



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Проблемы солнечно-земной физики



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 64, номер 4, 2024

Кинематика вспышечных лент при эрупции солнечных протуберанцев <i>Б. П. Филиппов</i>	456
Некоторые особенности взаимодействующих возмущений солнечного ветра <i>Н. С. Шлык, А. В. Белов, М. А. Абунина, С. М. Белов, А. А. Абунин, В. А. Оленева, В. Г. Янке</i>	465
Вариация несущей частоты серпентинной эмиссии в условиях спокойной магнитосферы <i>Н. А. Куражковская, Б. И. Клайн, А. Ю. Куражковский</i>	479
Долговременные тренды высоты максимума ионосферного слоя $F2$ <i>А. Д. Данилов, А. В. Константинова, Н. А. Бербенева</i>	489
Изменчивость $NmF2$ на разных долготах средних широт: роль геомагнитной активности <i>В. Х. Денуев, М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова, А. Х. Денуева</i>	503
Верификация эмпирической модели ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек различного класса <i>И. А. Ряховский, Ю. В. Поклад, Б. Г. Гаврилов</i>	512
Волновая активность внутренних гравитационных волн в мезосфере и нижней термосфере в период метеорологического шторма <i>О. П. Борчевкина, Ф. С. Бессараб, А. В. Тимченко, И. В. Карпов</i>	519
Параметризация пространственно-энергетических распределений ионов H^+ и O^+ кольцевого тока на главной фазе магнитных бурь <i>А. С. Ковтюх</i>	529
Сравнительный анализ распространения магнитных вариаций и эквивалентных токовых вихрей геомагнитных $Pc5$ пульсаций по меридиану и азимуту <i>А. В. Моисеев, В. И. Попов, С. А. Стародубцев</i>	548
Восстановление векторного магнитного поля по однокомпонентным данным с использованием эволюционного алгоритма <i>Р. А. Рытов, Н. А. Усов, В. Г. Петров</i>	567
Литосферные магнитные аномалии полярной Арктики (по данным спутника CHAMP) <i>Д. Ю. Абрамова, Л. М. Абрамова</i>	577

КИНЕМАТИКА ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ ПРИ ЭРУПЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

© 2024 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 27.02.2024 г.

После доработки 18.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Вспышечные ленты, образующиеся в солнечных двухленточных вспышках после эрупций протуберанцев, расходятся в противоположные стороны от линии раздела полярностей фотосферного продольного магнитного поля, резко замедляясь со временем и удалением от этой линии. Приведены примеры таких событий и продемонстрирована кинематика вспышечных лент. Сопоставление положения лент с распределением фотосферного магнитного поля показывает, что замедление расхождения лент происходит при их попадании в область сильного продольного поля. Простая модель эрупции протуберанца иллюстрирует кинематические особенности движения лент и связь с источниками коронального магнитного поля в фотосфере.

DOI: 10.31857/S0016794024040012, EDN: RTWBNP

1. ВВЕДЕНИЕ

Внезапное кратковременное увеличение яркости небольшого участка солнечного диска в “белом свете” было, как известно, первым свидетельством спорадической солнечной активности, впоследствии получившим название “солнечной вспышки” [Carrington, 1859; Fletcher et al., 2011]. Хотя долгое время именно такое уярчение, изредка наблюдаемое в “белом свете”, а гораздо чаще в монохроматическом свете хромосферных спектральных линий, ассоциировалось со вспышкой. Позднее стало понятно, что явление связано с внезапным выделением большого количества энергии в атмосфере Солнца, имеющим различные проявления, которые стали регистрироваться по мере развития методов наблюдений. В наиболее крупных событиях яркие участки имеют вид двух (иногда более) длинных лент, давшим таким явлениям название “двухленточных вспышек”.

Обычно длинные вспышечные ленты появляются по обе стороны линии раздела полярностей (ЛРП) фотосферного магнитного поля через некоторое время после эрупции волокна (протуберанца), находившегося ранее над этой ЛРП [Wang et al., 2003; Ding et al., 2003; Sterling and Moore, 2005]. Ленты расходятся в разные стороны

от ЛРП, вначале со скоростью в десятки км с⁻¹, которая затем снижается до единиц км с⁻¹ [Qiu et al., 2002; Wang et al., 2003; Li and Zhang, 2009; Hinterreiter et al., 2018; Zhang et al., 2020]. Те вспышки, которые сопровождаются корональными выбросами, называют эруптивными (eruptive flares), а те, после которых выбросы не регистрируются, — компактными или ограниченными (confined flares) [Švestka, 1986]. В выборке из 50 вспышек, произошедших в период 2000–2015 гг., изученных Hinterreiter et al. [2018], скорость расхождения лент в эруптивных вспышках менялась в широких пределах 3–63 км с⁻¹, причем в 20% случаев скорость превышала 40 км с⁻¹. В компактных вспышках скорость расхождения лент никогда не достигала 40 км с⁻¹.

Когда вспышка происходит недалеко от лимба Солнца, можно видеть, особенно на изображениях, полученных в крайнем ультрафиолетовом диапазоне, демонстрирующих горячую корональную плазму, что ленты соединяются аркадой плазменных корональных петель, поднимающихся вслед за улетающим протуберанцем [Lin et al., 2003]. Первоначально они именовались “послевспышечными петлями”, а позднее — просто “вспышечными петлями”, поскольку стало ясно, что они являются основной и неотъемлемой ча-

стью явления. В так называемой “стандартной модели вспышки” [Carmichael, 1964; Sturrock, 1966; Hirayama, 1974; Kopp and Pneuman, 1976] над вершиной аркады происходит энерговыделение в токовом слое, образующемся на нулевой линии магнитного поля. Заряженные частицы, ускоренные при магнитном пересоединении [Прист и Форбс, 2005], двигаются вдоль силовых линий и, попадая в плотные слои атмосферы, нагревают вещество, что проявляется в эмиссии во вспышечных лентах и наполнении магнитных петель расширяющейся горячей плазмой (хромосферное испарение).

Скорость перемещения вспышечных лент в предположении, что эрупция сформировала протяженный токовый слой и “открыла” ранее замкнутые силовые линии, отражает скорость пересоединения этих линий с образованием вновь замкнутых [Forbes and Priest, 1984; Forbes and Lin, 2000]. Скорость перемещения вспышечных лент v_R в двумерной конфигурации связана со скоростью пересоединения, определяемой величиной электрического поля E на нулевой линии простым соотношением [Forbes and Priest, 1984]

$$E = B_z v_R, \quad (1)$$

где B_z — величина вертикального поля в месте расхождения вспышечных лент.

В данной работе рассматриваются особенности расхождения вспышечных лент и причины замедления их движения. Простая модель эрупции протуберанца демонстрирует поведение оснований магнитных петель, связанных с поднимающейся во время эрупции нулевой точкой магнитного поля.

2. ПРИМЕРЫ РАСХОЖДЕНИЯ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ В ДВУХЛЕНТОЧНЫХ ВСПЫШКАХ

На рис. 1 показаны примеры вспышечных лент, появившихся после эрупций солнечных волокон (протуберанцев). Использованы наблюдения в линии H α Медонской обсерватории (<https://bass2000.obspm.fr/home.php>) и Солнечной обсерватории Канцельхойе (<http://cesar.kso.ac.at>), а также в канале 304 Å инструмента AIA (Atmospheric Imaging Assembly [Lemen et al., 2012]) на борту космической обсерватории SDO (Solar Dynamic Observatory). В первой колонке приведены фрагменты фильтрограмм с лентами вблизи периода их максимального расхождения. Ленты обозначены как R1 – R8. На каждом фрагменте обозначена линия А–В, пересекающая вспышечные ленты приблизительно перпендикулярно, по из-

менениям распределения яркости вдоль которой строились диаграммы яркость–время, приведенные во второй колонке. На диаграммах видно, что ленты появляются на линии А–В не обязательно одновременно и между ними с самого начала существует промежуток. Темные полосы с большим наклоном на панелях *з* и *л* – следы быстрого перемещения эруптивных волокон. Примерно вдоль середины траектории перемещения каждой ленты проведены линии: сплошная для нижних лент на диаграммах, которые соответствуют юго-восточным лентам на фильтрограммах в левой колонке, и штриховая для верхних, северо-западных, лент. Эти аппроксимирующие перемещение лент кривые использовались для вычисления скоростей расхождения лент. Правая колонка рис. 1 – графики зависимости скорости движения лент от времени. Штриховые линии соответствуют лентам, расположенным северо-западнее, как и на диаграммах в средней колонке.

Во всех событиях скорость лент быстро уменьшается. Самая большая начальная скорость, более 50 км с⁻¹, была в событии 29 сентября 2013 г. (рис. 1*у*), самая маленькая, всего около 4 км с⁻¹, – в событии 15 июля 2022 г. (рис. 1*м*). Продолжительность быстрого расхождения лент составляет около получаса, кроме события 15 июля 2022 г., в котором скорость меняется медленнее, но и величина ее минимальна.

3. ПОЛОЖЕНИЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ ОТНОСИТЕЛЬНО ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как известно, солнечные волокна (протуберанцы) располагаются над ЛРП фотосферного продольного (вертикального) магнитного поля [McIntosh, 1972; Snodgrass et al., 2000; Durant, 2002]. Вскоре после эрупции волокна по обе стороны ЛРП появляются яркие вспышечные ленты. Вначале они находятся в канале волокна или так называемой зоне инверсии, где фотосферное поле преимущественно горизонтально и существуют только отдельные вкрапления сильного вертикального поля [Martin, 1998]. По мере того как ленты расходятся, они попадают в области, где вертикальные поля становятся все более сильными.

На рис. 2 показано положение вспышечных лент, соответствующих рис. 1*ж* и *к* в момент, близкий к их максимальному расхождению, наложенное на магнитограмму фотосферного поля, полученную с помощью магнитографа HMI (Helioseismic and Magnetic Imager [Schou et al., 2012]) на борту SDO. Ленты замедляются и останавливаются, когда достигают областей высокой концентрации

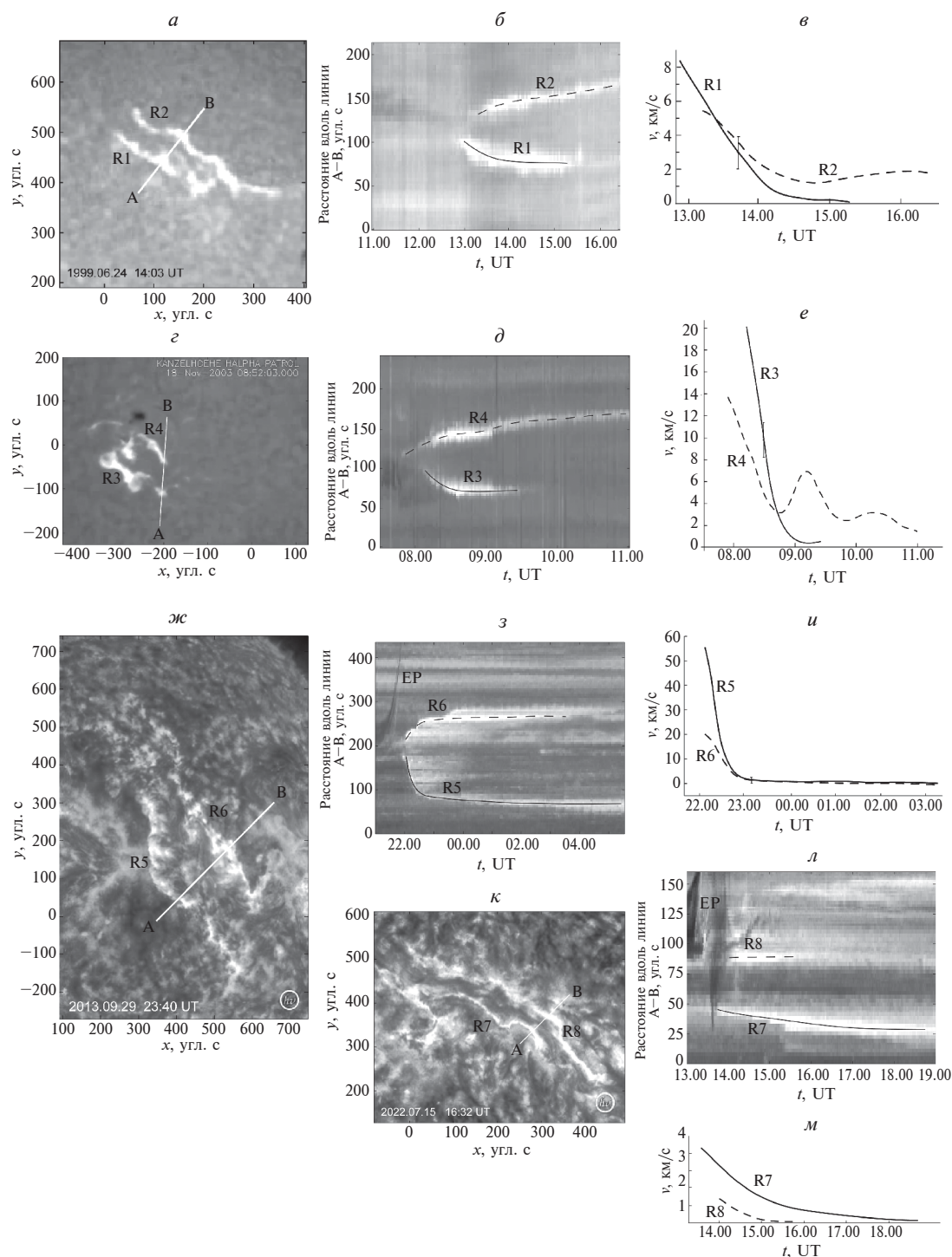


Рис. 1. Движение вспышечных лент. Левая колонка — изображения вспышечных лент на фильтрограммах: (а) — в линии H α 24 июня 1999 г. (с разрешения Медонской обсерватории), (z) — в линии H α 18 ноября 2003 г. (с разрешения Солнечной обсерватории Канцельхойе), (ж) — в канале 304 Å SDO/AIA 29 сентября 2013 г. (с разрешения консорциума SDO/AIA), (к) — в канале 304 Å SDO/AIA 15 июля 2022 г. (с разрешения консорциума SDO/AIA). Ленты обозначены символами R1 — R8. Средняя колонка — перемещение вспышечных лент вдоль линий А–В, показанных на левых волокнах. Темные полосы с большим наклоном на панелях z и л соответствуют быстрому перемещению эруптивных волокон (EP). Правая колонка — графики зависимости скорости движения лент от времени. Штриховые линии соответствуют лентам, расположенным северо-западнее (с разрешения консорциума SDO/AIA).

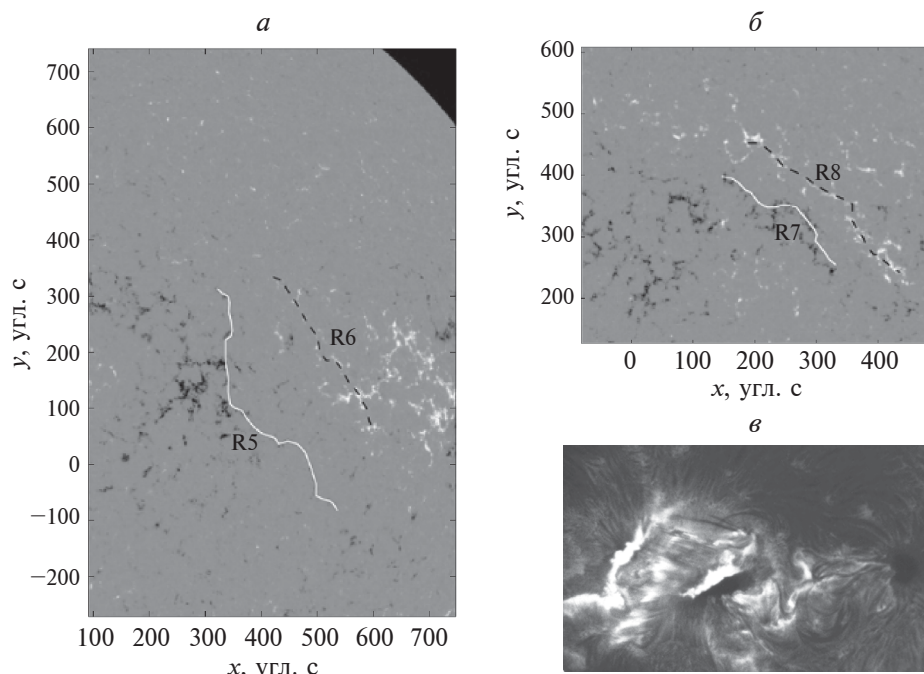


Рис. 2. Положение вспышечных лент относительно фотосферного магнитного поля. (а) и (б) соответствуют панелям (ж) и (к) на рис. 1, (в) – фильтрограмма в линии H α вспышки, проходящей через тень солнечных пятен (Большой внезатменный коронограф ГАС ГАО). (С разрешения консорциумов SDO/AIA, SDO/HMI и ГАС ГАО).

продольного магнитного поля. Особенно наглядно это видно на рис. 2б, где ленты в своем максимальном расхождении проходят непосредственно по цепочкам концентрированных полей того и другого знака.

Другой характерный пример представлен на рис. 2в, где вспышечные ленты в активной области с крупными пятнами доходят до середины тени каждого из пятен противоположной полярности и останавливаются там. На фильтрограмме в линии H α хорошо видны уже сравнительно холодные петли, соединяющие ленты. Можно предположить, что силовые линии, исходящие из вторых половинок тени пятен замыкаются где-то на периферии активной области и не участвуют во вспышечном процессе. Попробуем проиллюстрировать это на простой модели эрупции протуберанца.

4. ДВИЖЕНИЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ В ПРОСТОЙ ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ЭРУПЦИИ МАГНИТНОГО ЖГУТА

Рассмотрим простую двумерную модель равновесия солнечного протуберанца в короне, впервые рассмотренную Van Tend and Kuperus [1978]. Вещество протуберанца находится внутри магнитного жгута, который для простоты представляется линейным электрическим током. Жгут находится в равновесии под действием силы Лоренца,

состоящей из силы взаимодействия тока с внешним полем короны и силы взаимодействия тока с индукционными токами на поверхности фотосферы, а также силы тяжести.

$$F_z(h) = \frac{I^2}{c^2 h} - B_x^q(h) \frac{I}{c} - mg, \quad (2)$$

где ось z – вертикальна; I – величина электрического тока, текущего вдоль оси y , вдоль которой все величины не меняются; h – высота положения тока над фотосферой; B_x^q – внешнее магнитное поле, создаваемое двумя источниками (“магнитными зарядами” q и $-q$); m – масса протуберанца; g – ускорение силы тяжести; c – скорость света. Первый член в правой части уравнения описывает взаимодействие коронального тока с плотной проводящей фотосферой, индукционные токи на поверхности которой, как обычно, заменяются эквивалентным “зеркальным током” $-I$, текущим на глубине $-h$ под поверхностью [Kuperus and Raadu, 1974]. Компоненты магнитного поля тока, текущего в короне и его зеркального изображения описываются выражениями

$$B_x^I = \frac{2I}{c} \left(\frac{z-h}{x^2 + (z-h)^2} - \frac{z+h}{x^2 + (z+h)^2} \right), \quad (3)$$

$$B_z^I = \frac{2I}{c} \left(\frac{1}{x^2 + (z+h)^2} - \frac{1}{x^2 + (z-h)^2} \right), \quad (4)$$

а компоненты магнитного поля двух зарядов – выражениями

$$B_x^q = q \left[\frac{x+a}{(x+a)^2 + (z+d)^2} - \frac{x-a}{(x-a)^2 + (z+d)^2} \right], \quad (5)$$

$$B_z^q = q \left[\frac{z+d}{(x+a)^2 + (z+d)^2} - \frac{z+d}{(x-a)^2 + (z+d)^2} \right], \quad (6)$$

где a – половина расстояния между зарядами, а d – глубина их залегания под фотосферой.

Равновесие магнитного жгута, $F_z(h) = 0$, на некоторой высоте требует определенного соотношения между величиной тока и зарядов, причем на небольшой высоте влиянием силы тяжести можно пренебречь. Тогда равновесное значение тока на высоте h равно [Филіппов, 2013]

$$I = \frac{2qahc}{a^2 + (h+d)^2}. \quad (7)$$

С другой стороны, при заданном значении тока I могут существовать два положения равновесия (без учета силы тяжести)

$$h_{1,2} = \frac{aqc}{I} - d \pm a \sqrt{\frac{q^2 c^2}{I^2} - \frac{2dq}{I} - 1}, \quad (8)$$

причем нижнее положение равновесия устойчиво, а верхнее – неустойчиво. При значении тока, которое можно назвать критическим

$$I_c = \frac{qac}{\sqrt{(a^2 + d^2) + d}}, \quad (9)$$

обе точки равновесия сливаются, а при больших значениях тока, равновесие невозможно. При достижении критического значения тока и, соответственно, критической высоты, происходит эрупция магнитного жгута. Дальнейшая эволюция жгута определяется уравнением движения

$$m \frac{d^2 h}{dt^2} = F_z(h) - F_d, \quad (10)$$

где F_d – сила динамического сопротивления движению, которая, как в гидродинамике, может быть пропорциональна скорости или квадрату скорости в зависимости от величины числа Рейнольдса. На начальном этапе эрупции, когда скорость еще не слишком велика, этим членом можно пренебречь. Однако необходимо учитывать

индукционный эффект в контуре электрического тока, который обычно описывается сохранением магнитного потока между жгутом и фотосферой. Величина тока будет меняться, таким образом, согласно уравнению

$$q \left[\arctg \frac{h+d-r}{a} - \arctg \frac{d}{a} \right] - 2 \frac{I}{c} \ln \frac{2h}{r} = \text{const}, \quad (11)$$

где r – радиус поперечного сечения жгута с током. Сохранение тороидального магнитного потока внутри магнитного жгута с бессиловой структурой ($\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, $\alpha = \text{const}$) дает соотношение между радиусом сечения жгута r и протекающим в нем электрическим током I [Lin et al., 1998]

$$r = r_0 \frac{I_0}{I}. \quad (12)$$

Уравнение (11) относительно тока I с учетом (12) становится трансцендентным. Для его решения можно использовать метод итераций. Следует отметить, что в тех пределах высот, которые нас интересуют, изменения радиуса сечения жгута составляют не более 30%, а учитывая логарифмическую зависимость от радиуса сечения в третьем члене (11) и $r \ll (h+d)$, разница в изменениях величины тока с высотой вообще очень мала.

