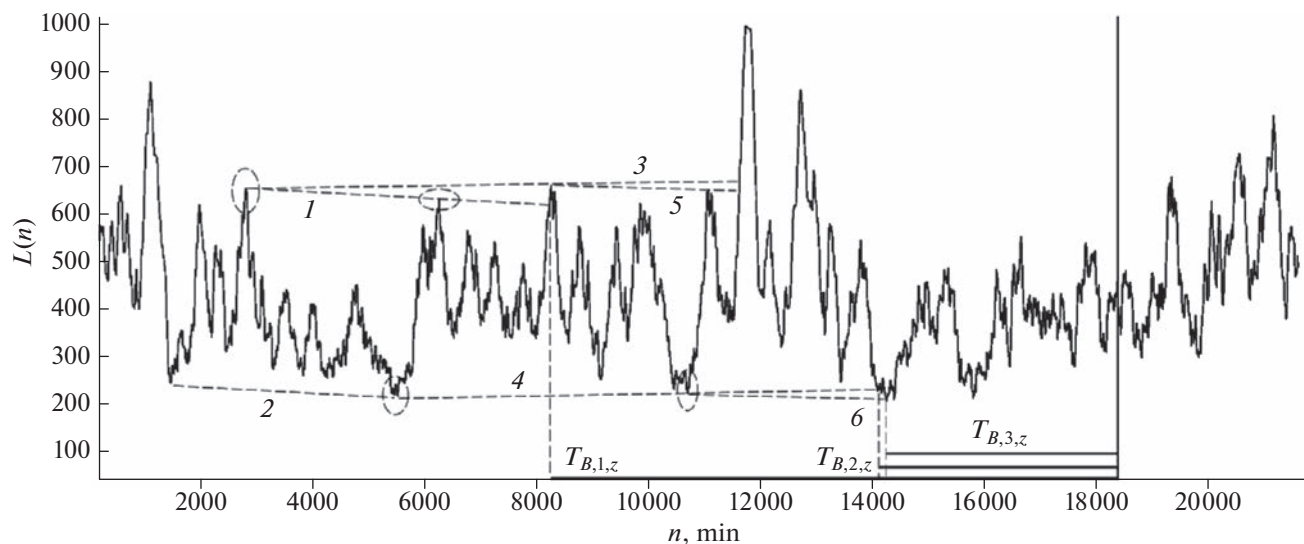


Рис. 4. Зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям Z -компоненты геомагнитного поля на магнитометре Борок.

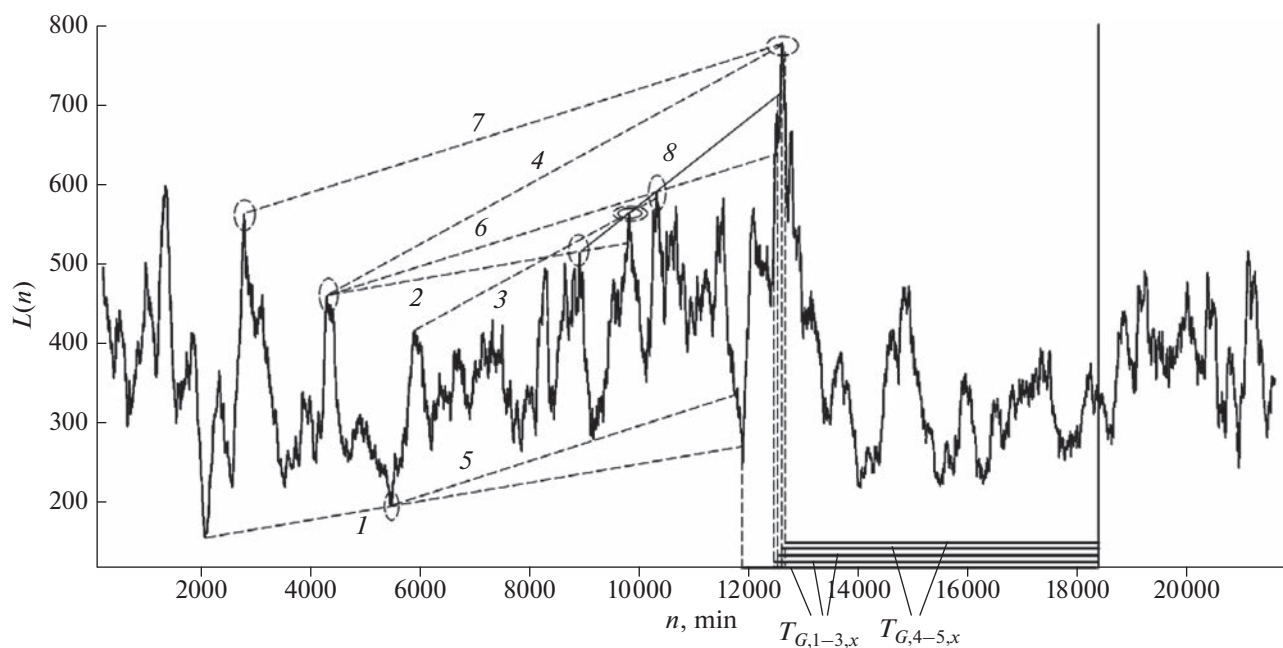


Рис. 5. Зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям X -компоненты геомагнитного поля на магнитометре GLK.