Для численных расчетов были выбраны следующие безразмерные значения параметров модели: $q = 50$, $a = 1$, $d = 0.2$, $m = 5$, $r_0 = 0.01$, $g = 3$. Критическое значение тока, при достижении которого начинается эрупция при этих параметрах, равно $I_c/c = 41$, а критическая высота $h_c = 1.2$. Для того чтобы начальное положение жгута было равновесным, начальное значение тока было выбрано чуть ниже критического, но внешнее поле задается медленно убывающим по закону

$$B^q = B_0^q \exp\left(-t/\tau\right) \quad (13)$$

с постоянной убывания $\tau = 1000$. Такое очень медленное изменение поля принято для того, чтобы показать, что равновесная высота жгута очень незначительно растет из-за этих изменений, согласно уравнению (8), но этого достаточно, чтобы сдвинуть жгут в область неустойчивости, поскольку начальное положение выбрано очень близким к критической точке. Дальнейшая эволюция жгута определяется пространственной структурой внешнего поля и практически не изменится, если поле останется стационарным после начала эрупции.

Когда магнитный жгут после начала эрупции достигает высоты

$$h_N = \sqrt{3a^2 + 4d^2} - d, \quad (14)$$

на поверхности фотосферы появляется нулевая точка магнитного поля $B = 0$, которая затем начинает подниматься вслед за жгутом. На рис. 3а показаны магнитные силовые линии суммарного поля при достижении током высоты $h = 10$. Силовые линии, исходящие из нулевой точки вниз к хромосфере, входят в нее на очень ограниченном участке, несмотря на значительные изменения высоты нулевой точки z_n (рис. 3б). Графики изменения высоты жгута h , нулевой точки z_n и положения точки пересечения силовой линии, исходящей из нулевой точки с фотосферой R, показаны рис. 4а, а на рис. 4б изображены графики скорости их перемещения. Скорость жгута v быстро возрастает после начала эрупции. Скорость подъема нулевой точки v_{zn} с самого начала достаточно велика, а после небольшого начального спада увеличивается до максимального значения и затем медленно уменьшается. Скорость расхождения лент v_R , максимальная в самом начале, резко падает до значений, близких к нулю.

На рис. 4 пунктирной кривой изображен профиль изменения индукционного электрического поля в нулевой точке, определенный по формуле [Прист и Форбс, 2005]

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A(z_n)}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (15)$$

где A – векторный потенциал магнитного поля. В данном случае имеет значение только зависящая от h компонента потенциала:

$$A = 2 \frac{I}{c} \ln \frac{z+h}{z-h}, \quad (16)$$

соответственно

$$\frac{\partial A(z_n)}{\partial h} = 4 \frac{I}{c} \frac{z_n}{(z_n^2 - h^2)}. \quad (17)$$

Кривая индукционного электрического поля нормирована на максимальное значение и приведена к масштабу других величин на рис. 4.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно стандартной модели солнечных вспышек, вспышечные ленты возникают благодаря потокам ускоренных частиц и тепла, распространяющимся из точки пересоединения, где происходит энерговыделение, вдоль магнитных силовых линий до хромосферы. Задержка появления вспышечных лент после эрупции магнитного жгута и замедление их расхождения обычно связывают процессами в токовом слое, который развивается в окрестностях нулевой точки (ли-

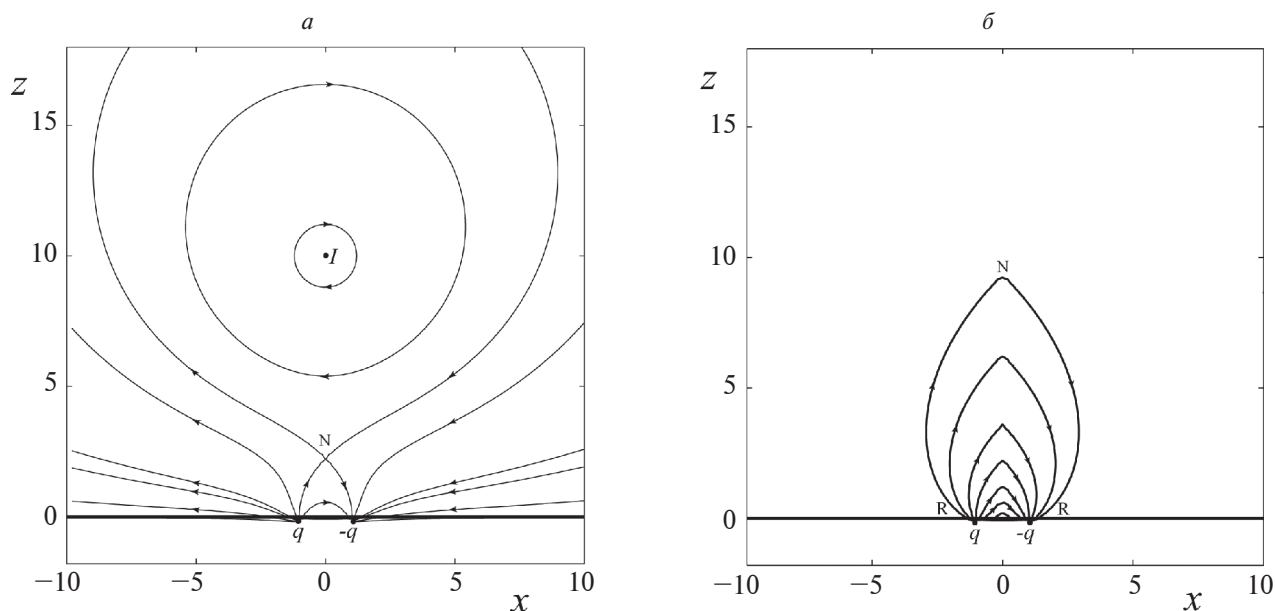


Рис. 3. (а) – силовые линии магнитного поля прямого электрического тока I во внешнем поле двух зарядов q и $-q$ и последовательность силовых линий, исходящих из нулевой точки N к лентам S в хромосфере при подъеме тока (б).

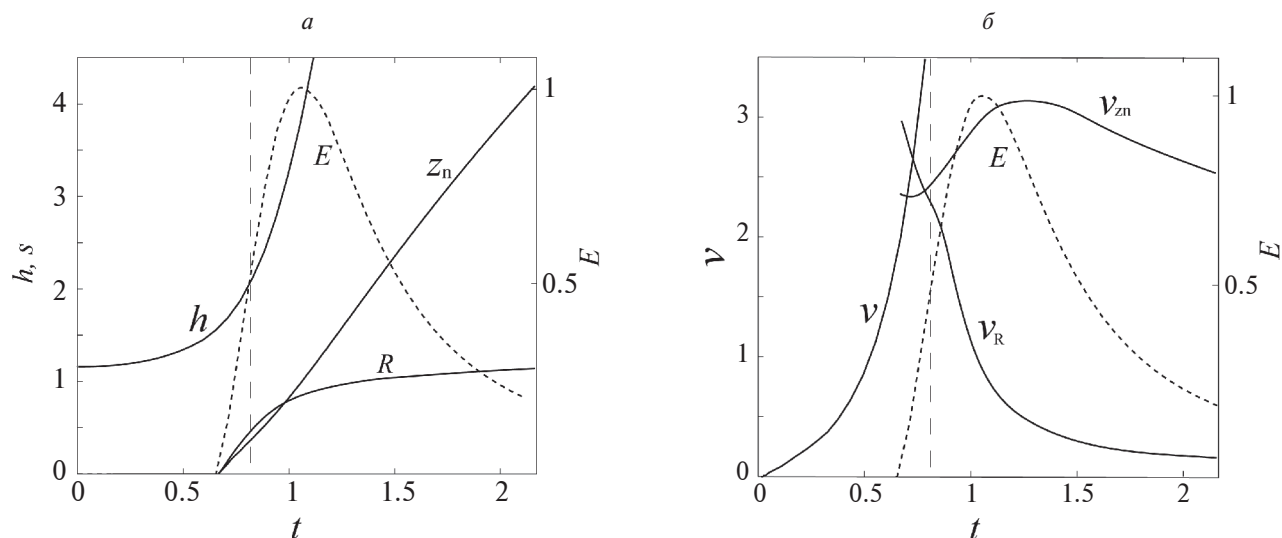


Рис. 4. Зависимость от времени высоты h эруптирующего магнитного жгута, нулевой точки z_n и полурасстояния R между вспыхивающими лентами (а) и скорость изменения координат этих величин v , v_{zn} и v_s соответственно (б). Штриховой линией с коротким штрихом показан профиль изменения индукционного электрического поля в нулевой точке, вертикальная штриховая линия с длинным штрихом показывает момент возрастания индукционного поля до половины максимального значения.

нии) [Forbes et al., 2018]. Скорость подъема самой нулевой точки в разных моделях зависит от свойств коронального магнитного поля и формы эруптирующего жгута [Priest and Forbes, 1990; 2002; Filippov, 2022]. Прист и Форбс [2005] показали, например, что в случае двух точечных источников коронального поля, расположенных непосредственно на поверхности фотосферы, скорость подъема нулевой точки в момент ее появления в короне может быть чрезвычайно высока, но она быстро уменьшается со временем. Это связано с тем, что вертикальный градиент поля строго между источниками равен нулю. В нашей модели скорость подъема нулевой точки меняется не очень значительно и после небольшого роста плавно уменьшается.

Хотя величина индукционного электрического поля в нулевой точке согласно уравнению (15) прямо пропорциональна скорости магнитного жгута, она быстро уменьшается после достижения максимального значения (рис. 4), несмотря на то, что жгут продолжает ускоряться. Такое поведение объясняется обратной пропорциональной зависимостью второго сомножителя в (15) от квадрата высоты жгута, определяемого уравнением (17). На рис. 4 вертикальной штриховой линией отмечен момент времени, когда электрическое поле достигает половины своего максимального значения. Этот момент можно связать с началом появления эмиссии во вспыхивающих лентах. Как

видно на рис. 4а, силовые линии, соединяющие нулевую точку с поверхностью, уже разошлись на заметное расстояние. Это хорошо соответствует поведению реальных вспыхивающих лент, отчетливо проявляющееся на диаграммах в среднем столбце рис. 1. Скорость расхождения оснований силовых линий еще велика, но быстро спадает, так что ленты вскоре практически останавливаются, что так же хорошо согласуется с наблюдениями.

Очевидно, что замедление перемещения оснований силовых линий, связанных с нулевой точкой, обусловлено высокой концентрацией поля и, соответственно, большой плотностью силовых линий. Этот факт тоже подтверждается, вообще говоря, наблюдениями, приведенными на рис. 2. Можно попытаться интерпретировать формулу (1), которая обычно используется для оценки величины электрического поля в области пересоединения, в некоторой степени “наоборот”, считая, что индукционное поле как-то задано, как, например, в нашей модели, а величины справа зависят от него. Во-первых, конечно, если электрическое поле E уменьшается, то должна уменьшаться и скорость лент в правой части уравнения. Но более заметное влияние на скорость может оказать резкое увеличение вертикального магнитного поля, являющегося первым сомножителем в правой части. В канале волокна вертикальное магнитное поле слабое, так что поле преимущественно

горизонтально. На краях зоны инверсии появляются более сильные вертикальные поля (рис. 2), и именно здесь и “застревают” вспышечные ленты. Такую же картину отмечают Qui et al. [2004] для вспышки 12 сентября 2000 г. Рис. 2 в их работе очень похож на наш рис. 2а и б. Резкое снижение скорости перемещения вспышечной ленты при попадании в область сильного магнитного поля отмечают также Hinterreiter et al. [2018].

Кинематика вспышечных лент отражает свойства магнитного поля в области развития эрупции волокна (протуберанца). Пространственное распределение полей в фотосфере определяет вертикальный градиент убывания магнитного поля в короне и, следовательно, влияет на скорость движения нулевой точки, поднимающейся вслед за эрупирующим магнитным жгутом, составляющим магнитный “каркас” протуберанца. Подъем нулевой точки находит отражение в расхождении вспышечных лент, которые согласно стандартной модели вспышки представляют собой след сепаратрис нулевой точки на поверхности хромосферы. Еще большее влияние на кинематику лент оказывает наличие в фотосфере участков с высокой концентрацией поля, сильно тормозящих дальнейшее расхождение лент, когда они достигают таких участков. Эти свойства наглядно иллюстрируются на примере простой модели эрупции прямого магнитного жгута.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам Медонской обсерватории, Солнечной обсерватории Канцельхойе, Горной астрономической станции ГАО, а также научным группам проектов SDO/AIA и SDO/HMI за возможность доступа к материалам наблюдений. Автор признателен рецензентам за полезные замечания. SDO – миссия NASA в рамках программы Living With a Star. Часть изображений получена с использованием сервиса Heliviewer Project, финансируемого ESA и NASA.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания без привлечения дополнительного финансирования.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор декларирует отсутствие конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. Пер. с англ. ред. В.Д. Кузнецов, А.Г. Франк. М: Физматлит, 592 с. 2005.

– Carmichael H. A process for flares / The Physics of Solar Flares / Proceedings of the AAS-NASA Symposium. Greenbelt, MD. October 28–30, 1963. Ed. Hess W.N. SP-50 of NASA Special Publications, Washington: NASA Scientific and Technical Information Division. P. 451–456. 1964.

– Carrington R.C. Description of a singular appearance seen in the Sun on September 1, 1859 // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 20. P. 13–15. 1859.

– Ding M.D., Chen Q.R., Li J.P., Chen P.F. H α and hard X-ray observations of a two-ribbon flare associated with a filament eruption // Astrophys. J. V. 598. № 1. P. 683–688. 2003. <https://doi.org/10.1086/378877>

– Durant C.J. Polar magnetic fields – filaments and the zero-flux contour // Solar Phys. V. 211. № 1–2. P. 83–102. 2002. <https://doi.org/10.1023/A:1022501505915>

– Filippov B. Electric current equilibrium in the corona // Solar Phys. V. 283. № 2. P. 401–411. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0253-4>

– Filippov B. Rising of a magnetic null point in the wake of an erupting flux rope // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 512. № 1. P. 1357–1364. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac575>

– Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S. et al. An observational overview of solar flares // Space Sci. Rev. V. 159. № 1–4. ID 19. 2011. <https://doi.org/10.1007/s11214-010-9701-8>

– Forbes T.G., Priest E.R. Reconnection in solar flares / Solar Terrestrial Physics: Present and Future. Eds. Butler D.M., Papadopoulos K. Greenbelt, MD: NASA Reference Publication 1120. P. 1–35. 1984.

– Forbes T.G., Lin J. What can we learn about reconnection from coronal mass ejections? // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 62. № 16. P. 1499–1507. 2000. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00083-3](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00083-3)

– Forbes T.G., Seaton D.B., Reeves K.K. Reconnection in the post-impulsive phase of solar flares // Astrophys. J. V. 858. № 2. ID 70. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabad4>

– Hinterreiter J., Veronig A.M., Thalmann J.K., Tschernitz J., Pötzi W. Statistical properties of ribbon evolution and reconnection electric fields in eruptive and confined flares // Solar Phys. V. 293. № 3. ID 38. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1253-1>

– Hirayama T. Theoretical model of flares and prominences. I: Evaporating flare model // Solar Phys. V. 34. № 2. P. 323–338. 1974. <https://doi.org/10.1007/BF00153671>

– Kopp R.A., Pneuman G.W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon // Solar Phys. V. 50. № 1. P. 85–98. 1976. <https://doi.org/10.1007/BF00206193>

– Kuperus M., Raadu M.A. The support of prominences formed in neutral sheets // Astron. Astrophys. V. 31. P. 189–193. 1974.

– 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. № 1–2. P. 17–40. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>
- *Li L., Zhang J.* On the brightening propagation of post-flare loops observed by TRACE // *Astrophys. J.* V. 690. № 1. P. 347–357. 2009. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/1/347>
- *Lin J., Forbes T.G., Isenberg P.A., Démoulin P.* The effect of curvature on flux-rope models of coronal mass ejections // *Astrophys. J.* V. 504. № 2. P. 1006–1019. 1998. <https://doi.org/10.1086/306108>
- *Lin J., Soon W., Baliunas S.L.* Theories of solar eruptions: a review // *New Astron. Rev.* V. 47. № 2. P. 53–84. 2003. [https://doi.org/10.1016/S1387-6473\(02\)00271-3](https://doi.org/10.1016/S1387-6473(02)00271-3)
- *Martin S.F.* Conditions for the formation and maintenance of filaments (invited review) // *Solar Phys.* V. 182. № 1. P. 107–137. 1998. <https://doi.org/10.1023/A:1005026814076>
- *McIntosh P.S.* Solar magnetic fields derived from hydrogen alpha filtergrams // *Rev. Geophys. Space Phys.* V. 10. № 3. P. 837–846. 1972. <https://doi.org/10.1029/RG010i003p00837>
- *Priest E.R., Forbes T.G.* Magnetic field evolution during prominence eruptions and two-ribbon flares // *Solar Phys.* V. 126. № 2. P. 319–350. 1990. <https://doi.org/10.1007/BF00153054>
- *Priest E.R., Forbes T.G.* The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 10. № 4. P. 313–377. 2002. <https://doi.org/10.1007/s001590100013>
- *Qiu J., Lee J., Gary D.E., Wang H.* Motion of flare footpoint emission and inferred electric field in reconnecting current sheets // *Astrophys. J.* V. 565. № 2. P. 1335–1347. 2002. <https://doi.org/10.1086/324706>
- *Qiu J., Wang H., Cheng C.Z., Gary, D.E.* Magnetic reconnection and mass acceleration in flare–coronal mass ejection events // *Astrophys. J.* V. 604. № 2. P. 900–905. 2004. <https://doi.org/10.1086/382122>
- *Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al.* Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* V. 275. № 1–2. P. 229–259. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9842-2>
- *Snodgrass H.B., Kress J.M., Wilson P.R.* Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 // *Solar Phys.* V. 191. № 1. P. 1–19. 2000. <https://doi.org/10.1023/A:1005279508869>
- *Sterling A.C., Moore R.L.* Slow-rise and fast-rise phases of an erupting solar filament, and flare emission onset // *Astrophys. J.* V. 630. № 2. P. 1148–1159. 2005. <https://doi.org/10.1086/432044>
- *Sturrock P.A.* Model of the high-energy phase of solar flares // *Nature.* V. 211. № 5050. P. 695–697. 1966. <https://doi.org/10.1038/211695a0>
- *Švestka Z.* On the varieties of solar flares / The Lower Atmosphere of Solar Flares. Proceedings of the Solar Maximum Mission Symposium. Sunspot, NM, August 20–24, 1985. Eds. Neidig D.F., Machado M.E. Sunspot, NM: National Solar Observatory. P. 332–355. 1986.
- *Van Tend W., Kuperus M.* The development of coronal electric current system in active regions and their relation to filaments and flares // *Solar Phys.* V. 59. № 1. P. 115–127. 1978. <https://doi.org/10.1007/BF00154935>
- *Wang H., Qiu J., Jing J., Zhang H.* Study of ribbon separation of a flare associated with a quiescent filament eruption // *Astrophys. J.* V. 593. № 1. P. 564–570. 2003. <https://doi.org/10.1086/376360>
- *Zhang Q.M., Yang S.H., Li T., Hou Y.J., Li Y.* Fast degradation of the circular flare ribbon on 2014 August 24 // *Astron. Astrophys.* V. 636. ID L11. 2020. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038072>

Kinematics of Flare Ribbons During Eruption of Solar Prominences

B. P. Filippov*

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

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

Flare ribbons formed in solar two-ribbon flares after eruptions of prominences diverge in opposite directions from the polarity inversion line of the photospheric longitudinal magnetic field, sharply slowing down with time and distance from this line. Examples of such events are given and the kinematics of flare ribbons is demonstrated. A comparison of the position of the ribbons with the distribution of the photospheric magnetic field shows that the separation of the ribbons slows down when they enter a region of a strong longitudinal field. A simple model of prominence eruption illustrates the kinematic features of the motion of the ribbons and the relation to the sources of the coronal magnetic field in the photosphere.

УДК 524.1-352

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЗМУЩЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

© 2024 г. Н. С. Шлык¹, *, А. В. Белов¹, М. А. Абунина¹, С. М. Белов¹, А. А. Абуни¹,
В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail: nshlyk@izmiran.ru

Поступила в редакцию 29.02.2024 г.

После доработки 01.04.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

С использованием обновленной базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (<https://tools.izmiran.ru/feid>) проведен обширный анализ различных характеристик событий, вызванных влиянием на околоземное космическое пространство взаимодействующих возмущений солнечного ветра. В частности, рассмотрены случаи разных комбинаций парного взаимодействия высокоскоростных потоков из корональных дыр и корональных выбросов массы за длительный период с 1995 по 2022 гг. Описаны вариации потока галактических космических лучей (жесткостью 10 ГВ), изменение параметров межпланетной среды и геомагнитной активности. Показано, что степень взаимного влияния зависит от времени между регистрацией соседних событий, при этом наиболее выраженные изменения различных параметров существуют для событий, взаимодействие которых произошло еще до достижения орбиты Земли. Также установлено, что во взаимодействующих возмущениях солнечного ветра изменениям подвержены не только экстремумы параметров космических лучей, межпланетной среды и геомагнитной активности, но и их временной профиль.

Ключевые слова: солнечный ветер, корональные выбросы массы, высокоскоростные потоки из корональных дыр, Форбуш-эффекты, геомагнитная активность

DOI: 10.31857/S0016794024040027, EDN: RTUWUR

1. ВВЕДЕНИЕ

По мере распространения от Солнца к Земле высокоскоростные потоки плазмы из корональных дыр (КД) и корональные выбросы массы (КВМ) могут взаимодействовать между собой, что приводит к изменению ожидаемых величин параметров солнечного ветра (СВ) и межпланетного магнитного поля (ММП) у орбиты Земли. Существует ряд работ, посвященных исследованию различных характеристик подобных взаимодействий возмущений СВ. Например, источники взаимодействующих межпланетных возмущений и их возможная классификация обсуждаются в работах [Ivanov, 1982; Burlaga, Behannon, and Klein, 1987; Behannon et al., 1991; Burlaga et al., 2003; Wang, Wang, and Ye, 2002; Lugaz et al., 2017].

Взаимодействие КВМ может привести к изменениям скорости и направления распространения [Xiong, Zheng, and Wang, 2009; Lugaz et al., 2012, 2017; Shen et al., 2012; 2017; Mishra, Srivastava, and Singh, 2015], радиальному расширению, а также изменению внутренней структуры магнитного поля КВМ [Schmidt and Cargill, 2004; Xiong et al., 2006; Lugaz et al., 2005, 2012]. Некоторые авторы также отмечали изменение характеристик длинноволновых радиосигналов, сопутствующих КВМ [Gopalswamy et al., 2001; Temmer et al., 2014], или ионного состава СВ [Rodkin et al., 2016; 2018] во взаимодействующих межпланетных возмущениях.

Учитывая, что основная структура распространяющегося в межпланетном пространстве КВМ состоит из двух основных частей (ударная волна с областью взаимодействия + тело выбро-

са), на данный момент считается, что взаимодействие КВМ между собой может быть представлено в четырех основных формах [Zhang et al., 2021 и ссылки там]:

(1) взаимодействие двух ударных волн между собой, без взаимодействия основных частей выбросов;

(2) взаимодействие более поздней ударной волны с телом предшествующего КВМ;

(3) прямое взаимодействие между телами двух выбросов;

(4) магнитное пересоединение между последовательными КВМ (слияние или “каннибализм”).

Последние три могут привести к образованию множества сложных структур у орбиты Земли, начиная от частичного взаимодействия предшествующего выброса с ударной волной от следующего выброса, которые были описаны в работах [Lugaz et al., 2015a, b; Wang, Ye, and Wang, 2003; Liu et al., 2018; Wang et al., 2018; Xu et al., 2019], до регистрации множественных магнитных облаков (МО) [см. Wang, Wang, and Ye, 2002; Wang, Ye, and Wang, 2003; Shen et al., 2011; Lugaz et al., 2013] или выброса со сложной структурой магнитного поля и/или большой длительности [Burlaga et al., 2003; Dasso et al., 2009; Lugaz et al., 2013].

Некоторые авторы также рассматривали различные аспекты взаимодействия КВМ с высокоскоростными потоками из КД, в зависимости, например, от их взаимного расположения на солнечном диске [Gopalswamy et al., 2009; Mäkelä et al., 2013; Rodkin et al., 2016; Heinemann et al., 2019]. Кроме того, проведенное численное моделирование в работах [Odstrčil, Dryer, and Smith, 1996; Odstrčil, Riley, and Zhao, 2004; Zhou and Feng, 2017; Liu, Shen, and Yang, 2019] показало, что коротирующие области взаимодействия (КОВ), возникающие при распространении высокоскоростных потоков из КД в межпланетном пространстве, могут не только играть существенную роль в процессе распространения КВМ, но и оказывать влияние на их геоэффективность.

Действительно, взаимодействующие возмущения СВ могут быть более геоэффективными, чем те, которые регистрируются на Земле по одиночке. Они вызывают значительные магнитные бури [Farrugia and Berdichevsky, 2004; Zhang et al., 2007, 2021; Zhang, Richardson, and Webb, 2008], влияют на распространение заряженных частиц в межпланетном пространстве [Gopalswamy et al., 2002; Kahler and Vourlidas, 2005; Lugaz et al., 2017] или приводят к образованию более сложных условий для возникновения и развития Форбуш-эффектов (ФЭ) [см. Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022].

Целью настоящей работы является анализ, описание и уточнение наблюдаемых эффектов изменения параметров космических лучей (КЛ), межпланетной среды и геомагнитной активности (ГА) с использованием обширного статистического материала в период с 1995 по 2022 гг. для различных групп возмущений СВ: (1) изолированных событий, (2) событий, вступивших во взаимодействие еще до прибытия к орбите Земли и регистрируемых как одно целое, и (3) пар событий, наблюдавшихся в околоземном космическом пространстве с разницей менее 50 ч.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Анализ проводится с использованием усовершенствованной и расширенной базы данных FEID (*Forbush Effects and Interplanetary Disturbances*), доступной онлайн по ссылке (<https://tools.izmiran.ru/feid>). Помимо параметров галактических КЛ, рассчитанных методом глобальной съемки [Белов и др., 2018] по данным мировой сети нейтронных мониторов (<http://www.nmdb.eu/>) для частиц с жесткостью 10 ГВ, в этой базе данных также содержатся различные параметры межпланетной среды и ГА. В частности, параметры СВ и ММП взяты из базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), характеристики ГА (*Dst*-, *Kp*- и *Ap*-индексы) – (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>, <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc> [Matzka et al., 2021]), список ударных волн – (<http://isgi.unistra.fr/datadownload.php>), параметры КВМ – (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/), рентгеновских вспышек – (<http://www.swpc.noaa.gov/ftplib/lists/xray>, <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>), КД – (https://solen.info/solar/coronal_holes.html).

Для данного исследования было проанализировано 1231 межпланетное возмущение, поделенные на 6 групп в зависимости от типа солнечного источника и наличия взаимодействия между соответствующими возмущениями СВ. Более подробное описание условий определения каждой выборки и их характеристики приведены ниже. Полный список исследуемых событий и значений их основных параметров доступен по ссылке http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2024/sw_dist.pdf.

3. ИСТОЧНИКИ И ВИДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МЕЖПЛАНЕТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Существование большого количества следующих друг за другом и впоследствии накладывающихся событий не представляется удивительным. Это легко объяснить, например, тем фактом,

что КД большой площади могут проходить центральный солнечный меридиан в течение нескольких дней, и эффекты от их высокоскоростных потоков затем могут регистрироваться на Земле в течение нескольких суток, а за это время на солнечном диске может случиться не один выброс корональной массы. Кроме того, в работах Moon et al. [2003] и Wang et al. [2013] было показано, что не все КВМ возникают независимо друг от друга. Были описаны как минимум два класса таких событий – симпатические и гомологичные КВМ (см. [Lugaz et al., 2017]). К симпатическим КВМ относятся выбросы, происходящие в разных областях солнечного диска, но почти “одновременно” (разница до нескольких часов, [Moon et al., 2003]). Гомологичными КВМ называют выбросы, возникающие последовательно из одного и того же региона (активной области (АО)) за относительно короткий интервал времени (опять же несколько часов), имеющие похожие морфологию и характеристики [Zhang and Wang, 2002; Chen et al., 2011; Wang et al., 2013]. Два типа взаимосвязанных КВМ являются потенциальными кандидатами на взаимодействие между собой. Такие взаимодействия могут происходить как на начальной стадии распространения в солнечной короне, так и позже, по мере распространения в межпланетном пространстве, в зависимости от разницы во времени и начальных скоростей.

Однако вопрос о том, где лежит граница между взаимодействующими и изолированными возмущениями СВ остается открытым. Шлык и др. [2021] на основе анализа большого количества межпланетных возмущений, собранных в базе данных

FEID, установили, что в период с 1995 по 2019 гг. в общей сложности было зарегистрировано более 3 тысяч событий. Несложные расчеты (отношение количества дней к количеству событий) позволили сделать вывод, что, в среднем, каждые три дня у Земли регистрируется новое межпланетное возмущение, и, следовательно, новый ФЭ. Под ФЭ здесь и далее понимается изменение плотности и анизотропии КЛ под воздействием крупномасштабных возмущений СВ [Belov et al., 2001]. В той же работе [Шлык и др., 2021] путем экспериментального отбора, на основе подсчета времени между соседними событиями в базе данных и наблюдения изменения их характеристик, авторами было определено условное пороговое значение – 50 ч. Соответственно, события разделенные промежутком времени ≥ 50 ч, считаются не оказывающими друг на друга влияния, и наоборот, события, разделенные промежутком времени < 50 ч, были признаны взаимодействующими.

Выбор такого интервала времени подкрепляется также следующими рассуждениями. Рассмотрим только невзаимодействующие или изолированные события (т.е. те, после начала которых в течение 50 ч не зарегистрировано новых межпланетных возмущений), независимо от типа солнечного источника, но при условии $>80\%$ покрытия данными СВ и КЛ. Применение метода наложения эпох (рис. 1, левая панель) позволяет сделать несколько важных выводов. Во-первых, для изолированных событий (левая панель) самые резкие изменения величины ММП (черная кривая, правая шкала) однозначно происходят в пер-

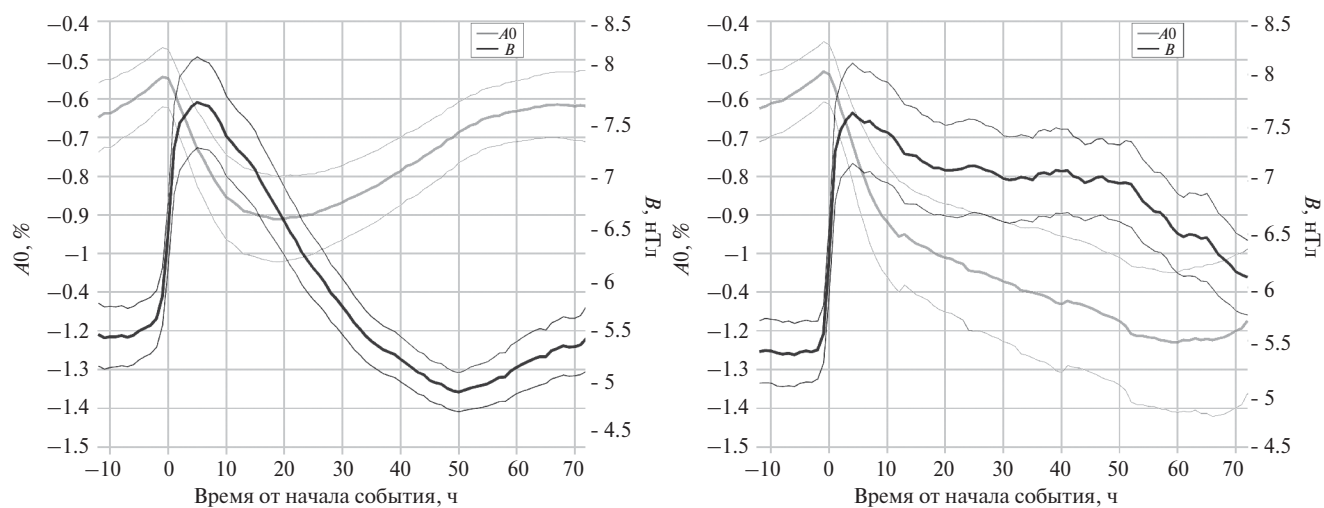


Рис. 1. Поведение плотности потока КЛ жесткостью 10 ГВ (A_0 , серая кривая, левая шкала) и величины ММП (B , черная кривая, правая шкала) в изолированных (левая панель, 2118 событий) и взаимодействующих событиях (правая панель, 1740 событий). Тонкими линиями соответствующих цветов показано отклонение $\pm\sigma$.

вые 10 ч после начала события, а через 35–50 ч величина ММП возвращается к фоновым значениям. Во-вторых, в обозначенные выше 50 ч укладываются все основные изменения плотности потока КЛ (серая кривая, левая шкала): фаза спада длится около 20 ч, а в следующие 30 ч плотность КЛ возвращается к начальным значениям.

Если же сравнить поведение этих же параметров для взаимодействующих событий (тех, в которых следующее межпланетное возмущение зарегистрировано менее чем через 50 ч после начала), также независимо от типа солнечного источника, и при условии >80% покрытия данными СВ и КЛ, картина будет совершенно другой (рис. 1, правая панель). Хорошо видно, что наличие взаимодействия выражается в повышенном ММП, которое не возвращается к фоновому уровню в течение нескольких десятков часов. Это оказывает влияние на профиль ФЭ: фаза спада более длительная и сам ФЭ более глубокий, чем для изолированных событий. Очевидно, что в данном случае присутствует влияние не одного, а как минимум двух следующих друг за другом межпланетных возмущений. Далее будет показано, что одним из важных факторов влияния следующего события на предыдущее является именно увеличение значений ММП и изменение как магнитуды, так и длительности фазы спада плотности КЛ.

Таким образом, можно считать выбранный временной интервал (50 ч) удовлетворительным порогом для разделения взаимодействующих и изолированных межпланетных возмущений. Анализ поведения параметров ММП, СВ, КЛ и ГА, а также солнечных источников позволил уточнить типы и количество групп взаимодействующих межпланетных возмущений в сравнении с предыдущими исследованиями [Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022] для большего периода наблюдений с 1995 по 2022 гг. В частности, в настоящей работе будут рассмотрены следующие группы:

1. вступившие во взаимодействие до прибытия к Земле КВМ (MIX CME) – 107 событий;
2. вступившие во взаимодействие до прибытия к Земле КВМ и поток из КД (MIX HSS) – 187 событий;
3. последовательно зарегистрированные на 1 а.е. пары КВМ (ICME1+ICME2) – 120 пар;
4. последовательно зарегистрированные на 1 а.е. пары КВМ и потока из КД (ICME+HSS) – 176 пар.

Для создания контрольных групп также были выделены изолированные события (т.е. те, на

развитие которых не оказывают влияния “соседние” возмущения СВ):

1. Изолированные (“чистые”) КВМ (Pure ICMEs) – 153 события;
2. Изолированные (“чистые”) потоки из КД (Pure HSSs) – 194 события.

Интересно отметить, что количество событий в различных группах подвержено зависимости от фазы цикла солнечной активности. На рис. 2 представлено изменение количества событий в различных группах за весь исследуемый период времени (верхняя панель – группы изолированных событий, средняя панель – группы MIX, нижняя панель – группы, включающие пары взаимодействующих событий). Вертикальными стрелками (max) на верхней панели отмечены годы максимумов солнечной активности.

Хорошо видна разница в поведении количества событий в группах, включающих КВМ и высокоскоростные потоки из КД. Большая часть “чистых” КД однозначно приходится на годы спада и минимума солнечной активности (2006–2009 и 2017–2019 гг.), когда количество событий с участием КВМ, наоборот, достигает минимальных значений. Максимальное количество взаимодействующих КВМ разных групп, наоборот, приходится на годы роста и максимума солнечной активности, что вполне ожидаемо. Интересно отметить, однако, что рост и максимум 23-го солнечного цикла характеризуется большим количеством КВМ, взаимодействующих еще до прихода к Земле, а в 24-м цикле “перевешивают” события, связанные с участием КД, количество, площади и частота воздействия потоков из которых действительно были более значимы, чем в 23-м цикле [Hajra et al., 2022; Yermolaev et al., 2022]. Также стоит отметить, что размах изменения количества изолированных событий больше, чем взаимодействующих, что еще раз доказывает существование большого числа влияющих друг на друг возмущений СВ, регистрируемых на разных фазах солнечных циклов.

4. ПАРАМЕТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ СОБЫТИЙ

В предыдущих работах [Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022] уже приводились примеры как изолированных событий, так и различных пар взаимодействующих событий. Поэтому в данной работе будет более подробно описаны примеры событий из двух групп, которые ранее не были рассмотрены, а именно межпланетные возмущения, вступившие во взаимодействие еще до прибытия к Земле – группы MIX CME и MIX HSS.

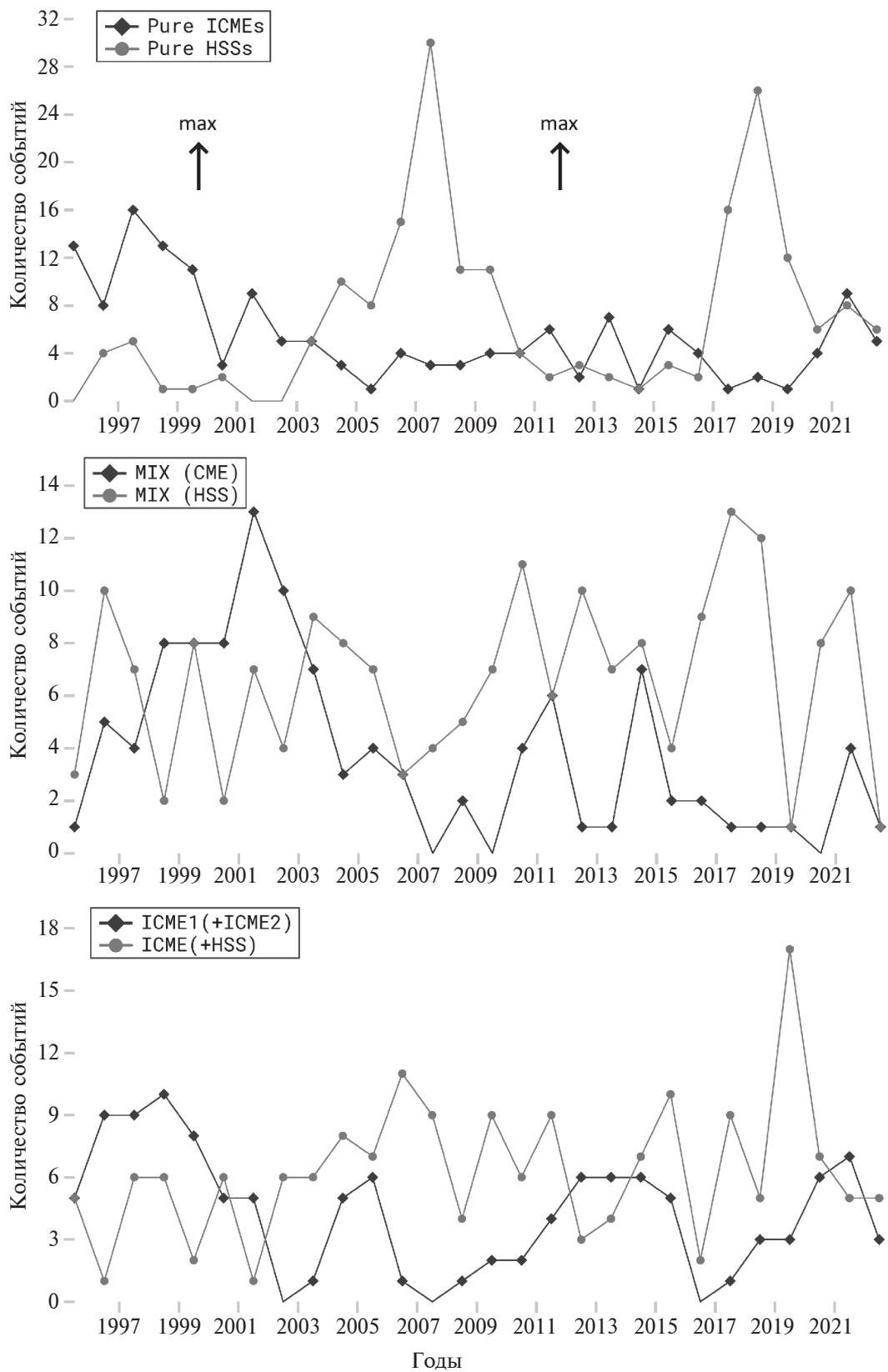


Рис. 2. Изменение количества событий в разных группах за период с 1995 по 2022 гг.