ной сплошной красной прямой линией. В табл. 1 для X , Y и Z -компонент геомагнитного поля приведены значения интервалов времени T_X , T_Y и соответственно T_Z (в минутах) от момента регистрации предвестника и до начала землетрясения. На рис. 2–7 первая точка любого рисунка соответствует $n = M = 100$ min.

Утолщенные зеленые и синие горизонтальные отрезки соответствуют интервалам времени T_X , T_Y и T_Z , а синие пунктирные подобные отрезки – промежуткам T'_X , T'_Y , и T'_Z .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ПРОВЕДЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Магнитовариационная станция ВОХ

На рисунках 2–4 приведена зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям X -, Y - и Z -компонент геомагнитного поля на магнитометре ВОХ (полигон Борок) в период с 00:00 01.02.2022 по 23:59 UTC 15.02.2022. В этот период наиболее сильным и пространственно приближенным к расположению прибора событием в радиусе 2000 км

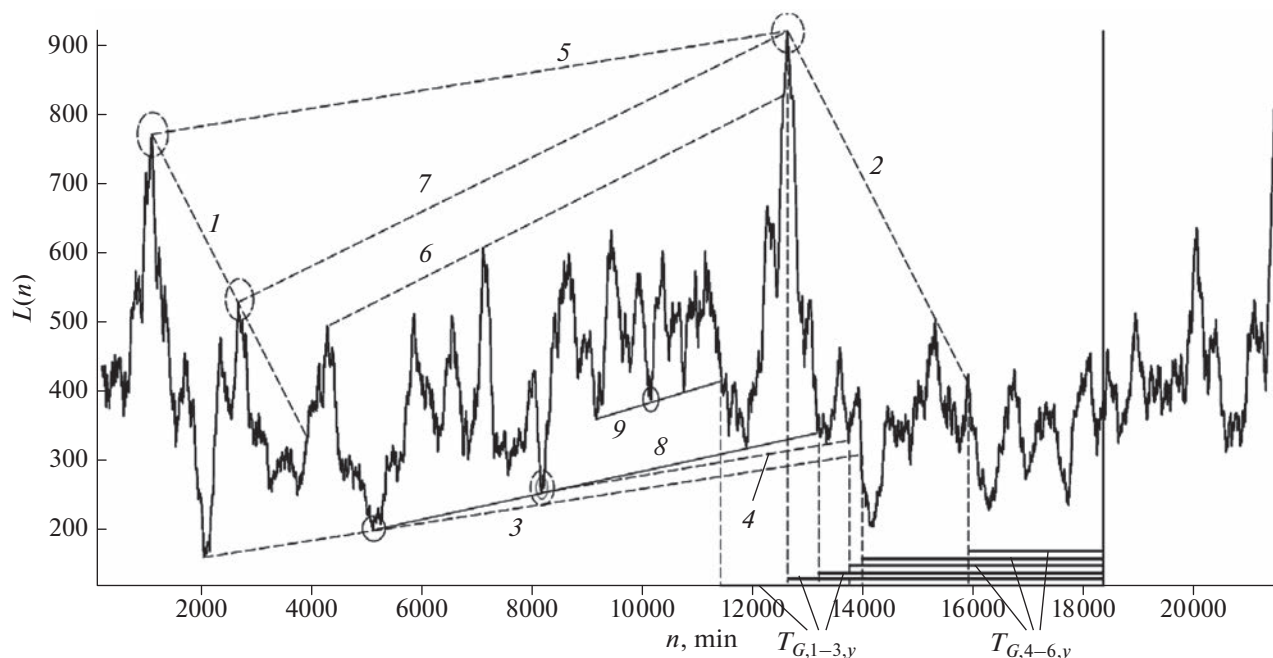


Рис. 6. Зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям Y -компоненты геомагнитного поля на магнитометре GLK.