На рис. 3 приведено поведение основных параметров межпланетной среды, КЛ и ГА в событии 18–20 февраля 2011 г., вошедшем в группу МІХ СМЕ. Источником данного межпланетного возмущения стали несколько ассоциированных со вспышками КВМ, происходивших 14–15 февраля 2011 г. в АО 11158. Самыми значительными из них были два КВМ типа гало, зарегистрированных 14 февраля в 18:24 UT (ассоциирован со вспышкой класса M2.2 в 17:20 UT) и 15 февраля в 02:24 UT (ассоциирован со вспышкой класса X2.2 в 01:44 UT). Более поздний КВМ имел много большую начальную скорость (669 км/с и 326 км/с соответственно), но произошел в той же АО и распространялся примерно в том же направлении. Это, по-видимому, привело к взаимодействию двух структур в межпланетном про-

странстве и регистрации у орбиты Земли одного, но сложного и длительного возмущения СВ. Ударная волна была зарегистрирована в 01:30 UT 18 февраля 2011 г., максимальное значение ММП составило $B_{\max} = 30.6$ нТл, скорости СВ $V_{\max} = 678$ км/с (см. верхнюю панель рис. 3), наблюдалось МО длительностью 33 часа, начавшееся 18 февраля в 20:00 UT (заштрихованная область на рисунке, данные каталога WIND https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html). Магнитуда соответствующего ФЭ составила $AF = 4.5\%$, максимальное значение экваториальной составляющей анизотропии КЛ $A_{xy\max} = 1.55\%$, а максимальное изменение (размах) северо-южной составляющей анизотропии КЛ $A_{z\text{range}} = 1.5\%$ (см. среднюю панель рис. 3). В данном событии были зарегистри-

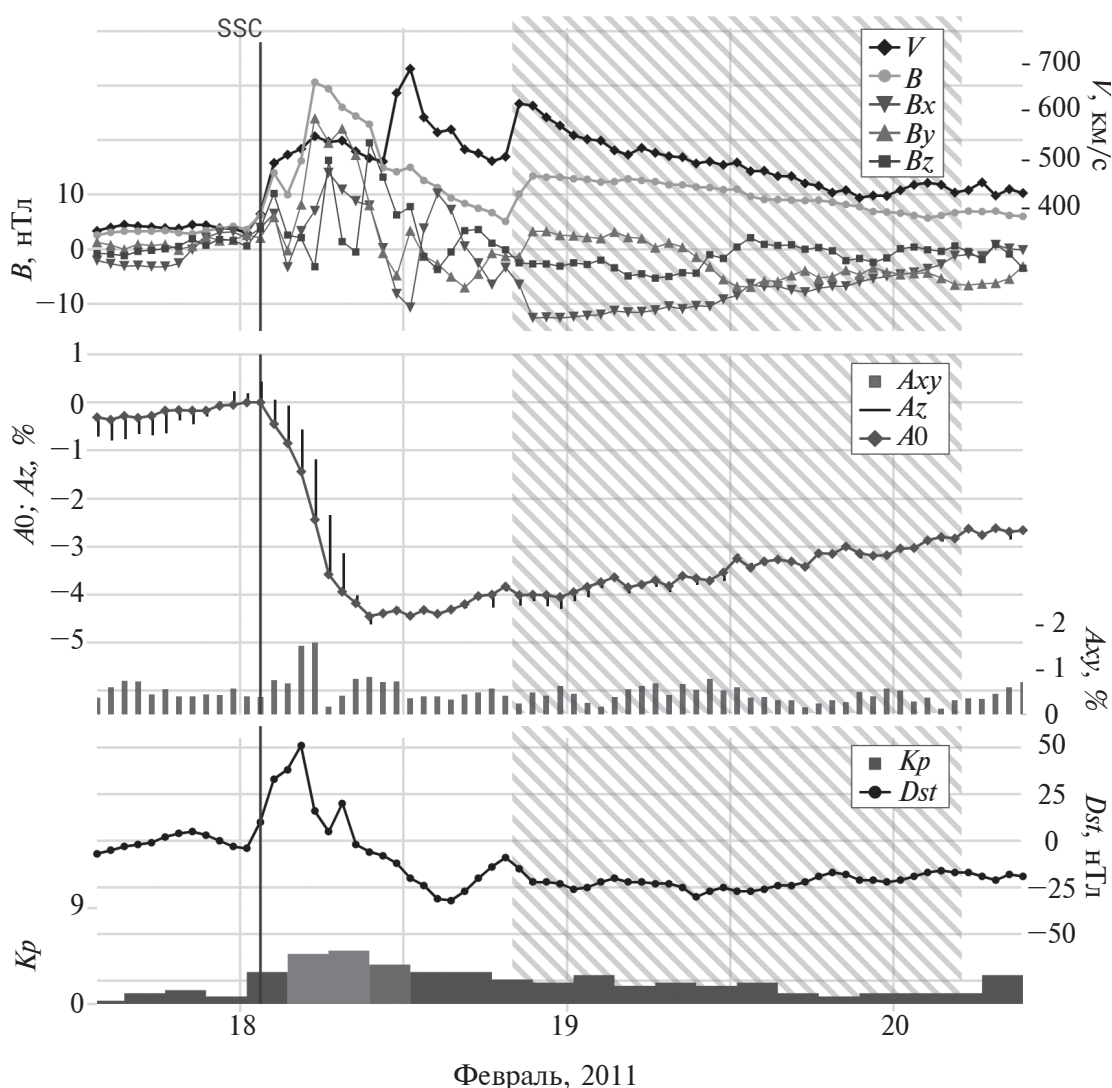


Рис. 3. Поведение основных параметров ММП, СВ, КЛ и ГА в событии 18–20 февраля 2011 г. (группа МІХ СМЕ).

рованы интервалы малой магнитной бури (нижняя панель рис. 3, $Kp_{max} = 5-$, $Dst_{min} = -32$ нТл).

Рисунок 4 показывает поведение основных параметров ММП, СВ, КЛ и ГА в событии 23–27 октября 2020 г., вошедшем в группу M1X HSS. Источником этого межпланетного возмущения стало длительное совместное воздействие высокоскоростных потоков из КД C976 и C977 (https://solen.info/solar/coronal_holes.html), проходивших центральный солнечный меридиан в период с 19 по 24 октября, а также КВМ, связанного с эрупцией волокна над АО 12776, произошедшей около 12 UT 19 февраля (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/movie/make_javamovie.php?img1=sdo_a193&img2=goesx&date=20201019). Данный КВМ не был зарегистрирован в коронографе, но, по-ви-

димому, оказал влияние на околоземное космическое пространство, поскольку произошел в подходящее время, и в данных СВ и ММП в первые часы после регистрации ударной волны (23 октября в 13:20 UT) имеются признаки структуры КВМ (повышенное поле при небольшой скорости, вращение компонент ММП), а затем уже начинается сам высокоскоростной поток, однако четкой границы между этими возмущениями СВ нет. Кроме того, аналогичные признаки структуры КВМ обнаруживаются и позже, внутри высокоскоростного потока (25 октября). Максимальное значение ММП в этом событии составило $B_{max} = 13.3$ нТл, скорости СВ $V_{max} = 619$ км/с (верхняя панель рис. 4). В вариациях потока КЛ (средняя панель рис. 4) зарегистрированы следующие экстремальные значения: $AF = 1.1\%$, $A_{x_{max}} = 0.82\%$,

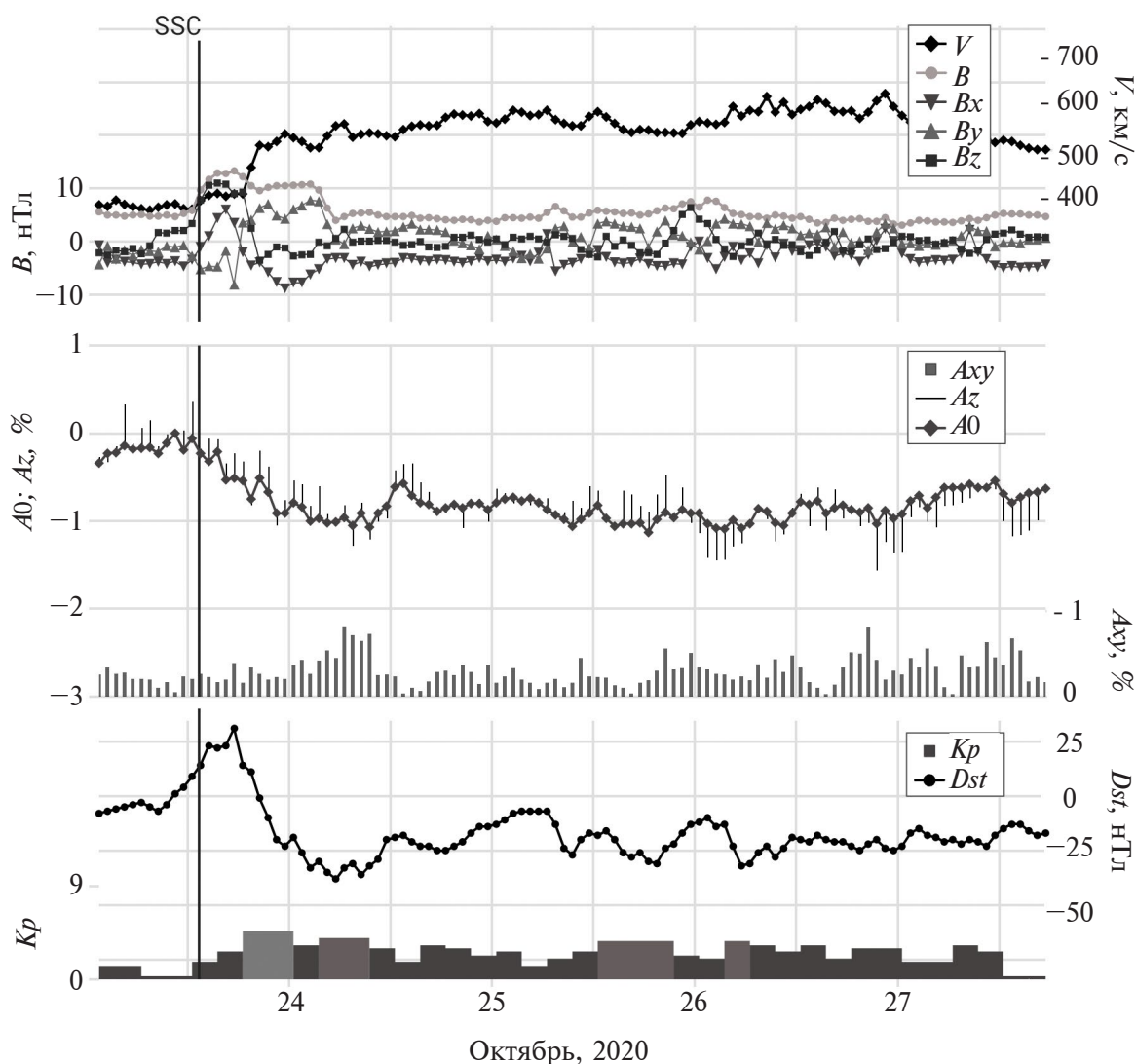


Рис. 4. Поведение основных характеристик ММП, СВ, КЛ и ГА в событии 23–27 октября 2020 г. (группа M1X HSS).

$Azrange = 0.63\%$. В данном событии также были зарегистрированы интервалы малой магнитной бури (нижняя панель рис. 4, $Kp_{max} = 5-$, $Dst_{min} = -38$ нТл).

В табл. 1 приведены средние значения различных параметров, характеризующих состояние межпланетной среды, потока КЛ (частиц жесткостью 10 ГВ) и уровня ГА для всех обсуждаемых групп событий. В данной таблице группы, содержащие пары КВМ и/или потока из КД, разбиты на подгруппы, соответственно первые и вторые события из этих пар анализируются по отдельности.

Чтобы описать поведение характеристик СВ и ММП в разных группах событий, рассмотрим более подробно поведение нормированного параметра возмущенности межпланетной среды, рассчитываемого как $VmBm = \frac{V_{max} B_{max}}{V_0 B_0}$,

где $V_0 = 400$ км/с и $B_0 = 5$ нТл – параметры невозмущенного СВ [Belov et al., 2001]. На рис. 5 приведены гистограммы, отражающие распределение значений этого параметра в группах событий, связанных с КВМ (левая панель) и потоками плазмы из КД (правая панель). Вертикальные линии, обозначенные буквой a , показывают средние значения соответствующих групп, сбоку в прямоугольнике показано количество событий, не отображенных на рисунке в силу выбранного масштаба.

Анализ распределений показывает, что наибольшие значения параметра возмущенности межпланетной среды наблюдаются в группе MIX CME (среднее значение составляет 3.75 ± 0.33). Именно в этой группе зарегистрированы самые большие значения ММП (13.9 ± 0.77 нТл) и скорости СВ (500 ± 12.6 км/с) из всех групп, содержащих

Таблица 1. Средние значения различных параметров СВ, ММП, КЛ и ГА для разных групп и подгрупп событий.

Параметр/ Тип межпланетного возмущения	ICME (+HSS) (176)	(ICME+) HSS (176)	ICME1 (+ICME2) (120)	(ICME1+) ICME2 (120)	MIX CME (107)	MIX HSS (186)	Pure ICMEs (153)	Pure HSSs (194)
V_{max} , км/с	416 ± 6.3	543 ± 8.0	447 ± 8.5	475 ± 10.1	500 ± 12.6	527 ± 7.2	447 ± 7.5	551 ± 7.4
tV_{max} , ч	9.7 ± 0.67	23.9 ± 0.96	8.5 ± 0.77	14.2 ± 1.26	13.4 ± 1.30	25.2 ± 1.09	12.5 ± 1.02	26.3 ± 1.04
B_{max} , нТл	9.5 ± 0.34	11.4 ± 0.27	8.9 ± 0.35	12.0 ± 0.55	13.9 ± 0.77	11.3 ± 0.34	10.0 ± 0.37	10.7 ± 0.25
tB_{max} , ч	11.5 ± 0.67	8.6 ± 0.65	10.3 ± 0.83	11.4 ± 1.14	14.2 ± 1.24	12.5 ± 0.70	14.4 ± 1.05	10.4 ± 0.64
$VmBm$	2.05 ± 0.10	3.20 ± 0.11	2.06 ± 0.11	3.05 ± 0.20	3.75 ± 0.33	3.07 ± 0.13	2.31 ± 0.12	3.02 ± 0.09
AF , %	0.72 ± 0.06	0.85 ± 0.03	0.78 ± 0.08	1.39 ± 0.13	1.91 ± 0.18	1.05 ± 0.05	1.08 ± 0.01	0.76 ± 0.03
t_{min} , ч	14.6 ± 0.64	26.8 ± 1.23	16.8 ± 0.80	25.7 ± 1.52	23.9 ± 1.36	30.2 ± 1.30	24.0 ± 1.18	29.1 ± 1.23
Kp_{max}	3.09 ± 0.11	4.01 ± 0.09	3.13 ± 0.12	3.93 ± 0.16	4.36 ± 0.15	3.97 ± 0.08	3.45 ± 0.12	3.89 ± 0.08
tKp_{max} , ч	9.4 ± 0.63	13.0 ± 0.98	8.9 ± 0.82	11.0 ± 1.01	14.4 ± 1.37	16.2 ± 0.97	14.3 ± 1.18	14.7 ± 0.95
Dst_{min} , нТл	-22.9 ± 2.09	-34.3 ± 1.64	-26.1 ± 2.04	-41.7 ± 3.39	-50.2 ± 5.45	-33.2 ± 1.60	-30.8 ± 2.01	-26.0 ± 1.20
$tDst_{min}$, ч	12.4 ± 0.67	19.0 ± 1.05	11.2 ± 0.79	15.8 ± 1.08	22.7 ± 1.37	23.5 ± 1.17	18.1 ± 1.19	22.1 ± 1.05

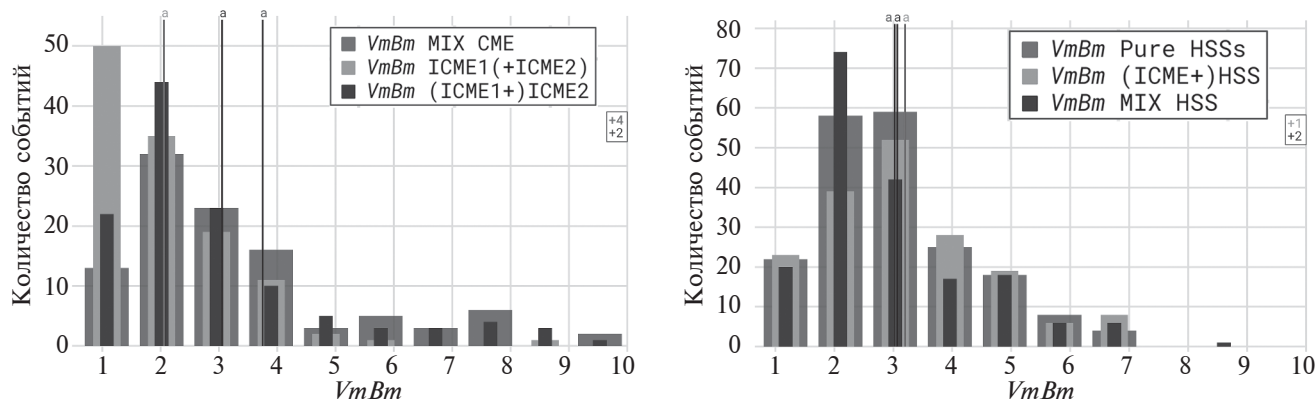


Рис. 5. Распределение значений параметра $VmBm$ для разных групп событий.

КВМ (см. табл. 1). Для подгруппы первых ICME1(+ICME2) и вторых из пары КВМ (ICME1+)ICME2 средние значения $VmBm$ составили 2.06 ± 0.11 и 3.05 ± 0.20 соответственно, что позволяет сделать вывод о том, что вторые события из пары КВМ оказываются мощнее, чем первые. Почти в половине событий подгруппы ICME1(+ICME2) значения параметра $VmBm$ близки к 1, т.е. фактически к спокойному СВ, по-видимому, это медленные волоконные КВМ, движущиеся по фоновому ветру, которые впоследствии “догоняют” более быстрые выбросы, попавшие во вторую подгруппу (ICME1+)ICME2. Разница средних значений V_{max} для первых и вторых КВМ из пары (447 и 475 км/с соответственно) подтверждает это предположение.

Средние значения параметра $VmBm$ во всех группах, включающих высокоскоростные потоки из КД, оказались довольно близки (~3), что уже является признаком возмущенного СВ. По-видимому, ключевым моментом здесь является именно скорость СВ, которая оказывается высокой (>500 км/с) в любом событии, включающем потоки плазмы из КД. Однако стоит отметить, что большие средние V_{max} все же наблюдаются в событиях, к которым хотя бы на каком-то этапе распространения “примешиваются” КВМ, поскольку средние максимальные значения ММП в группе Pure HSSs немного меньше, чем в двух других (10.7 нТл против 11.3 и 11.4 нТл, см. табл. 1).

Ранее уже было показано [см. Belov et al., 2001 и ссылки в нем], что обсуждаемый выше параметр $VmBm$ хорошо коррелирует с величиной ФЭ и уровнем ГА. И, действительно, наибольшие средние значения магнитуды ФЭ (1.91%), а также экстремальные значения Kp - и Dst -индексов ГА (4.36 и -50.2 нТл) наблюдаются в группе MIX CME, где и параметр $VmBm$ принимает максимальные значения (см. табл. 1). Также увели-

чение средних значений параметров КЛ и ГА (по сравнению с изолированными событиями) наблюдается для вторых КВМ из группы ICME1+ICME2 (что подтверждает результаты, полученные ранее в Шлык и др. [2021]). Эти же выводы применимы и к событиям, связанным с потоками из КД, перед или внутри которых наблюдалось воздействие КВМ (например, средняя магнитуда ФЭ для группы чистых потоков из КД $AF = 0.76\%$, а для группы MIX HSS возрастает до 1.05%; среднее значение параметра Dst_{min} для группы Pure HSSs составляет всего -26 нТл, а для (ICME+)HSS уже -34.3 нТл).

Анализ данных, приведенных в табл. 1, позволяет заметить изменение средних значений времен регистрации экстремумов различных параметров СВ, ММП, КЛ и ГА. В предыдущей работе [Shlyk et al., 2022] уже обсуждалось сокращение времени регистрации минимума плотности КЛ и максимумов скорости СВ и величины ММП в первых событиях из любой пары. Для исследуемой выборки эти выводы также верны, в частности, время регистрации минимума ФЭ оказывается на 10–12 ч меньше для первых событий в группах ICME+HSS и ICME1+ICME2, чем в изолированных событиях группы Pure ICMEs. В обеих группах MIX (взаимодействие в которых произошло еще до орбиты Земли), явного изменения временных параметров, наоборот, не наблюдается: все значения близки к соответствующим значениям в группах “чистых” событий, что еще раз подтверждает предположение о том, что на Земле такие события выглядят как единое межпланетное возмущение, но обладающее повышенной геоэффективностью из-за увеличенных значений скорости СВ и модуля ММП.

Чтобы более наглядно продемонстрировать временное развитие событий разных групп, обратимся к методу наложения эпох. На рис. 6 при-

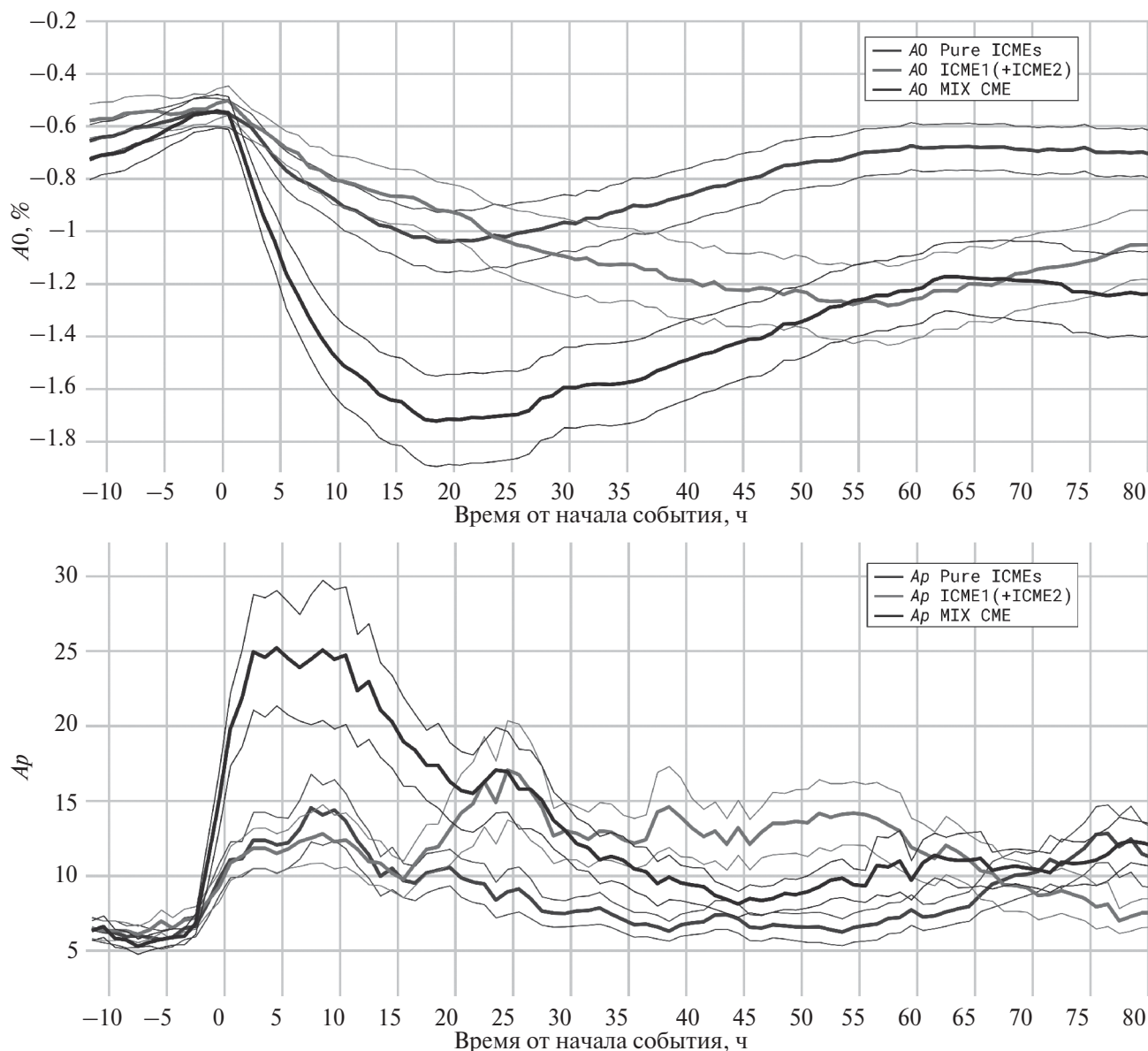


Рис. 6. Изменения плотности КЛ (A_0 , верхняя панель) и A_p -индекса ГА (нижняя панель) в группах с участием КВМ, полученные с использованием метода наложения эпох. Тонкими линиями соответствующих цветов показано отклонение $\pm\sigma$.

ведены результаты применения метода наложения эпох для плотности КЛ (A_0 , верхняя панель) и A_p -индекса ГА (нижняя панель) для трех групп событий с участием КВМ.

Хорошо заметны отличия как в экстремальных значениях, так и во временных профилях. Для групп Pure ICMEs и MIX CME времена достижения минимума плотности КЛ близки и составляют ~ 18 ч, но магнитуды понижения отличаются почти в 2 раза (см. верхнюю панель). При этом группа событий ICME1+ICME2 имеет четко вы-

раженный двухступенчатый профиль понижения, первое из которых меньше по амплитуде, чем для “чистых” КВМ, а второе, наоборот, больше и значительно сдвинуто по времени вправо.

Самые большие значения A_p -индекса (нижняя панель) регистрируются в группе MIX CME, и максимум приходится на первые часы от начала события, значения которого соответствуют возмущенной геомагнитной обстановке, хотя следует учитывать, что метод наложения эпох сглаживает и занижает значения. В группе следу-

ющих друг за другом КВМ значения Ar -индекса сравнимы с группой “чистых” КВМ в течение первых суток. Затем в группе ICME1+ICME2 Ar -индекс остается повышенным (от 10 до 15) еще на протяжении почти двух суток, что соответствует слабовозмущенной геомагнитной обстановке. Это свидетельствует о большей геоэффективности парных событий в отношении длительности геомагнитных возмущений.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы был проведен анализ различных характеристик событий, вызванных влиянием на околоземное космическое пространство взаимодействующих возмущений СВ. Обсуждаются критерии и условия отнесения того или иного события к категории взаимодействующих или изолированных. Также описаны конкретные типы и условия возникновения взаимодействия КВМ и высокоскоростных потоков из КД, проанализировано изменение количества различных типов событий с циклами солнечной активности. С использованием базы данных FEID (<https://tools.izmiran.ru/feid>) за длительный период с 1995 по 2022 гг. рассмотрены 6 групп межпланетных возмущений: 1 – вступившие во взаимодействие до прибытия к Земле КВМ (MIX CME); 2 – вступившие во взаимодействие до прибытия к Земле КВМ и поток из КД (MIX HSS); 3 – последовательно зарегистрированные на 1 а.е. пары КВМ (ICME1+ICME2); 4 – последовательно зарегистрированные на 1 а.е. пары КВМ и потока из КД (ICME+HSS); 5 – изолированные КВМ – Pure ICMEs; 6 – изолированные потоки плазмы из КД – Pure HSSs.

Описаны вариации потока галактических КЛ (жесткостью 10 ГВ), изменение параметров межпланетной среды и ГА. В частности, было показано, что степень взаимного влияния зависит от времени между “соседними” событиями, и наиболее выраженные изменения различных параметров существуют для событий, взаимодействие которых произошло еще до достижения орбиты Земли. Именно в группе MIX CME зарегистрированы максимальные среди всех групп средние значения модуля ММП, величины ФЭ и уровня геомагнитных возмущений.

Также установлено, что для большинства взаимодействующих возмущений СВ изменения подвержены не только экстремумы параметров КЛ, межпланетной среды и ГА, но и их временной профиль. Исключением является группа MIX HSS, временные параметры которой оказались близки к значениям контрольной группы Pure HSSs, од-

нако изменениям в амплитудных значениях оказались подвержены величины ФЭ и уровень ГА.

Кроме того, были подтверждены предыдущие выводы [Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022] об уменьшении величин экстремумов и времени их регистрации для всех первых событий из взаимодействующих пар ICME1+ICME2 и ICME+HSS, а также усилении геоэффективности вторых событий из пары по сравнению с соответствующими изолированными событиями.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке Г.В., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Влияние взаимодействующих возмущений солнечного ветра на вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 6. С. 694–703. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021060134>
- Behannon K.W., Burlaga L.F., Hewish A. Structure and evolution of compound streams at ≤ 1 AU // J. Geophys. Res. V. 96. P. 21213–21225. 1991. <https://doi.org/10.1029/91JA02267>
- Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A., Struminsky A.B., Yanke V.G. What determines the magnitude of Forbush decreases? // Adv. Space Res. V. 27. № 3. P. 625–630. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00095-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00095-3)
- Burlaga L.F., Behannon K.W., Klein L.W. Compound streams, magnetic clouds, and major geomagnetic storms // J. Geophys. Res. V. 92. № A6. P. 5725–5734. 1987. <https://doi.org/10.1029/JA092iA06p05725>
- Burlaga L.F., Plunkett S.P., St. Cyr O.C. Successive CMEs and complex ejecta // J. Geophys. Res. V. 107. № A10. ID 1266. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000255>

- *Burlaga L., Berdichevsky D., Gopalswamy N., Lepping R., Zurbuchen T.* Merged interaction regions at 1 AU // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A12. ID 1425. 2003. <https://doi.org/10.1029/2003JA010088>
- *Chen C., Wang Y., Shen C., Ye P., Zhang J., Wang S.* Statistical study of coronal mass ejection source locations: 2. Role of active regions in CME production // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 116. № A12. ID A12108. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016844>
- *Dasso S., Mandrini C.H., Schmieder B., et al.* Linking two consecutive nonmerging magnetic clouds with their solar sources: tracking two consecutive magnetic clouds // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 114. № A2. ID A02109. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008JA013102>
- *Farrugia C.J., Berdichevsky D.B.* Evolutionary signatures in complex ejecta and their driven shocks // *Ann. Geophysicae.* V. 22. № 10. P. 3679–3698. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-3679-2004>
- *Gopalswamy N., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A., Bougeret J.L.* Radio Signatures of Coronal Mass Ejection Interaction: Coronal Mass Ejection Cannibalism? // *Astrophys. J.* V. 548. P. L91–L94. 2001. <https://doi.org/10.1086/318939>
- *Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., Kaiser M.L., Howard R.A., Reames D.V., Leske R., von Rosenvinge T.* Interacting Coronal Mass Ejections and Solar Energetic Particles // *Astrophys. J.* V. 572. № 1. P. L103–L107. 2002. <https://doi.org/10.1086/341601>
- *Gopalswamy N., Mäkelä P., Xie H., Akiyama S., Yashiro S.* CME interactions with coronal holes and their interplanetary consequences // *J. Geophys. Res.* V. 114. P. A00–A22. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008JA013686>
- *Hajra R., Sunny J.V., Babu M., Nair A.G.* Interplanetary sheaths and corotating interaction regions: A comparative statistical study on their characteristics and geoeffectiveness // *Solar Phys.* V. 297. ID 97. 2022. <https://doi.org/10.1007/s11207-022-02020-6>
- *Heinemann S.G., Temmer M., Farrugia C.J. et al.* CME–HSS Interaction and Characteristics Tracked from Sun to Earth // *Solar Phys.* V. 294. ID 121. 2019. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1515-6>
- *Ivanov K.G.* A study of some interplanetary shock wave tendencies // *Space Sci. Rev.* V. 32. P. 49–63. 1982. <https://doi.org/10.1007/BF00225176>
- *Kahler S.W., Vourlidas A.* Fast coronal mass ejection environments and the production of solar energetic particle events // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 110. № A12. ID A12S01. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011073>
- *Liu M., Liu Y.D., Yang Z., Wilson III L.B., Hu H.* Kinetic properties of an interplanetary shock propagating inside a coronal mass ejection // *Astrophys. J.* V. 859. № 1. ID L4. 2018. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aac269>
- *Liu Y., Shen F., Yang Y.* Numerical Simulation on the propagation and deflection of fast coronal mass ejections (CMEs) Interacting with a corotating interaction region in interplanetary space // *Astrophys. J.* V. 887. № 2. ID 150. 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab543e>
- *Lugaz N., Manchester IV W.B., Gombosi T.I.* Numerical simulation of the interaction of two coronal mass ejections from Sun to Earth // *Astrophys. J.* V. 634. № 1. P. 651–662. 2005. <https://doi.org/10.1086/491782>
- *Lugaz N., Farrugia C.J., Davies J.A., Möstl C., Davis C.J., Roussev I.I., Temmer M.* The deflection of the two interacting coronal mass ejections of 2010 May 23–24 as revealed by combined in situ measurements and heliospheric imaging // *Astrophys. J.* V. 759. № 1. ID 68. 2012. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/68>
- *Lugaz N., Farrugia C.J., Manchester IV W.B., Schwadron N.* The interaction of two coronal mass ejections: influence of relative orientation // *Astrophys. J.* V. 778. № 1. ID 20. 2013. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/1/20>
- *Lugaz N., Farrugia C.J., Huang C.-L., Spence H.E.* Extreme geomagnetic disturbances due to shocks within CMEs: geomagnetic effects of shocks inside CME // *J. Geophys. Res. Lett.* V. 42. № 12. P. 4694–4701. 2015a. <https://doi.org/10.1002/2015GL064530>
- *Lugaz N., Farrugia C.J., Smith C.W., Paulson K.* Shocks inside CMEs: a survey of properties from 1997 to 2006 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 120. № 4. P. 2409–2427. 2015b. <https://doi.org/10.1002/2014JA020848>
- *Lugaz N., Temmer M., Wang Y., Farrugia C.J.* The Interaction of Successive Coronal Mass Ejections: A Review // *Solar Phys.* V. 292. ID 64. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1091-6>
- *Mäkelä P., Gopalswamy N., Xie H., Mohamed A.A., Akiyama S., Yashiro S.* Coronal hole influence on the observed structure of interplanetary CMEs // *Solar Phys.* V. 284. P. 59–75. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0211-6>
- *Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A.* The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // *Space Weather.* V. 19. № 5. ID e2020SW002641. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020SW002641>
- *Mishra W., Srivastava N., Singh T.* Kinematics of interacting CMEs of 25 and 28 September 2012: interacting CMEs // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 120. № 12. P. 10221–10236. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021415>
- *Moon Y.J., Choe G.S., Wang H., Park Y.D.* Sympathetic Coronal Mass Ejections // *Astrophys. J.* V. 588. № 2. P. 1176–1182. 2003. <https://doi.org/10.1086/374270>
- *Odstrčil D., Dryer M., Smith Z.* Propagation of an interplanetary shock along the heliospheric plasma sheet // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A9. P. 19973–19986. 1996. <https://doi.org/10.1029/96JA00479>
- *Odstrčil D., Riley P., Zhao X.P.* Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 109. № A2. ID A02116. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA010135>
- *Rodkin D.G., Shugay Y.S., Slemzin I.S., Veselovsky V.A.* Interaction of high-speed and transient fluxes of solar wind at the maximum of solar cycle 24 // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* V. 43. P. 287–290. 2016. <https://doi.org/10.3103/S1068335616090062>

- Rodkin D., Slemzin V., Zhukov A.N., Goryaev F., Shugay Y., Veselovsky I. Single ICMEs and Complex Transient Structures in the Solar Wind in 2010–2011 // *Solar Phys.* V. 293. ID 78. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1295-4>
- Schmidt J.M., Cargill P.J. A numerical study of two interacting coronal mass ejections // *Ann. Geophys.* V. 22. № 6. P. 2245–2254. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-2245-2004>
- Shen F., Feng X.S., Wang Y., Wu S.T., Song W.B., Guo J.P., Zhou Y.F. Three-dimensional MHD simulation of two coronal mass ejections' propagation and interaction using a successive magnetized plasma blobs model // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 116. № A9. ID A09103. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016584>
- Shen F., Wu S.T., Feng X., Wu C.-C. Acceleration and deceleration of coronal mass ejections during propagation and interaction: acceleration and deceleration of CME // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 117. № A11. ID A11101. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA017776>
- Shen F., Wang Y., Shen C., Feng X. On the collision nature of two coronal mass ejections: A Review // *Solar Phys.* V. 292. ID 104. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1129-9>
- Shlyk N.S., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G. Forbush decreases caused by paired interacting solar wind disturbances // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* V. 511. № 4. P. 5897–5908. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac478>
- Temmer M., Veronig A.M., Peinhart V., Vršnak B. Asymmetry in the CME-CME interaction process for the events from 2011 February 14–15 // *Astrophys. J.* V. 785. № 2. ID 85. 2014. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/85>
- Wang Y., Wang S., Ye P. Multiple magnetic clouds in interplanetary space // *Solar Phys.* V. 211. P. 333–344. 2002. <https://doi.org/10.1023/A:1022404425398>
- Wang Y.M., Ye P.Z., Wang S. Multiple magnetic clouds: several examples during March–April 2001 // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A10. ID 1370. 2003. <https://doi.org/10.1029/2003JA009850>
- Wang Y., Liu L., Shen C., Liu R., Ye P., Wang S. Waiting times of quasi-homologous Coronal Mass Ejections from super active regions // *Astrophys. J. Lett.* V. 763. № 2. ID L43. 2013. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/763/2/L43>
- Wang Y., Shen C., Liu R., Liu J., Guo J., Li X., Xu M., Hu Q., Zhang T. Understanding the twist distribution inside magnetic flux ropes by anatomizing an interplanetary magnetic cloud: twist distribution in an interplanetary MC // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 123. № 5. P. 3238–3261. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024971>
- Xiong M., Zheng H., Wang S. Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between two interplanetary magnetic clouds and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 114. № A11. ID A11101. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009JA014079>
- Xiong M., Zheng H., Wang Y., Wang S. Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 111. № A11. ID A11102. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006JA011901>
- Xu M., Shen C., Wang Y., Luo B., Chi Y. Importance of shock compression in enhancing ICME's geoeffectiveness // *Astrophys. J.* V. 884. № 2. ID L30. 2019. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab4717>
- Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A., Yermolaev M.Y. Peculiarities of the heliospheric state and the solar-wind/magnetosphere coupling in the era of weakened solar activity // *Universe.* V. 8. № 10. ID 495. 2022. <https://doi.org/10.3390/universe8100495>
- Zhang J., Wang J. Are Homologous Flare-Coronal Mass Ejection Events Triggered by Moving Magnetic Features? // *Astrophys. J.* V. 566. № 2. ID L117. 2002. <https://doi.org/10.1086/339660>
- Zhang J., Richardson I.G., Webb D.F. et al. Solar and interplanetary sources of major geomagnetic storms ($Dst \leq -100$ nT) during 1996–2005 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 112. № A10. ID A10102. 2007. <https://doi.org/10.1029/2007JA012321>
- Zhang J., Richardson I.G., Webb D.F. Interplanetary origin of multiple-dip geomagnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 113. № A3. ID A00A12. 2008. <https://doi.org/10.1029/2008JA013228>
- Zhang J., Temmer M., Gopalswamy N. et al. Earth-affecting solar transients: a review of progresses in solar cycle 24 // *Prog. Earth Planet Sci.* V. 8. ID 56. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40645-021-00426-7>
- Zhou Y., Feng X. Numerical study of the propagation characteristics of coronal mass ejections in a structured ambient solar wind // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 122. № 2. P. 1451–1462. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023053>

Some Features of Interacting Solar Wind Disturbances

N. S. Shlyk^{1, *}, A. V. Belov¹, M. A. Abunina¹, S. M. Belov¹, A. A. Abunin¹,
V. A. Oleneva¹, V. G. Yanke¹

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

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

Using the updated Forbush Effects and Interplanetary Disturbances Database (<https://tools.izmiran.ru/feid>), an extensive analysis of the various characteristics of events caused by the influence of interacting solar wind disturbances on near-Earth space was carried out. In particular, the cases of different combinations of pair interaction of high-speed streams from coronal holes and coronal mass ejections over a long period from 1995 to 2022 are considered. Variations in the flux of galactic cosmic rays (with a rigidity of 10 GV), changes in the parameters of the interplanetary medium and geomagnetic activity are described. It is shown that the degree of mutual influence depends on the time between the registration of neighboring events, while the most pronounced changes in various parameters exist for events in which interaction occurred before reaching the Earth's orbit. It has also been established that in interacting solar wind disturbances, not only the extrema of the parameters of cosmic rays, interplanetary medium and geomagnetic activity are subject to changes, but also their time profile.

Keywords: solar wind, coronal mass ejections, high-speed streams from coronal holes, Forbush effects, geomagnetic activity

УДК 550.385.4

ВАРИАЦИЯ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТЫ СЕРПЕНТИННОЙ ЭМИССИИ В УСЛОВИЯХ СПОКОЙНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ

© 2024 г. Н. А. Куражковская^{1, *}, Б. И. Клайн^{1, **}, А. Ю. Куражковский^{1, ***}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

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

Поступила в редакцию 22.02.2024 г.

После доработки 02.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

По данным регистрации магнитного поля в Антарктической обсерватории Восток (исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$) за период 1970–1972 гг. исследована вариация несущей частоты f_{SE} серпентинной эмиссии, наблюдаемой в диапазоне частот 0.1–5.0 Гц в условиях спокойной магнитосферы ($Kp \sim 0-2$). Используя динамические спектры УНЧ-излучений, проанализировано 90 случаев наблюдения серпентинной эмиссии, центральная несущая частота которых плавно снижалась (в несколько раз, иногда до 0) и затем возрастала практически до первоначального уровня на интервалах времени, значительно превышающих максимальный период модуляции (1 ч). При этом типичная модуляция несущей частоты эмиссии с периодами 1–60 мин сохранялась. Наиболее вероятное время наблюдения обнаруженного эффекта приходилось на предполуденные часы. Показано, что снижение f_{SE} и последующее ее возрастание наблюдалось на фоне слабой геомагнитной активности и относительной стабильности доминирующего числа параметров солнечного ветра и ММП. Учитывая обнаруженное синхронное совпадение поведения f_{SE} динамики величины АЕ-индекса, а также наблюдение эффекта понижения несущей частоты вблизи местной полуночи, предполагается, что вероятнее всего серпентинная эмиссия возбуждается вблизи полярного каспа и затем проникает в область полярной шапки. Наблюдавшееся на длительных интервалах времени поведение f_{SE} предположительно контролируется плазменным параметром β и отношением плотности протонов к плотности ионов гелия Np/Na , динамика которых аналогична средней вариации f_{SE} .