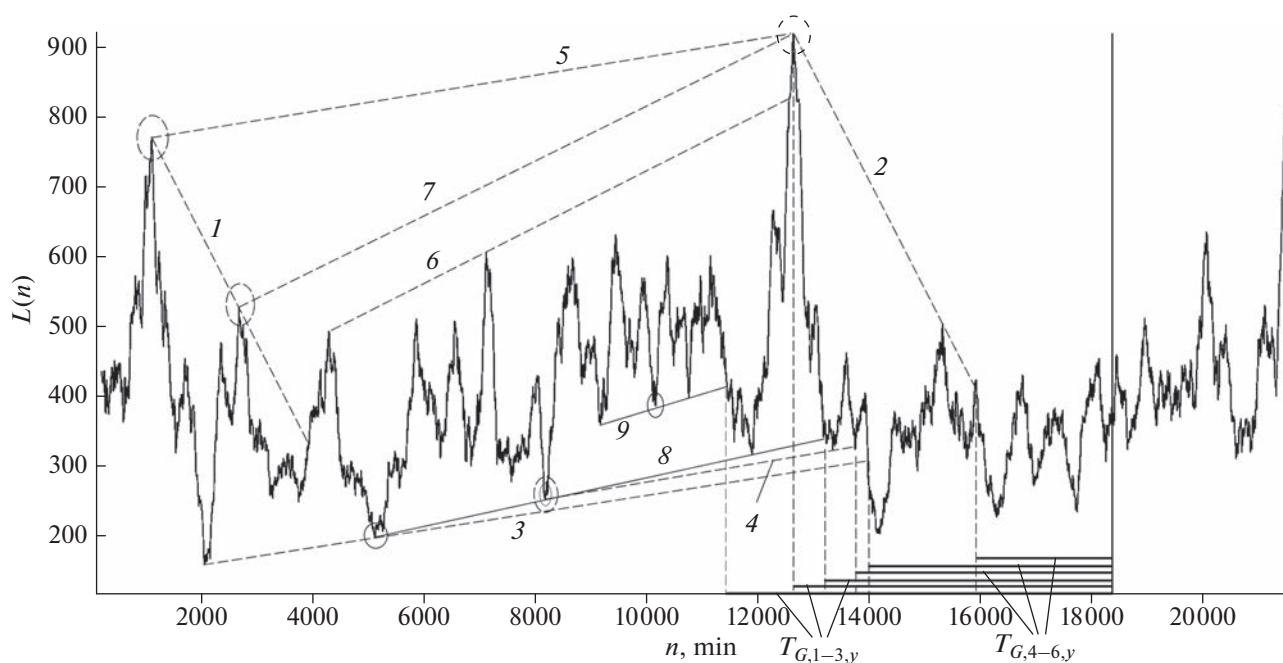


Рис. 7. Зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям Z -компоненты геомагнитного поля на магнитометре GLK.

от точки расположения магнитометра оказалось рассматриваемое землетрясение.

На рисунке 2 приведена зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям X -компоненты геомагнитного поля на магнитометре Борк в указанный период времени. Здесь и далее каждая точка

графика для рассматриваемого статистического функционала $L(n)$ соответствует усреднению по $M = 100$ отрезкам реализации для 120 измерений магнитного поля в каждом. Таким образом, любая точка кривой $L(n)$ отвечает 12000 измерениям соответствующей компоненты магнитного поля.

Таблица 1. Значения интервалов времени по измерениям магнитометров BOX и GLK

i	$T_{B,i,x}$, min	$T_{G,i,x}$, min	$T_{B,i,y}$, min	$T_{G,i,y}$, min	$T_{B,i,z}$, min	$T_{G,i,z}$, min
1	11 230	6512	874	6968	10 151	14970
2	4442	5908	—	5738	4312	6110
3	—	5831	—	5185	3682	4817
4	—	5788	—	4624	—	4814
5	—	5788	—	4397	—	945
6	—	—	—	2474	—	12
7	—	—	—	—	—	128

Примечание. Значения интервалов времени $T_{B,i,x}$, $T_{B,i,y}$ и $T_{B,i,z}$ по измерениям магнитометра BOX и $T_{G,i,x}$, $T_{G,i,y}$ и $T_{G,i,z}$ по данным магнитометра GLK от момента регистрации предвестника и до начала землетрясения. Интервалы времени, соответствующие предвестникам, отвечающим измерениям магнитометра GLK в последние пять суток перед моментом начала землетрясения, выделены жирным. Аналогичные промежутки времени для магнитометра BOX отмечены обычным шрифтом.

Для канала 1–2 угол между направлениями его границ $\Delta\alpha_{1-2} = 0.003^\circ$ удовлетворяет (11). Для интервала $T_{B,1,x}$ точка его начала соответствует моменту последнего тестирования кривой $L(n)$ линии СГ 3, а для промежутка $T_{B,2,x}$ такая точка отвечает времени последнего тестирования для границ канала 1–2. Значения $T_{B,1,x}$ и $T_{B,2,x}$ приведены в табл. 1.

На рисунке 3 изображен вид функционала $L(n)$ для измерений Y -компоненты геомагнитного поля на магнитометре Борок в период с 00:00 UTC 01.02.2022 по 23:59 UTC 15.02.2022. Интервал $T_{B,1,y}$ отвечает точке последнего тестирования кривой $L(n)$ для канала 1–2; значение данного промежутка времени приведено в табл. 1. Угол между направлениями границ данного канала составляет $\Delta\alpha_{1-2} = 0.14^\circ$ и удовлетворяет (11).

На рисунке 4 приведена зависимость $L(n)$, соответствующая измерениям Z -компоненты геомагнитного поля на магнитометре Борок в период с 00:00 UTC 01.02.2022 по 23:59 UTC 15.02.2022. Промежутки времени $T_{B,1-3,z}$, приведенные в таблице, определяются моментами последнего тестирования кривой $L(n)$ границ каналов 1–2, 3–4 и соответственно 5–6 (им отвечают углы между направлениями границ $\Delta\alpha_{1-2} = 0.86^\circ$, $\Delta\alpha_{2-3} = 0.33^\circ$ и $\Delta\alpha_{5-6} = 0.55^\circ$ значения которых удовлетворяют (11)).

3.2. Магнитовариационная станция GLK – обнаружение предвестников землетрясения по статистике измерений X , Y и Z -компонент геомагнитного поля

На рисунке 5 приведена зависимость $L(n)$ для измерений X -компоненты магнитного поля, проведенных в период с 00:00 UTC 01.02.2022 по 23:59 UTC 15.02.2022. магнитовариационной станцией GLK. Интервалы $T_{G,1-2,x}$ и $T_{G,4-5,x}$ соответствуют точкам последнего тестирования для

каналов 1–2, 5–6, 3–4 и 6–7, а промежутков $T_{G,3,x}$ – для аналогичной точки применительно к скользящей границе 8. Длительности этих промежутков времени приведены в таблице. Для интервалов $T_{G,2-5,x}$ отвечающие им вертикальные пунктирные прямые на рис. 5 существенно разрежены по оси абсцисс с целью избежать их полного слияния. Углы расхождения границ для показанных на данном рисунке каналов составляют $\Delta\alpha_{1-2} = 0.13^\circ$, $\Delta\alpha_{3-4} = 0.47^\circ$, $\Delta\alpha_{5-6} = 0.87^\circ$, $\Delta\alpha_{6-7} = 0.20^\circ$.

На рисунке 6 приведена зависимость $L(n)$ для измерений Y -компоненты магнитного поля, проведенной в период с 00:00 UTC 01.02.2022 по 23:59 UTC 15.02.2022 магнитовариационной станцией GLK. Интервалам $T_{G,1,y}$ и $T_{G,3,y}$ соответствуют моменты последнего тестирования для скользящих границ 9 и 8, а промежуткам времени $T_{G,2,y}$ и $T_{G,3-6,y}$ – аналогичные точки для каналов 6–7, 4–5, 3–4 и 1–2. Углы расхождения границ для этих каналов составляют $\Delta\alpha_{1-2} = 0.19^\circ$, $\Delta\alpha_{3-4} = 1.14^\circ$, $\Delta\alpha_{4-5} = 0.61^\circ$, $\Delta\alpha_{6-7} = 0.07^\circ$.

На рисунке 7 приведена зависимость $L(n)$ для измерений Z -компоненты магнитного поля, проведенной в период с 00:00 UTC 01.02.2022 по 23:59 UTC 15.02.2022 магнитовариационной станцией GLK. Интервалам $T_{G,1,z}$, $T_{G,3-4,z}$ и $T_{G,6-7,z}$, соответствуют точки последнего тестирования каналов 3–4, 6–7, 1–2, 8–9 и 4–5, а промежуткам $T_{G,2,z}$ и $T_{G,4,z}$ – аналогичные точки для скользящих границ 10 и 11. Для интервалов $T_{G,3-5,z}$ соответствующие им вертикальные пунктирные прямые существенно разрежены по оси абсцисс с целью большей наглядности рисунка. Углы между границами указанных каналов принимают значения $\Delta\alpha_{1-2} = 0.19^\circ$, $\Delta\alpha_{3-4} = 0.03^\circ$, $\Delta\alpha_{4-5} = 0.71^\circ$, $\Delta\alpha_{6-7} = 0.41^\circ$, $\Delta\alpha_{8-9} = 0.74^\circ$. Значения интерва-