DOI: 10.31857/S0016794024040039, EDN: RTSWEN

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в частотном диапазоне $Pc1-2$ (0.1–5.0 Гц) существует несколько разновидностей геомагнитных пульсаций, отличающихся по своим морфологическим свойствам [Гульельми и Троицкая, 1973]. В частности, к этому диапазону относится обнаруженное более пятидесяти лет тому назад в области южной полярной шапки ультранизкочастотное (УНЧ) излучение типа серпентинной эмиссии (Serpentine Emission – SE) [Гульельми и Довбня, 1973]. Название эмиссии произошло от внешнего вида ее динамического спектра, представляющего собой непрерывно извивающуюся полосу шириной ~ 0.1 Гц, отдаленно напоминающую ползущую змею.

Одной из главных особенностей SE является глубокая модуляция несущей частоты, квазипериод которой составляет 1–60 мин. Среди существующего разнообразия периодов частотной модуляции [Довбня и Потапов, 2018] наиболее часто встречается 5-минутная модуляция [Guglielmi et al., 2015]. Согласно Гульельми и др. [1975] вероятнее всего модуляция несущей частоты SE определяется вариацией угла ψ между вектором напряженности ММП и линией Солнце–Земля, которая изменяется с течением времени в широком диапазоне периодов. Следует отметить, что режим модуляции несущей частоты SE не является стабильным. Так, в работе [Довбня и др., 1994] обнаружено возрастание квазипериода модуляции несущей частоты SE в среднем от 30 до

60 мин примерно за сутки до появления мощных протонных вспышек на Солнце. Также известны случаи наблюдения *SE*, в которых имеют место переходы от одних периодов модуляции к другим [Довбня и Потапов, 2018].

Другой типичной характеристикой серпентинной эмиссии является ее перманентность. При слабой и умеренной геомагнитной активности ($K_p \sim 0-3$) *SE* может наблюдаться непрерывно от нескольких часов до нескольких суток. Однако в возмущенные периоды (во время внезапных начал геомагнитных бурь (Sudden Storm Commencement – *SSC*) или развития суббурь в ночном секторе магнитосферы) несущая частота серпентинной эмиссии может прерываться на некоторое время и затем возобновляться вновь [Куражковская и Клайн, 2022; 2023]. Кроме нарушения режима генерации *SE* во время внезапных начал геомагнитных бурь в работе [Куражковская и Клайн, 2022] был обнаружен эффект понижения несущей частоты серпентинной эмиссии примерно за два часа до прихода фронта ударной волны. Вместе с тем нами было замечено, что в некоторых случаях, не имеющих никакого отношения к развитию геомагнитных бурь, поведение несущей частоты *SE*, было аналогично ее поведению во время, предшествующее моменту *SSC*. А именно, в условиях спокойной магнитосферы ($K_p \sim 0-2$) на относительно большом интервале времени (5–6 ч) наблюдалось плавное понижение несущей частоты *SE* в несколько раз с последующим ее возрастанием до первоначального уровня. При этом типичная модуляция несущей частоты *SE* с периодами от 1 до 60 мин [Гульельми и Довбня, 1973] продолжала сохраняться.

Несмотря на то, что в последние годы появились публикации [Гульельми и др., 2015; Довбня и др., 2017; Довбня и Потапов, 2018], посвященные исследованию спектра частотной модуляции серпентинной эмиссии, ее происхождению и интерпретации, факт наблюдения долговременной вариации несущей частоты *SE* не находит объяснения в рамках парадигмы этих работ. Параметры, стимулирующие подобное поведение несущей частоты *SE*, в настоящее время пока неизвестны. Согласно экспериментальным результатам и существующей гипотезе [Guglielmi et al., 2015], серпентинная эмиссия самовозбуждается в межпланетной среде в результате ионно-циклотронной неустойчивости плазмы, а ее частота модулируется волнами Альвена, исходящими от Солнца. Последнее позволяет предположить, что вероятный параметр, управляющий долговременной вариацией несущей частоты серпентин-

ной эмиссии, может быть выявлен в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле (ММП).

В настоящей работе исследована вариация несущей частоты серпентинной эмиссии в условиях спокойной магнитосферы и предпринята попытка поиска факторов, приводящих к эффекту спада и последующему росту до первоначального уровня несущей частоты *SE*.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Для анализа особенностей несущей частоты серпентинной эмиссии использовались оцифрованные аналоговые записи магнитного поля в формате WAV Антарктической обсерватории Восток (исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$) за период 1971–1972 гг., полученные из Мирового Центра Данных (МЦД) по Солнечно-Земной Физике (Москва) (http://www.wdcb.ru/arctic_antarctic/antarctic_magn_4.ru.html). Эти уникальные данные аналоговой регистрации короткопериодных вариаций геомагнитного поля, полученные на высокочувствительных индукционных магнитометрах советскими Антарктическими экспедициями на ст. Восток и оцифрованные с высокой частотой (20 Гц) появились в свободном доступе относительно недавно [Пилипенко и др., 2020] и позволили продолжить исследование морфологических закономерностей *SE*. С помощью имеющегося в нашем распоряжении программного обеспечения можно было выполнять непрерывный спектрально-временной анализ УНЧ электромагнитных колебаний в течение длительных интервалов времени (от нескольких часов до нескольких дней). По полученным в результате спектрально-временного анализа динамическим спектрам УНЧ-излучений было исследовано 90 случаев понижения и последующего возрастания несущей частоты *SE*, не связанных с внезапным началом геомагнитных бурь.

Кроме того, использовались среднечасовые данные параметров плазмы солнечного ветра, межпланетного магнитного поля (ММП) и индексов геомагнитной активности (*ap*, *Dst*, *AL* и *AE*) из базы данных OMNI, представленные в открытом доступе на вебсайте [<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. На рис. 1а, б приведены типичные фрагменты вариации серпентинной эмиссии в obs. Восток, центральная несущая частота f которых постепенно уменьшалась в течение нескольких часов до минимального значения f_{\min} и затем возвращалась

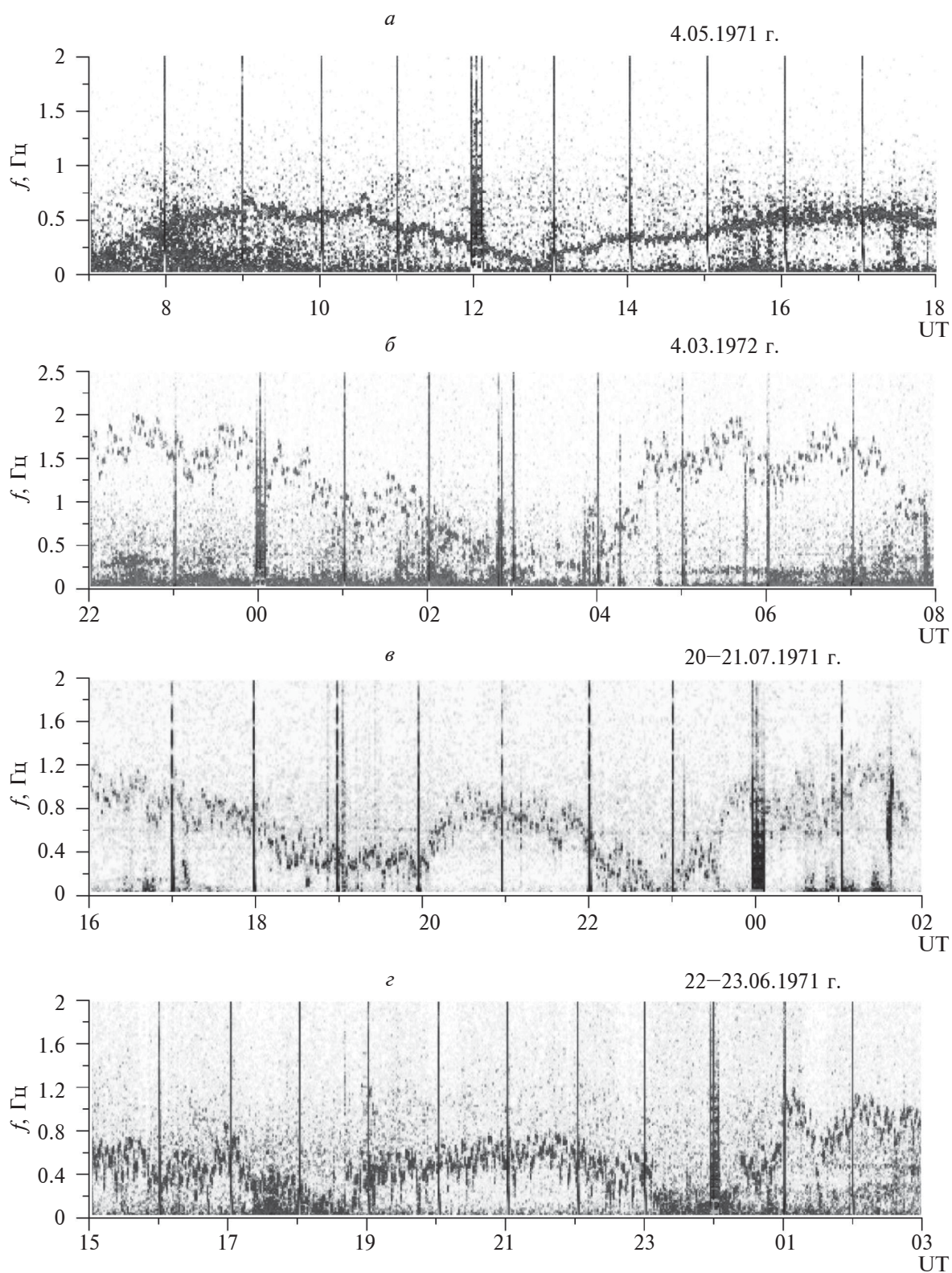


Рис. 1. Примеры наблюдения понижения и последующего возрастания центральной несущей частоты серпентинной эмиссии, наблюдаемой в обс. Восток: (а) – 01.05.1971 г., (б) – 04.03.1972 г., (в) – 20.07. 1971 г., (г) – 22.06.1971 г. в условиях спокойной магнитосферы ($Kp \sim 0-1$).

к первоначальному уровню. Например, 1.05.1971 г. и 4.03.1972 г. f_{\min} наблюдалась в интервалах времени 12:00–13:00 UT и 03:00–04:00 UT соответственно при постепенном снижении несущей частоты SE . Иногда в течение суток последовательно отмечались 2 и более эпизодов понижения несущей частоты (рис. 1*в, з*). Так, 20.07.1971 г. несущая частота SE снижалась до минимума в 19:00–20:00 UT и в 22:00–23:00 UT, а 22.06.1971 г. в 18:00–19:00 UT и 23:00–24:00 UT и затем увеличивалась до первоначального уровня. Характерно, что этот эффект наблюдался независимо от существующего периода модуляции несущей частоты в режиме SE . Центральная несущая частота эмиссии как с 5-минутной модуляцией, так и с более длиннопериодной модуляцией плавно уменьшалась в несколько раз (иногда \sim от 1–1.5 Гц до 0.1–0.2 Гц) и затем увеличивалась в течение 2–3 ч до первоначального уровня.

Общие закономерности поведения несущей частоты SE , полученные методом наложения эпох для всех анализируемых случаев, показаны на рис. 2. За реперную точку выбирался час, в котором несущая частота, постепенно снижаясь, достигала наименьшего значения f_{\min} в каждом анализируемом случае. По динамическим спектрам SE оценивалась средняя несущая частота эмиссии в течение 5 ч до момента f_{\min} и 5 ч после. Динамические спектры серпентинной эмиссии позволяли оценивать ее среднюю несущую частоту на временных промежутках длительностью 30 мин. Рисунок 2 наглядно демонстрирует динамику f , полученную методом наложения эпох по всем анализируемым событиям наблюдения SE . Видна четкая тенденция понижения несущей частоты SE примерно за 2.5–3 ч до репера. Величина f уменьшалась \sim в 3–4 раза и затем постепенно увеличивалась в течение 2–3 ч практически до первоначального уровня.

3.2. С целью выяснения, в какое время суток наиболее вероятен эффект наблюдения понижения центральной несущей частоты SE , мы построили суточную вариацию числа часовых интервалов, в течение которых частота f принимает минимальные значения. На рис. 3 представлена зависимость (нормированного на максимальное число случаев) количества часовых интервалов, соответствующих f_{\min} , от локального времени. Как видно из суточной вариации, в доминирующем числе случаев понижение несущей частоты наблюдается вблизи местной полночи (21:00–24:00 MLT). Второй меньший по величине максимум приходится на послеполуночные часы (02:00–04:00 MLT). Таким образом, понижение несущей частоты SE преимущественно

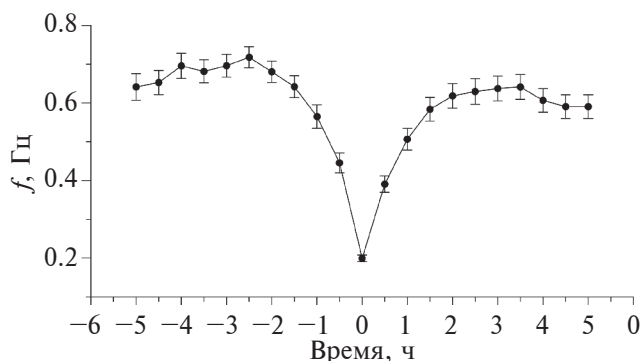


Рис. 2. Динамика несущей частоты (f) SE , полученная методом наложения эпох на интервале времени 5 ч до и 5 ч после момента достижения минимальной величины несущей частоты. Нулевая точка на горизонтальной оси соответствует часу, в котором несущая частота достигала наименьшего значения f_{\min} . Вертикальными линиями обозначены стандартные ошибки средних значений.

наблюдается тогда, когда обл. Восток оказывается в основном в ночном секторе магнитосферы.

3.3. Как уже упоминалось выше, серпентинная эмиссия наблюдается в условиях спокойной магнитосферы. Рассмотрим состояние геомагнитной обстановки, на фоне которой происходит понижение несущей частоты SE в области полярной шапки. В качестве индикаторов уровня геомагнитной активности в различных широтных зонах Земли традиционно используются индексы ap , Dst и AE . Планетарный ap -индекс характеризует глобальную возмущенность магнитосферы Земли, Dst -индекс отражает интенсивность кольцевого тока и является индикатором развития геомагнитных бурь, AE -индекс характеризует возмущенность в авроральной зоне. Кроме перечисленных индексов, мы анализировали поведение AL -индекса, используемого для идентификации суббурь. Как следует из работы [Hsu and McPherron, 2004], отрицательные бухты в динамике AL -индекса продолжительностью более 20 мин и минимальной величиной AL -индекса ниже -100 нТл соответствуют развитию магнитосферных суббурь.

Динамика геомагнитных индексов, полученная методом наложения эпох, показана на рис. 4. Здесь и далее за реперную точку, как и при построении рис. 2, принимался час, в котором несущая частота постепенно спадая, достигала наименьшего значения f_{\min} в каждом анализируемом случае. Все индексы анализировались на интервале времени 5 ч до и 5 ч после момента, соответствующего f_{\min} . Судя по величине и динамике ap -, Dst - и AE -индексов, планетарная воз-

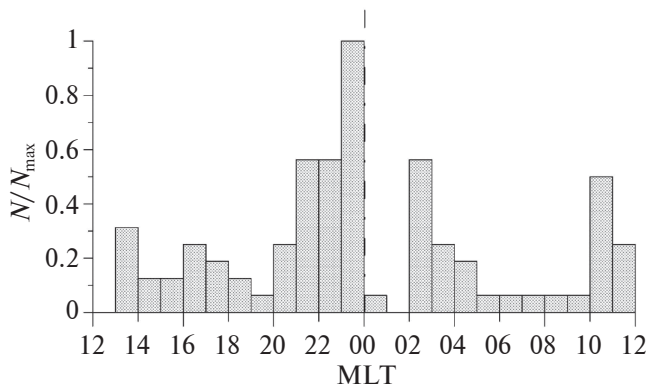


Рис. 3. Суточная вариация числа часовых интервалов, в которых несущая частота серпентинной эмиссии в обс. Восток принимала минимальные значения.

мушенность и геомагнитная активность в средних, экваториальных и авроральных широтах была очень слабой во время наблюдения понижений несущей частоты *SE*. В это время отсутствовали магнитные бури. Согласно Loewe and Prölss [1997] величина минимального значения *Dst*-индекса для развития слабой геомагнитной бури должна заключаться в пределах $-30 \text{ нТл} \geq Dst > -50 \text{ нТл}$. В нашем случае величина модуля Dst_{\min} не превышала 15 нТл (рис. 4). Кроме того, на ночной стороне магнитосферы не развивались суббури. В динамике *AL*-индекса отсутствовали отрицательные бухты и величина *AL*-индекса была $> -100 \text{ нТл}$ как до нулевой точки, так и после. В целом авроральная активность (как видно из динамики *AE*-индекса) плавно убывала к моменту f_{\min} и затем постепенно возрастала. Следует заметить, что поведение *AE*-индекса имело внешнее сходство с усредненной вариацией несущей частоты серпентинной эмиссии (рис. 2). Таким образом, эффект понижения несущей частоты *SE* наблюдается при относительно низкой геомагнитной активности, которой должны соответствовать относительно стабильные параметры солнечного ветра и ММП. Тем не менее, как показали наши исследования [Куражковская и др., 2016], даже при слабой геомагнитной активности некоторые параметры солнечного ветра оказываются значимыми факторами, влияющими на УНЧ-колебания.

3.4. Далее перейдем к анализу условий в солнечном ветре и ММП, на фоне которых наблюдалась долговременная вариация понижения и последующего возрастания центральной несущей частоты *SE*. Чтобы выделить общие закономерности межпланетной среды, использовался метод наложения эпох. Рассматривались следующие

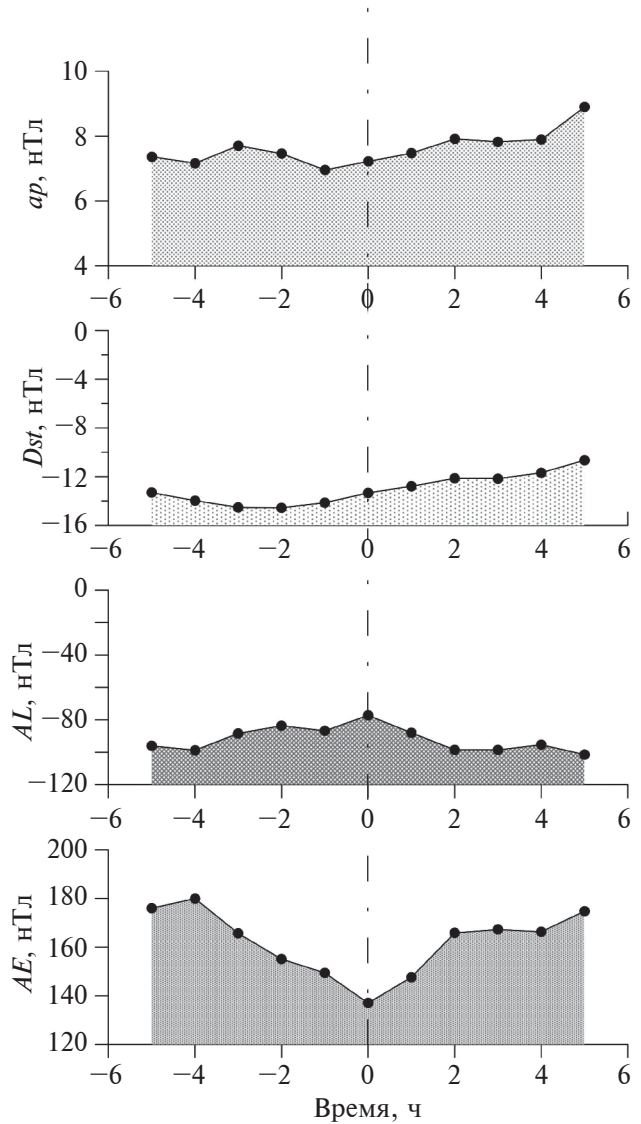


Рис. 4. Динамика средних значений индексов геомагнитной активности, полученная методом наложения эпох для случаев наблюдения понижения и последующего возрастания несущей частоты серпентинной эмиссии в обс. Восток. Нулевая точка на горизонтальной оси соответствует часу, в котором несущая частота достигала наименьшего значения f_{\min} .

параметры 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, широта ММП θ (угол между вектором B и его проекцией на плоскость эклиптики), долгота ММП ϕ (угол между проекцией вектора B на плоскость эклиптики и B_x -компонентой ММП), $\cos \psi$ (ψ – угол между

скоростью солнечного ветра и вектором ММП), β – параметр, равный отношению теплового давления к магнитному ($\beta = NkT/(B^2/8\pi)$), где N и T – плотность (см^{-3}) и температура (К) плазмы протонов солнечного ветра, B – величина межпланетного магнитного поля в нТл), соотношение плотности α -частиц к плотности протонов $N\alpha/Np$. Все параметры анализировались в солнечно-эклиптической системе координат.