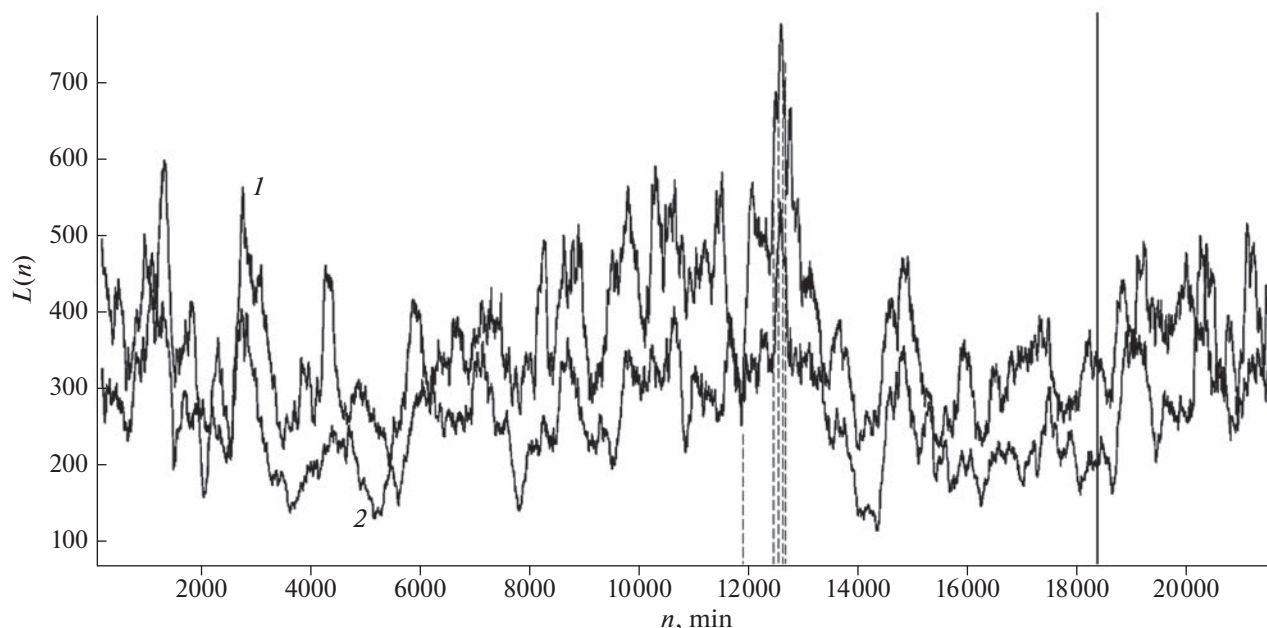


Рис. 8. Сопоставление зависимостей $L(n)$, соответствующих измерениям X -компоненты геомагнитного поля на магнитометре GLK (кривая 1) и Борок (кривая 2).

лов $T_{G,1-7,z}$ от времени регистрации предвестника до момента землетрясения приведены в табл. 1.

С целью непосредственного сопоставления влияния процесса подготовки рассматриваемого землетрясения на свойства статистики магнитного поля в регионе Закавказья и в центре Русской плиты на рис. 8 совместно приведены те же, что и на рис. 2 и соответственно 5, зависимости $L(n)$ для измерений X -компоненты магнитного поля по данным магнетометров BOX (светло-коричневая кривая 1) и GLK (кривая 2; с целью большей контрастности рисунка, в отличие от рис. 2 она изображена синим цветом). Топологическое подобие двух данных кривых повторяется и применительно Y - и Z -компонентам магнитного поля, см. рис. 3 и 5 и соответственно 4 и 7. Точно также имеет место взаимное топологическое подобие всех трех кривых $L(n)$, изображенных на рис. 2–4 и относящихся к данным магнетометра BOX, и этот же феномен имеет место для кривых $L(n)$, приведенных на 5–7 и отвечающих измерениям GLK. Соответствующие рисунки не приведены с учетом ограничения объема данной публикации.

Отметим, что при построении каналов применялись условия, обеспечивающие малую вероятность случайного (то есть не связанного с физическими процессами) возникновения квазипараллельности их границ с выполнением соотношения (11) [Volvach et al., 2022a]. В рассматриваемом случае эти условия сводились либо к существованию еще одного канала, граница которого была бы квазипараллельна границе дан-

ного канала при выполнении (11), либо прохождением хотя бы одной границы канала через критическую точку (последнее условие является дополнением к указанной работе). Невыполнение этих условий в случае рис. 3 связано с чрезвычайно жесткими ограничениями, которые были осознанно введены авторами с целью демонстрации устойчивости предлагаемого подхода. Поэтому канал 1–2 на рис. 3 и связанный с ним интервал $T_{B,1,y}$ также, в целях объективности, включены в число рассматриваемых объектов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании проведенных расчетов получаем следующие основные отличия свойств измерений двух указанных магнитовариационных станций.

1. По результатам измерений магнитометра геофизической станции BOX полигона Борок, расположенного в Ярославской области (то есть фактически в центре сейсмически спокойной Русской плиты) на временном интервале с 00:00 UTC 10.02.2022 по 18:25 UTC 13.02.2022 было зарегистрировано 6 определенных выше предвестников, предшествующих землетрясению магнитудой 5.3 (Metsavan, Armenia, 2022-02-13, 18:25:56 UTC). В то же время для магнитовариационной станции GLK, расположенной в Армении в непосредственной близости от эпицентра данного события, число таких предвестников оказалось равно 18, см. таблицу 1.

2. Согласно данным каталога USGS, других событий с соизмеримым выбросом сейсмической энергии в области радиусом 2000 км от полигона Борок в указанный период времени не было отмечено. В относительной близости к магнетометру GLK на данном временном интервале произошло одно землетрясение такой же магнитуды 5.3 (02.02.2022, 21:03:48 UTC, вблизи о. Кипр, на удалении порядка 1300 км от расположения GLK) и одно сейсмическое событие магнитуды 5.8 на расстоянии порядка 2800 км от этого же магнетометра (04:16:01 UTC 05.02.2022; восточный Афганистан). Начиная с 6 февраля 2022 года и вплоть до момента начала рассматриваемого землетрясения, наиболее близкое событие соизмеримой или большей магнитуды имело место на удалении порядка 7000 км. Поэтому отмеченное в статье различие числа предвестников, зафиксированных по данным двух этих магнетометров, с высокой вероятностью может быть объяснено очень большим отличием расстояний от точки эпицентра рассматриваемого события до станций GLK.

3. Более того, как следует из анализа данных таблицы 1, в последние 5 сут перед моментом начала рассматриваемого в статье события, имело место 17 предвестников для магнетометра GLK против 4 подобных феноменов, отвечающих данным измерений на полигоне Борок.

4. Следовательно, можем утверждать, что в сейсмически активном регионе эффект интенсивного появления рассматриваемых графических феноменов в виде пяти- и соответственно четырехкратного тестирования кривой $L(n)$ границ каналов и линий скользящих границ, ранее выявленный в [Volvach et al., 2022a, b, c, d; Вольвач и др., 2022], проявляется с многократно большей интенсивностью по сравнению с удаленными от точки эпицентра географическими районами. Это означает дополнительную верификацию предложенной в указанных работах методики определения предвестников приближающихся сейсмических событий. Таким образом, возникновение на интервале от порядка 5 суток перед началом землетрясения большого числа линейных графических объектов, рассматриваемых в данной статье, с достаточно высокой вероятностью может указывать на приближение землетрясения в соответствующем сейсмоактивном регионе.

5. При анализе данных магнетометров GLK и BOX были выявлены 17 и соответственно 5 критических точек (они выделены пунктирными эллипсами или окружностями). Напомним, что этим термином названы точки кривой $L(n)$, через которые на декартовой плоскости одновременно проходят несколько разных каналов и скользящих границ. Как следует из результатов [Volvach et al., 2022a, b, c, d; Вольвач и др., 2022], любое возникновение канала или скользящей границы

с высокой вероятностью оказывается связано с возникновением предвестника землетрясения и, следовательно, является индикатором существенных изменений, происходящих в зоне его подготовки. Одновременное сочетание нескольких таких изменений, отвечающее любой критической точке, может быть интерпретировано как момент существенного изменения сразу нескольких процессов подготовки приближающегося события и, следовательно, является важным признаком приближения времени его начала.

6. Следовательно, в несколько раз большее число критических точек для статистики данных магнетометра GLK по сравнению с измерениями на полигоне Борок может рассматриваться, во-первых, как эффективный предвестник приближающегося землетрясения, и во-вторых — как элемент верификации предлагаемого подхода.

7. На рисунках 5–7, отвечающих данным GLK, почти все каналы и скользящие границы проходят хотя бы через одну критическую точку. Это позволяет сделать вывод о высоком уровне взаимосвязи последовательности соответствующих процессов подготовки землетрясения при измерениях в сейсмоактивном регионе. Для рис. 2–4, которые соответствуют совокупности значений геомагнитного поля магнетометра BOX на полигоне Борок, подобная связность выражена существенно меньше. Следовательно, феномен значительного увеличения числа критических точек также с большой вероятностью является признаком “итогового этапа” подготовки землетрясения в соответствующем географическом районе.