На рис. 5 представлена динамика усредненных часовых значений вышеперечисленных параметров. Как видно из рис. 5, как до нулевой точки, так и после поведение параметров плазмы солнечного ветра N , V , P_{dyn} и модуля B ММП было относительно стабильным. Вблизи реперной точки в их динамике не наблюдалось флуктуаций, которые могли бы быть своеобразным триггером понижения несущей частоты серпентинной эмиссии. Средние значения этих параметров соответствовали условиям невозмущенной магнитосферы. V_x -компонента ММП сохраняла положительное направление до и после репера (в течение 10 анализируемых часов). V_y - и V_z -компоненты ММП изменили направление вблизи нулевой точки. Однако это никаким образом не отразилось на ориентации вектора ММП в плоскости эклиптики и в плоскости, ей перпендикулярной. Динамика углов θ и ϕ оставалась относительно стабильной до и после нулевой точки. В поведении E_y -компоненты электрического поля солнечного ветра также не обнаружено существенных флуктуаций. Вариация угла ψ , ответственного за режим модуляции серпентинной эмиссии, также не была подвержена существенным изменениям, которые могли бы спровоцировать понижение несущей частоты данного излучения.

Наиболее значимые изменения вблизи реперной точки мы обнаружили в динамике двух параметров межпланетной среды. Одним из них является параметр β , другим – Np/Na (соотношение плотности протонов к плотности α -частиц). Здесь заметим, что в базе данных OMNI представлено соотношение плотности α -частиц к плотности протонов $N\alpha/Np$. Для удобства сопоставления с поведением несущей частоты SE мы использовали параметр Np/Na . На рис. 6 представлена динамика β параметра и соотношения Np/Na , полученная методом наложения эпох для всех случаев наблюдения понижения несущей частоты SE .

Тенденция поведения этих двух параметров аналогична динамике средней несущей частоты серпентинной эмиссии (рис. 2). Явно виден спад как β параметра, так и соотношения Np/Na вблизи нулевой точки и затем постепенный их возврат

к первоначальному уровню. Эволюция значений параметра β отражает изменение баланса теплового и магнитного давлений. За несколько часов до репера величина $\beta > 2$, и, следовательно, тепловое давление в потоке плазмы солнечного ветра превышает магнитное давление. Примерно за час до момента достижения f_{min} несущей частоты SE величина β становится близкой к 1, что свидетельствует о примерно равном тепловом и магнитном давлении. Уменьшение отношения Np/Na к моменту достижения f_{min} отражает уменьшение плотности протонов по сравнению с плотностью ионов гелия, поступающих в магнитосферу. Затем величина Np/Na постепенно возрастает, что указывает на уменьшение ионов гелия в солнечном ветре. Обнаруженное внешнее подобие динамики несущей частоты SE с поведением параметров β и Np/Na может косвенно указывать на возможное влияние этих параметров на эффект снижения несущей частоты SE в области полярной шапки.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе показано, что помимо известной модуляции с периодами от 1 мин до 1 ч несущая частота серпентинной эмиссии подвержена длительному по времени снижению до $f_{min} \sim 0.1-0.2$ Гц, а иногда и до 0 с последующим восстановлением на интервалах времени, значительно превышающих максимальный период модуляции (рис. 1, рис. 2). Ранее подобное поведение несущей частоты эмиссии наблюдалось примерно за два часа до прихода фронта ударной волны во время развития геомагнитных бурь [Куражковская и Клайн, 2022]. Однако проследить поведение несущей частоты после момента SSC не представлялось возможным, поскольку режим генерации эмиссии прерывался возникшим одновременно с SSC шумовым широкополосным электромагнитным излучением в диапазоне $Pc1-2$. Продолжительность шумового излучения составляла 2–3 ч. Условия спокойной магнитосферы позволили исследовать динамику несущей частоты SE не только на интервале ее понижения, но и далее на интервале возрастания в течение нескольких часов. В результате проведенного анализа было обнаружено, что несущая частота SE уменьшалась \sim в 3–4 раза за 2.5–3 ч до момента достижения f_{min} и затем постепенно увеличивалась в течение 2–3 ч и достигала практически первоначального уровня.

Исследование геомагнитной обстановки и условий межпланетной среды, на фоне которой наблюдалось понижение f , показало, что планетарная возмущенность, геомагнитная активность

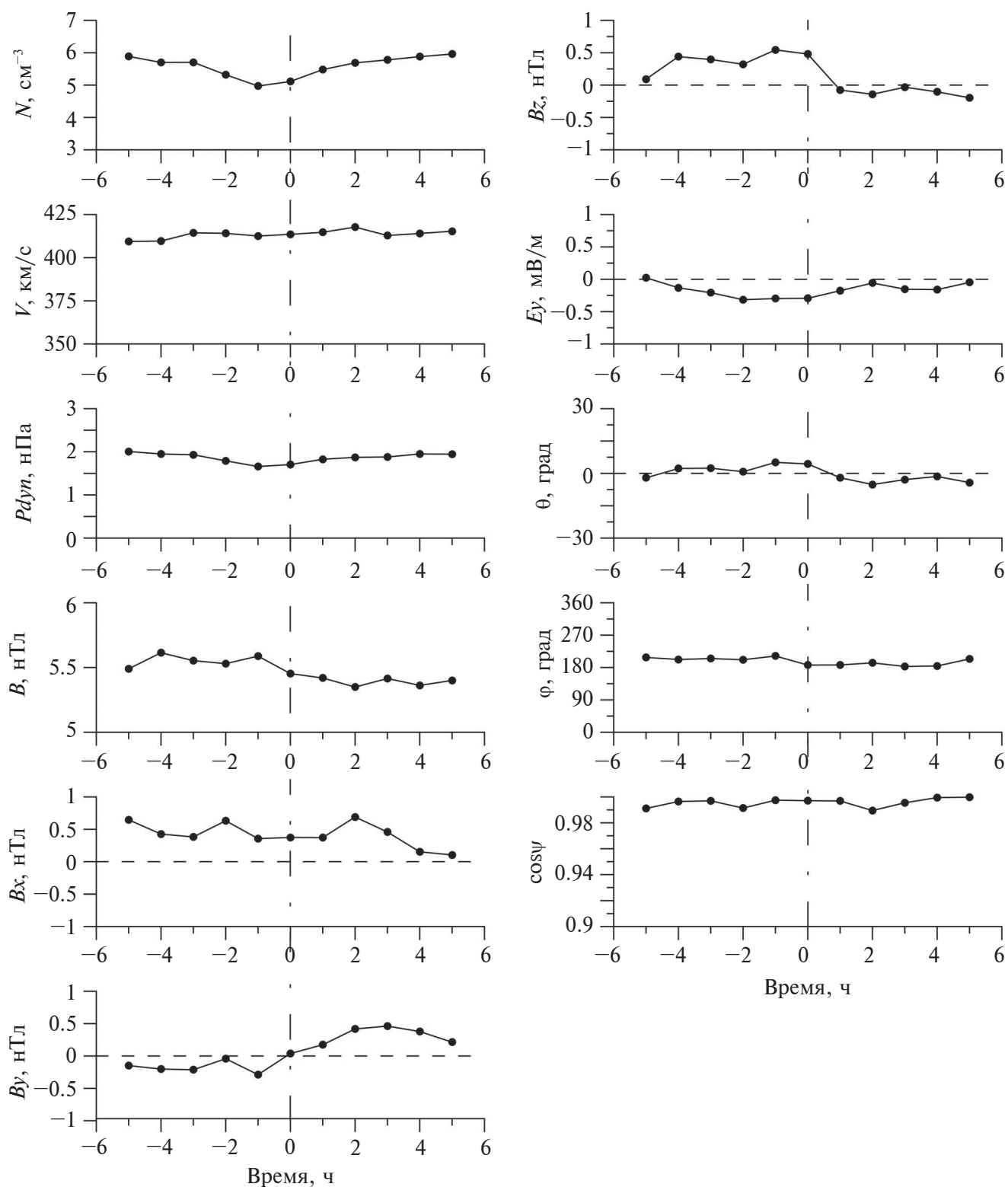


Рис. 5. Динамика усредненных параметров плазмы солнечного ветра и ММП, полученная методом наложения эпох для случаев наблюдения понижения и последующего возрастания несущей частоты серпентинной эмиссии в обс. Восток. Нулевая точка на горизонтальной оси соответствует часу, в котором несущая частоты достигала наименьшего значения f_{\min} .

в средних, экваториальных и авроральных широтах была очень слабой, а большинство параметров солнечного ветра и ММП было относительно стабильно. Судя по усредненной динамике межпланетных параметров (рис. 5), вряд ли какой-либо параметр мог способствовать понижению несущей частоты SE .

Вместе с тем следует обратить внимание на некоторые схожие закономерности поведения авроральной активности (AE -индекс), параметров солнечного ветра (β и Np/Na) и вариации несущей частоты серпентинной эмиссии. Так, наблюдается синхронное снижение до f_{\min} и дальнейшее возрастание несущей частоты SE с уменьшением и последующим увеличением величины AE -индекса (рис. 4). Кроме того, наиболее вероятное время наблюдения случаев понижения несущей частоты SE соответствует местной полночи (21:00–24:00 MLT), т.е. когда obs. Восток оказывается на ночной стороне магнитосферы. Маловероятно, что при слабой геомагнитной активности излучение, несущая частота которого синхронно изменяется с AE -индексом, возбуждается в плазме солнечного ветра, как это предполагается, например, Гульельми и др. [2015]. Синхронное снижение несущей частоты эмиссии в ночном секторе с уменьшением авроральной активности может быть, по-видимому, связано с процессами в полярных областях магнитосферы, контролируемых солнечным ветром. В частности, роль контролируемых параметров солнечного ветра и ММП могли играть плазменный параметр β и отношение плотности протонов к плотности ионов гелия Np/Na . Действительно, уменьшение (увеличение) несущей частоты SE наблюдается на фоне уменьшения (увеличения) величины этих параметров (рис. 6). Не исключено, что такая динамика параметра β и соотношения Np/Na в солнечном ветре оказывает влияние на процессы изменения режима обтекания магнитосферы, конфигурации и напряженности геомагнитного поля, на фоне которых и происходит снижение несущей частоты SE .

Серпентинная эмиссия наблюдается главным образом в области полярной шапки, к которой тесно примыкает область полярного каспа, характеризующаяся высокотурбулизованной плазмой. В силу особенностей топологии высокоширотной магнитосферы в полярном каспе присутствует как плазма солнечного ветра, проникающая из магнитослоя, так и ионосферная плазма. Кроме того, в области полярного каспа происходит ускорение частиц и формирование монохроматических ионных пучков, направленных вдоль магнитопаузы, и состоящих, в основном, из

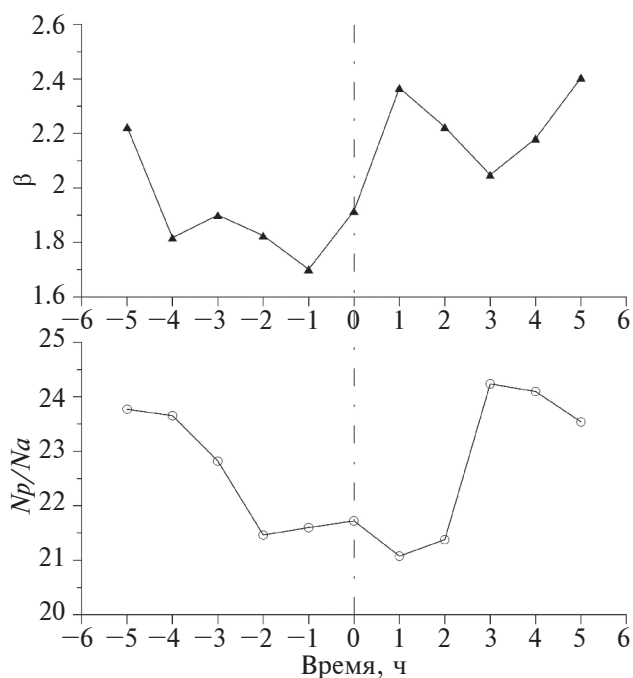


Рис. 6. Вариации параметра β солнечного ветра и соотношения числа протонов к числу α -частиц, полученные методом наложения эпох для случаев наблюдения понижения и последующего возрастания несущей частоты серпентинной эмиссии в obs. Восток. Нулевая точка на горизонтальной оси соответствует часу, в котором несущая частота достигала наименьшего значения f_{\min} .

ионов гелия и протонов [Fuselier et al., 1991]. Именно вблизи каспов, а не в подсолнечной области магнитосферы, локализовано пересоединение межпланетного и геомагнитного полей при $Bz > 0$ [Song et al., 2000]. Из анализа динамики межпланетных параметров (рис. 5) следует, что Bz -компонента имела северное направление во время снижения несущей частоты SE вплоть до момента достижения f_{\min} и некоторое время на этапе ее возрастания, что благоприятно для развития процесса пересоединения вблизи каспа.

Исходя из вышесказанного, можно предположить, что вероятнее всего генерация эмиссии SE происходит вблизи полярного каспа, и затем это излучение проникает в область полярной шапки. Здесь необходимо отметить, что динамика параметра β , который не только отражает баланс теплого и магнитного давлений в межпланетной среде, но и контролирует развитие процессов пересоединения [Phan et al., 2010], а также уровень турбулентности плазмы солнечного ветра [Wang et al., 2018], имеет подобие с динамикой несущей частоты SE . Это служит дополнительным аргу-

ментом, обосновывающим наше предположение, и не позволяет пренебрегать особенностями обтекания полярных каспов солнечным ветром.

В заключение хотелось обратить внимание на то, что долговременная вариация понижения несущей частоты SE , наблюдаемой в условиях невозмущенной магнитосферы, не может быть объяснена вариацией угла ψ , ранее считающимся ответственным за режим модуляции SE [Гульельми и Довбня, 1973], поскольку динамика этого угла оставалась стабильной как до момента f_{\min} , так и после (рис. 5). Аналогичное поведение угла ψ наблюдалось в течение нескольких часов до момента SSC , когда также был обнаружен эффект понижения несущей частоты SE [Куражковская и Клайн, 2022].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным динамических спектров серпентинной эмиссии, наблюдаемой в обл. Восток, исследовано 90 случаев плавного понижения (в несколько раз, иногда до 0) центральной несущей частоты SE с последующим ее возрастанием на длительном интервале времени. При этом модуляция SE с характерными периодами от 1 до 60 мин сохранялась. Обнаруженный эффект наблюдался преимущественно вблизи местной полуночи на фоне слабой геомагнитной возмущенности и относительно стабильных большинства параметров межпланетной среды. Предположительно снижение несущей частоты SE могло быть стимулировано уменьшением плазменного параметра β и отношением плотности протонов к плотности ионов гелия Np/Na , динамика которых аналогична средней вариации несущей частоты SE и отражает уровень турбулентности солнечного ветра и соответственно режим обтекания магнитосферы.

Исходя из того, что несущая частота SE снижается преимущественно вблизи полуночи синхронно с уменьшением авроральной активности, можно предположить, что в невозмущенных геомагнитных условиях, скорее всего, эмиссия возбуждается вблизи полярного каспа и затем проникает в область полярной шапки. По-видимому, усиление турбулентности солнечного ветра и уменьшение плотности протонов по сравнению с плотностью ионов гелия оказывает влияние не только на режим обтекания высокоширотных областей магнитосферы, но и вариацию несущей частоты серпентинной эмиссии, наблюдаемой в области полярной шапки.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Мирового центра данных по солнечно-земной физи-

ке (Москва) за предоставление открытого доступа к уникальным цифровым данным регистрации магнитного поля с высоким разрешением в Антарктической обсерватории Восток. Также авторы благодарны создателям базы данных OMNI (Goddard Space Flight Center, NASA, USA) за возможность использования параметров солнечного ветра, ММП и данных ap -, Dst -, AE - и AL - индексов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН. № гос. задания FMWU-2022-0027.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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., 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>
- Куражковская Н.А., Клайн Б.И., Лавров И.П. Длинно-периодные иррегулярные пульсации в условиях спокойной магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 3. С. 314–323. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794016030111>
- 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>
- Куражковская Н.А., Клайн Б.И. Особенности поведения излучения типа SE во время суббурь // Геомагне-

тизм и аэрономия. Т. 63. № 2. С. 163–173. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600521>

– 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>

– Fuselier S.A., Klumpar D.M., Shelley E.G. He²⁺ and H⁺ dynamics in the subsolar magnetosheath and plasma depletion layer // J. Geophys. Res. – Space. V. 96. № 12. P. 21095–21104. 1991. <https://doi.org/10.1029/91JA02145>

– 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. – Space. V. 109. № 7. ID A07208. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA009933>

– Loewe C.A., Prölss G.W. Classification and mean behavior of magnetic storms // J. Geophys. Res. – Space. V. 102. № 7. P. 14209–14213. 1997. <https://doi.org/10.1029/96JA04020>

– Phan T.D., Gosling J.T., Paschmann G., Pasma C., Drake J.F., Øieroset M., Larson D., Lin R.P., Davis M.S. The dependence of magnetic reconnection on plasma β and magnetic shear evidence from solar wind observation // Astrophys J. Lett. V. 719. № 2. P. L199–L203. 2010. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/719/2/L199>

– Song P., Gombosi T.I., DeZeeuw D.L., Powell K.G., Groth C.P.T. A model of solar wind–magnetosphere–ionosphere coupling for due northward IMF // Planet. Space Sci. V. 48. № 1. P. 29–39. 2000. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(99\)00065-3](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(99)00065-3)

– Wang X., Tu C.-Y., He J.-S., Wang L.-H. Ion-scale spectral break in the normal plasma beta range in the solar wind turbulence // J. Geophys. Res. – Space. V. 123. № 1. P. 68–75. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024813>

Variation of the Serpentine Emission Carrier Frequency under Conditions of a Quiet Magnetosphere

N. A. Kurazhkovskaya^{1, *}, B. I. Klain^{1, **}, A. Yu. Kurazhkovskii^{1, ***}

¹*Borok Geophysical Observatory, Branch of the Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences (GO Borok IPE RAS), Borok (Yaroslavl oblast), Russia*

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

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

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

The variation of the carrier frequency of serpentine emission f_{SE} observed in the frequency range 0.1 – 5.0 Hz under conditions of a quiet magnetosphere ($Kp \sim 0 - 2$) was studied. The data of magnetic field registration at the Antarctic Vostok Observatory (corrected geomagnetic coordinates $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$) for the 1970–1972 were used in an analysis. The 90 cases of serpentine emission observation, the central carrier frequency of which smoothly decreased (several times, sometimes to 0) and then increased almost to the initial level at time intervals significantly exceeding the maximum modulation period (1 hour) were analyzed using dynamic spectra of ULF emission. In this case, the typical modulation of the emission carrier frequency with periods of 1 – 60 min was persisted. The most likely time of observation of the detected effect was in the hours before midnight. It is shown that a decrease of the f_{SE} and its subsequent increase were observed against the background of weak geomagnetic activity and relative stability of the dominant number of solar wind and IMF parameters. Taking into account the discovered synchronous coincidence of the behavior of the f_{SE} and the dynamics of the AE index, as well as the observation of the effect of a decrease in the carrier frequency near local midnight, it is assumed that serpentine emission is most likely excited near the polar cusp and then penetrates into the region of the polar cap. The behavior of f_{SE} observed over long time intervals is presumably controlled by the plasma parameter β and the ratio of the proton density to the density of helium ions Np/Na , the dynamics of which are similar to the average variation of f_{SE} .

УДК 550.388.2

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ ВЫСОТЫ МАКСИМУМА ИОНОСФЕРНОГО СЛОЯ F_2

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

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

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

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 25.02.2024 г.

После доработки 12.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Анализируются долговременные вариации (тренды) высоты ионосферного слоя F_2 hmF_2 по данным станций Moscow и Juliusruh. Рассматриваются околополуденные часы LT и два зимних (январь и февраль) и два летних (июнь и июль) месяца за период 1996–2023 гг. Получены хорошо выраженные и статистически значимые отрицательные тренды hmF_2 как летом, так и зимой. В среднем высота слоя F_2 уменьшалась в течение анализируемого периода на 0.5–1 км в год. К тем же данным применен метод “Дельта”, разработанный и опубликованный авторами ранее. Результаты подтверждают систематическое уменьшение величины hmF_2 в течение последних двух десятилетий. Обнаружено, что в течение недавних нескольких лет высота слоя F_2 уменьшается быстрее, чем в предыдущие годы.

DOI: 10.31857/S0016794024040048, EDN: RTSQPY

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема долговременных трендов параметров ионосферных слоев хорошо известна и активно обсуждается в литературе. Сошлемся на недавний обзор Laštovička [2023].

В течение предыдущего десятилетия появилось много публикаций, посвященных выделению трендов критической частоты слоя F_2 , foF_2 . Ссылки можно найти в указанном обзоре Laštovička [2023], обзоре авторов [Данилов и Константинова, 2020], а также в недавней работе авторов [Данилов и др., 2024]. Известны публикации и по поискам трендов критической частоты слоя E , foE [Данилов и Константинова, 2018; Bremer, 2006]. А вот работ по поиску трендов высоты слоя F_2 , hmF_2 , не публиковалось давно.