8. Как видно из рис. 2–7, моменту начала рассматриваемого землетрясения предшествует возникновение вполне выраженного “провала” зависимости $L(n)$ из которого (на всех рисунка, кроме рис. 7) данная кривая начинает выходить через интервал времени порядка 30–35 ч после события. Такой феномен вполне отвечает развитой во Введении теории, согласно которой значения $L(n)$ должны уменьшаться при большом усилении процессов разлома литосферных плит, который полагаем статистически слабо зависимым от фонового шума (см. [Kogan, 2021]).

9. Авторы полагают, что рассматриваемые в статье линейные объекты в форме каналов и скользящих границ связаны со свойствами энтропии рассматриваемых процессов, которые проявляются в момент приближения резких изменений в состоянии соответствующей физической системы. Данное утверждение является предметом дальнейших исследований.

10. Различное время возникновения предвестников при анализе статистики разных компонент магнитного поля может объясняться разными амплитудами случайного процесса $x_2(t)$ для каждой из компонент магнитного поля, что

обусловлено анизотропией флуктуаций этого поля, вызываемых процессами в зоне подготовки сейсмического события. Указанное различие приводит к разной степени усреднения флуктуаций плотности вероятности фонового шума, которое проявляется в несовпадающем виде соответствующих кривых $L(n)$. При этом обращает на себя внимание концентрация предвестников на интервале 12 200–14 500 мин на рис. 5–7 для X -, Y - и Z -компонент магнитного поля для измерений GLK.

11. Из сопоставления с [Volvach et al., 2022a, b, c, d; Вольвач и др., 2022] следует вывод о значительном увеличении числа регистрируемых предвестников при рассмотрении более длительных интервалов времени, предшествующими соответствующему землетрясению. Этот эффект имеет место даже при очень сильном ужесточении критериев поиска исследуемых линейных объектов в виде каналов и скользящих границ. Подобный феномен может быть связано с тем, что на более длительном промежутке времени имеет место “завершение” пропорционально большего числа физических процессов (например, создание новых сетей разломов), совокупность которых и составляют процесс подготовки приближающегося сейсмического события. Реализация каждого такого процесса повышает общий уровень хаоса в системе, что приводит к выходу зависимости $L(n)$ за пределы ограничительных линий в виде каналов и скользящих границ.

12. Обладая магнитудой 5.3, рассматриваемое кавказское землетрясение относится к числу умеренных. Поэтому требует ответа вопрос о физической возможности регистрации предвестников в Ярославской области, где расположен магнитометр BOX. С целью ответа на него в статье приведен рис. 8, на котором совместно показаны обе зависимости $L(n)$ для X -компоненты магнитного поля, ранее приведенные на рис. 5 и 2, и построенные по данным магнитометров GLK (кривая 1) и соответственно GLK (кривая 2). (Кривая 1 изображена также, как на рис. 5, с сохранением пунктирных линий, которые на рис. 5 обозначают моменты регистрации предвестников, а зависимость 2, совпадающая с приведенной на рис. 2, для усиления контрастности выделена синим цветом).

Как несложно увидеть, на рис. 8 имеет место вполне выраженное топологическое подобие двух этих кривых. Такой результат означает высокий уровень связности и взаимозависимости статистики магнитного поля в двух рассматриваемых регионах. Следовательно, приходим к выводу о нелокальности процессов, связанных с подготовкой рассматриваемого землетрясения [Собисевич и др., 2013а, б]. Такого рода нелокальность может быть объяснена двумя способами. Первый из них сводится к формулировке гипотезы о рас-

пространении напряжения земной коры, возникающего в области гипоцентра готовящегося землетрясения, по системе разломов в западной части Евразии. Генерируемые при таком процессе возмущения магнитного поля имеют место как в области вблизи точки будущего эпицентра, так и на значительной части евро-азиатского и африканского регионов. Подобный феномен в результате приводит к корреляции уровней изменения хаоса в статистике измерений магнитного поля, проводимых обоими рассматриваемыми магнитометрами, что объясняет факт подобия топологии кривых 1 и 2 на рис. 8.

Согласно второй гипотезе, факт обсуждаемого подобия изначально связан с общим процессом возрастания напряжения по всей сети указанных разломов. Данный процесс может быть вызван явлениями, происходящими непосредственно в мантии и самом ядре Земли. С учетом ограниченности возможного объема этой статьи, изучение рассматриваемого феномена, общего для всех компонент магнитного поля, будет являться предметом дальнейших публикаций.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье было проведено сопоставление измерений геомагнитного поля по измерениям магнитовариационных станций Борок и GLK, расположенных соответственно в середине Русской плиты и в Армении. Исследуемые данные отвечали интервалу длиной в 15 суток, течение которого вблизи точки расположения магнитометра GLK имело место землетрясение магнитудой 5.3. Проведенный вероятностный анализ позволил выявить существенные отличия свойств статистики измерений для двух этих магнитометров на интервале времени перед указанным событием. Полученные результаты позволяют говорить о продвижении в решении задачи прогнозирования землетрясений, а также могут рассматриваться как дополнительная верификация предлагаемой методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бабешко В.А., Селезнев М.Г. Об одном методе исследования установившихся колебаний упругого полупространства, содержащего сферическую или горизонтальную цилиндрическую полость // Изв. АН СССР. Сер. ПММ. Вып. 1. Т. 47. С. 115–121. 1983.
- Вольвач А.Е., Коган Л.П., Канониди К.Х. Способ определения вероятности возникновения землетрясений на основе выявления феноменов с высоким уровнем детерминированности / Патент. 2778972 РФ, СПК G01V 1/008 (2022.08); G01V 3/38 (2022.08). № 2021122118: заявл. 26.07.2021: опубл. 29.08.2022. Бюл. № 25. 7 с. 2022.
- Добровольский И.А. Теория подготовки тектонического землетрясения. М.: ИФЗ АН СССР, 217 с. 1991.

- Добровольский И.П. Математическая теория подготовки и прогноза тектонического землетрясения. М.: Физмат, 236 с. 2009.
- Коган Л.П. Изменение статистических функционалов от критической частоты слоя f_2 ионосферы перед сильными землетрясениями // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 55. № 4. С. 525–539. 2015.
<https://doi.org/10.1134/S0016793215040064>
- Собисевич А.Л. Мониторинг слоистых неоднородных сред. Монография. М.: ОИФЗ РАН, 354 с. 2001.
- Собисевич А.Л. Избранные задачи математической геофизики, вулканологии и геоэкологии. М.: ФГБУН ИФЗ РАН, 512 с. 2012.
- Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л., Канониди К.Х. Аномальные геомагнитные возмущения в вариациях магнитного поля Земли на этапе подготовки и развития глубокофокусных землетрясений // Доклады академии наук. Геофизика. Т. 453. № 3. С. 329–333. 2013а.
- Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л., Канониди К.Х., Мисеюк О.И. Геомагнитные возмущения в вариациях магнитного поля Земли на этапах подготовки и развития турецкого (08.03.2010 г.) и северокавказского (19.01.2011 г.) землетрясений // Докл. АН. Геофизика. Т. 449. № 1. С. 93–96. 2013б.
- Чичинин И.С. Вибрационное излучение сейсмических волн. М.: Недра, 220 с. 1984.
- Freund F. Earthquake Forewarning - A Multidisciplinary Challenge from the Ground up to Space // Acta Geophysica. V. 61. № 4. P. 775–807. 2013.
- Jankowski J., Sucksdorff C. Guide for magnetic measurements and observatory practice. International Association of Geomagnetism and Aeronomy, 235 p. 1996.
- Kogan L.P., Bubukin I.T., Shtenberg V.B. To the question of calculating the probability of strong earthquakes in real time // Chaos, Solitons and Fractals. V. 145. 110807. 2021.
- Newitt L.R., Barton C.E., Bitterly J. Guide for magnetic repeat station surveys. International Association of Geomagnetism and Aeronomy Working Group V-8: Analysis of the Global and Regional Geomagnetic Field and its Secular Variation, 1996.
- Volvach A.E., Kogan L.P., Kanonidi K.H. et al. Changes in the properties of the statistics of physical and biophysical fields as earthquake precursor // Communications in Non-linear Science and Numerical Simulation. V. 108. 106200. 2022a.
<https://doi.org/10.1016/j.cnsns.2021.106200>
- Volvach A.E., Kogan L.P., Kanonidi K.H. et al. Statistical precursors of a strong earthquake on April 6, 2009 on the Apennine Peninsula // Heliyon. V. 8. № 8. e10200. 2022b.
<https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2022.e10200>
- Volvach A.E., Kogan L.P., Kanonidi K.H. et al. On the statistical precursors that preceded the earthquake of magnitude 6.0 on September 27, 2021, on the island of Crete // Arabian J. Geosciences. V. 15. 1358. 2022c.
<https://doi.org/10.1007/s12517-022-10656-8>
- Volvach A.E., Kogan L.P., Kanonidi K.H. et al. A Possible Relationship between the Sets of Quasi-Linear Local Trends Statistically Detected in the Variations of the Magnetic Field Parameters before Earthquakes in Seismically Active Zones of the Black Sea, Caucasus, and Western Asia // Geodynamics & Tectonophysics. V. 13. № 5. 0680. 2022d.
- Volvach A., Kogan L., Kanonidi K. et al. About statistical precursor earthquakes on October 12, 2021 with a magnitude of 6.4 on the Island of Crete // Romanian J. Physics. accepted. 2022e.