Данилов и Константинова [2013] опубликовали результаты анализа данных по hmF_2 по наблюдениям на 10 станциях вертикального зондирования (ВЗ) до 2010 г. Было получено, что тренды hmF_2 отрицательны и лежат в пределах от 1.2 до 3.1 км в год.

В этой работе мы анализируем данные наблюдений до 2023 г. методом ВЗ на станциях

Moscow (55.5 N; 37.3 E) и Juliusruh (54.6 N; 13.4 E). Мы применяем метод, неоднократно использованный нами для анализа как foF_2 , так и hmF_2 . Достаточно подробное описание метода можно найти в работе Данилова и Бербенева [2023]. Здесь мы напомним только, что метод основан на сравнении величин foF_2 (или hmF_2) в течение двух последних десятилетий с величинами foF_2 (или hmF_2) для тех же условий в течение “эталонного” периода 1957–1980 гг., когда еще не было ионосферных трендов антропогенной природы. Между соответствующими величинами foF_2 (или hmF_2) вычисляется разница ΔfoF_2 (ΔhmF_2), изменение которой со временем в течение анализируемого периода и дает искомый тренд $k(foF_2)$ ($k(hmF_2)$).

Из банков ионосферных данных были взяты месячные медианы $M3000$ для периодов 1957–1980 гг. (эталонный) и 1996–2023 гг. (анализируемый). Величина hmF_2 вычислялась из $M3000$ по известной формуле Shimazaki [1955]. Анализируются данные за два зимних (январь и февраль) и два летних (июнь и июль) месяца.

Для устранения эффектов солнечной активности (СА) мы использовали три индекса СА ($F30$,

Ly- α и *MgII*), которые являются наилучшими для выделения трендов ионосферных параметров (см. [Данилов и Бербенева, 2024; Данилов и др., 2023в; Danilov and Berbeneva, 2023]). Этот выбор согласуется с результатами других авторов [Perna and Pezzopane, 2016; Gulyaeva et al., 2018; De Haro Barbás et al., 2021; Laštovička and Buresova, 2023; Laštovička, 2024].

Аналогичным образом, поскольку известно [Данилов и др., 2023б; Yue et al., 2018], что тренды *foF2* лучше всего выражены в дневное время суток, мы в данной работе рассматривали околополуденные моменты 10:00–14:00 LT.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ст. MOSCOW

Изменение $\Delta hmF2$ со временем в январе и феврале для ст. Moscow представлено на рис. 1 и рис. 2. Известно (см., например, [Данилов и др., 2023б]), что тренды критической частоты слоя *F2*, *foF2* наиболее выражены в зимние месяцы. Как видно из приведенных рисунков, для всех использованных индексов СА в течение анализируемого периода наблюдается уменьшение $\Delta hmF2$ со временем. Линейная аппроксимация этого уменьшения (сплошная линия) дает отрицательный тренд высоты, $k(hmF2)$. На всех рисунках и во всех таблицах величины $k(hmF2)$ приведены в единицах км/год.

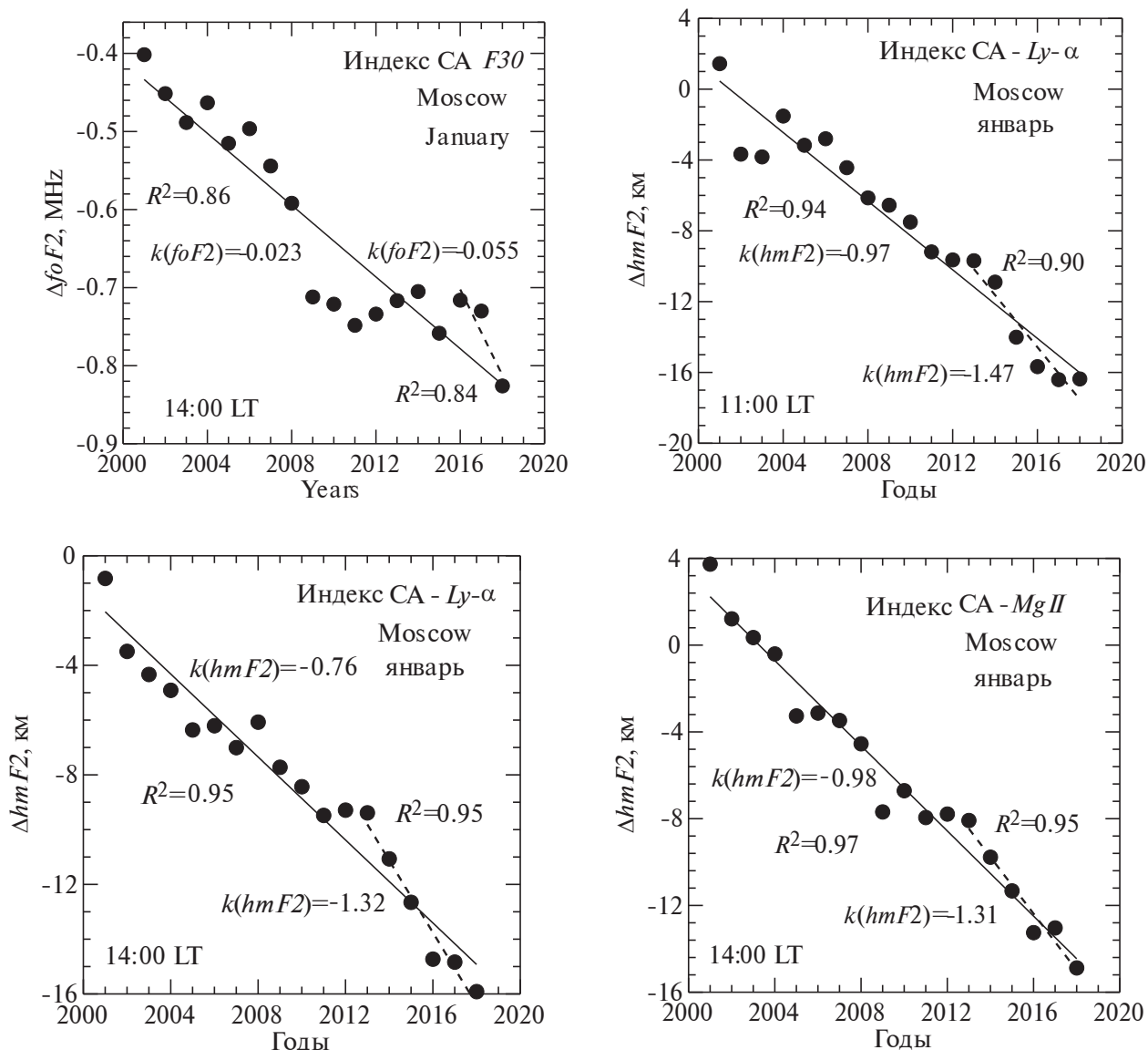


Рис. 1. Изменение $\Delta hmF2$ со временем в январе для ст. Moscow.

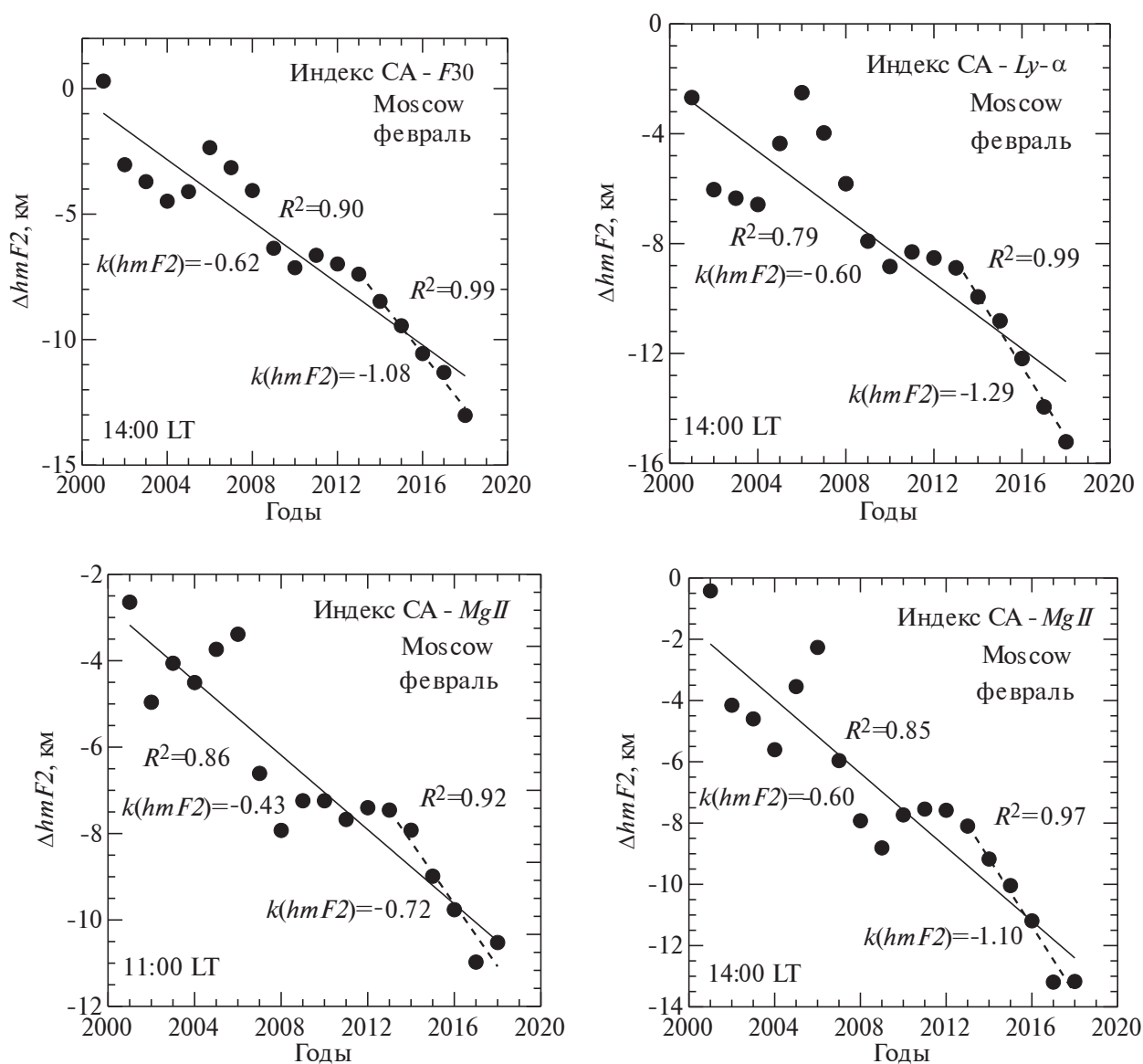


Рис. 2. Изменение $\Delta hmF2$ со временем в феврале для ст. Moscow.

При анализе трендов $foF2$ было обнаружено [Данилов и Бербенева, 2023; Данилов и др., 2024], что в последние несколько лет градиент падения $\Delta foF2$ увеличивается, т.е. увеличивается магниту-да отрицательного тренда $foF2$, $k(foF2)$. Такая же картина наблюдается на рис. 1 и рис. 2 и для трен-да $hmF2$. Мы вернемся к этой проблеме ниже.

Результаты для каждой ситуации (станция, ме-сяц, индекс СА) сводились в таблицу. Пример приведен в табл. 1. Она показывает тренды $hmF2$ для всего анализируемого периода 1996–2013 гг. с соответствующей величинами R^2 (коэффициент определенности согласно F-тесту Фишера) и тренды за недавние годы также с соответствующими

величинами R^2 . Величины SD показывают среднеквадратическую ошибку при усреднении по моментам LT.

Сводка полученных трендов $hmF2$ для всего анализируемого периода 1996–2013 гг. для двух зимних месяцев и всех трех индексов СА приве-дена в табл. 2. В строках “Сред.” и “SD” приво-дятся результаты усреднения по всем моментам LT для данного индекса СА и соответствующее среднеквадратическое отклонение для этого усреднения. В столбце “Сред.” приводится результат усреднения для данного месяца по всем трем индексам СА и соответствующее средне-квадратическое отклонение для этого усреднения.

Таблица 1. Величины $k(hmF2)$ для ситуации Moscow, февраль, $Ly-\alpha$

LT	1996–2023	R^2	недавн.	R^2
10:00	–0.60	0.79	–1.29	0.99
11:00	–0.39	0.69	–0.82	0.98
12:00	–0.60	0.94	–0.60	0.94
13:00	–0.65	0.60	–1.37	0.99
14:00	–0.76	0.95	–0.76	0.95
Сред.	–0.60		–0.97	
SD	0.13		0.34	

Как видно из этой таблицы, для разных моментов LT, разных индексов CA и обоих месяцев получаются достаточно близкие по абсолютной величине отрицательные тренды $hmF2$. Величины среднеквадратической ошибки SD, получаемые при усреднениях, достаточно малы, что делает результаты усреднения статистически значимыми. Тренды для января оказались несколько большими, чем для февраля. Такое различие представляется нам вполне реальным исходя из возможного существования годовых вариаций величин $k(hmF2)$.

Среднее значение $k(hmF2)$ для зимних месяцев получается –0.78 км/год. Уместно сравнить это значение со средним трендом $hmF2$, –2.1 км/год, полученным для зимы ранее [Данилов и Константинова, 2013] путем усреднения результатов наблюдений на десяти станциях до примерно 2000 г. Отметим, что величины SD в указанной работе при этом существенно выше, чем в приве-

денных выше таблицах. Это может быть связано как с тем, что усреднялись результаты по станциям в различных широтных и долготных зонах, так и с тем, что в данной работе анализировались измерения за более поздние годы.

Аналогичный анализ был проведен для летних месяцев июня и июля. Оказалось, что, в отличие от трендов критической частоты $foF2$, для которой тренды в летние месяцы практически отсутствуют, для трендов высоты $hmF2$ хорошо выраженные тренды наблюдаются и летом. Примеры изменения $\Delta hmF2$ со временем для июня и июля приведены на рис. 3 и рис. 4 соответственно.

Легко видеть, что в целом рисунки 3 и 4 похожи на рисунки 1 и 2. Так же, как и для зимних месяцев января и февраля, для летних месяцев июня и июля по данным ст. Moscow наблюдается хорошо выраженное уменьшение величины $\Delta hmF2$ со временем, которое указывает на заметный отрицательный тренд. Иными словами, в летние месяцы получен отрицательный тренд высоты $hmF2$, подобный таковому в зимние месяцы. Так же, как и в зимние месяцы, в летние месяцы в большинстве ситуаций падение последних точек на рисунках происходит более резко, чем на остальной части рисунка, т.е. наблюдается усиление тренда $hmF2$ в недавние годы. Мы вернемся к этой проблеме ниже.

Сводка результатов для июня и июля приведена в табл. 3. Как видно из этой таблицы, величины $k(hmF2)$, получаемые при использовании различных индексов CA, близки между собой. Между усредненными по всем индексам CA и всем моментам LT величинами $k(hmF2)$ для июня и июля наблюдается лишь относительно небольшое различие, которое, видимо, отражает наличие внутрigoдовых вариаций.

Таблица 2. Тренды $hmF2$ для 1996–2023 гг. для ст. Moscow (январь и февраль)

LT	февраль				январь			
	$F30$	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.	$F30$	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.
10:00	–0.87	–0.60	–0.65		–0.94	–0.94	–0.96	
11:00	–0.53	–0.39	–0.43		–1.02	–0.97	–0.96	
12:00	–0.61	–0.60	–0.58		–1.08	–0.76	–1.00	
13:00	–0.78	–0.65	–0.78		–0.87	–0.71	–0.78	
14:00	–0.62	–0.76	–0.60		–1.08	–0.76	–0.98	
Сред.	–0.68	–0.60	–0.61	–0.64	–1.00	–0.83	–0.94	–0.92
SD	0.14	0.13	0.13	0.04	0.09	0.12	0.09	0.09

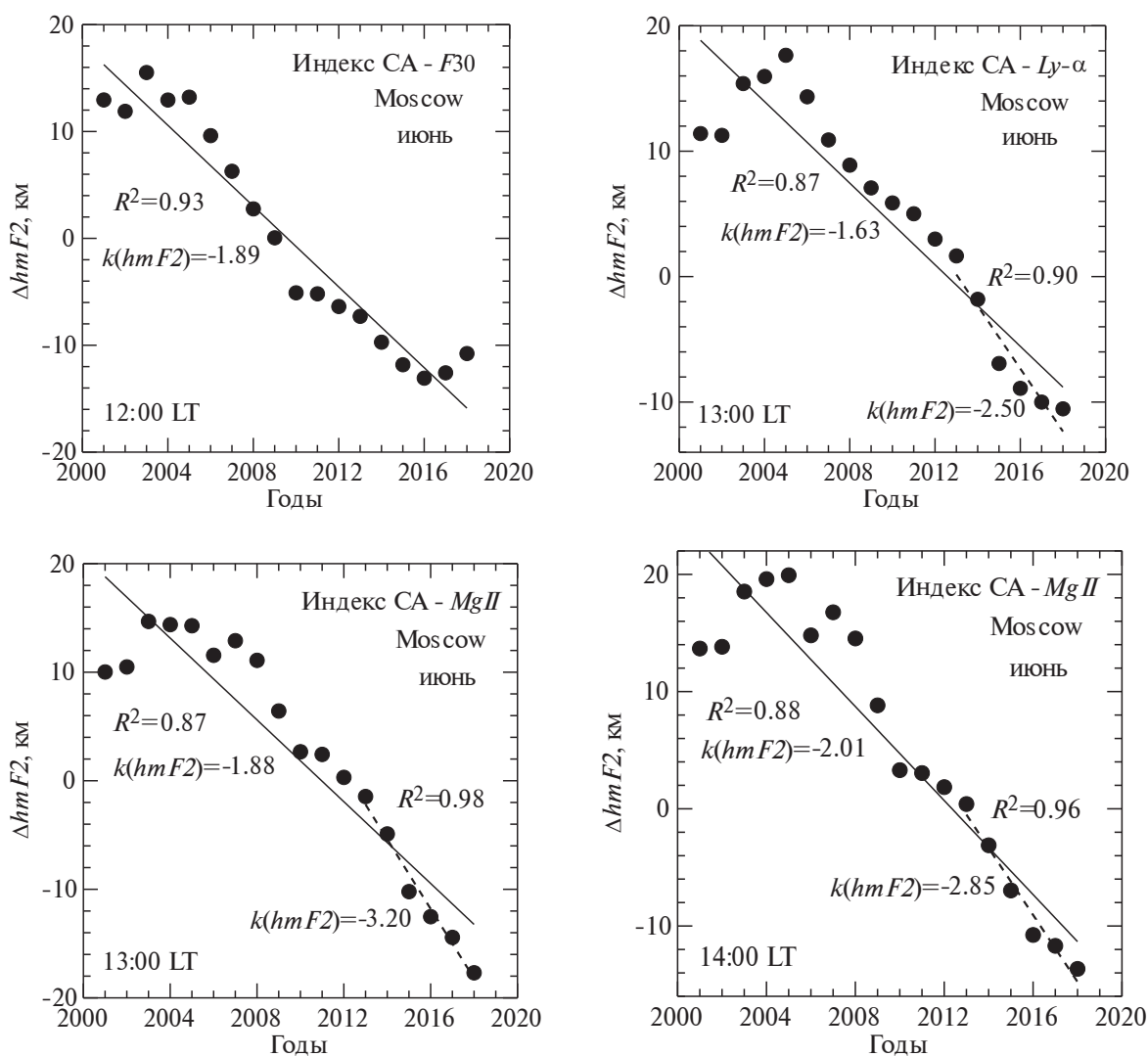


Рис. 3. Изменение $\Delta hmF2$ со временем в июне для ст. Moscow.

Величины тренда $k(hmF2)$ для летних месяцев заметно выше, чем для зимних. Усредненные по всем индексам СА и всем часам местного времени величины $k(hmF2)$ составляют -0.92 и -0.64 км/год для января и февраля, соответственно (см. выше табл. 2), тогда как для июня и июля эти величины равны, соответственно, -1.69 и -1.50 км/год.

Перейдем теперь к проблеме поведения $\Delta hmF2$ в течение недавних лет. На большинстве панелей рисунков 1–4 кроме сплошной линии, показывающей тренд $hmF2$ за период 1996–2023 гг., приводится также штриховая линия, показывающая тенденцию изменения величин $\Delta hmF2$ в течение недавних лет. Эта линия на всех рисунках кончается в конце анализируемого временного интервала, а начинается в разные годы. Мы во всех

случаях начинали ее там, где наблюдается заметный “излом” в изменении точек со временем, поэтому длина периода, для которого анализируется величина $\Delta hmF2$ различна – от трех до восьми лет. Конечно, при таком подходе в определении величины $k(hmF2)$ есть элемент произвола. Однако это касается только магнитуды трендов, тогда как сам факт “убыстрения” падения величин $\Delta hmF2$ в недавние годы сомнения не вызывает. На большинстве приведенных выше рисунков отрицательные величины $k(hmF2)$ для недавних лет больше по абсолютной величине, чем для всего периода 1996–2023 гг.

В силу описанного выше метода проведения аппроксимирующей линии для недавних лет, величины $k(hmF2)$ для этого периода для заданной

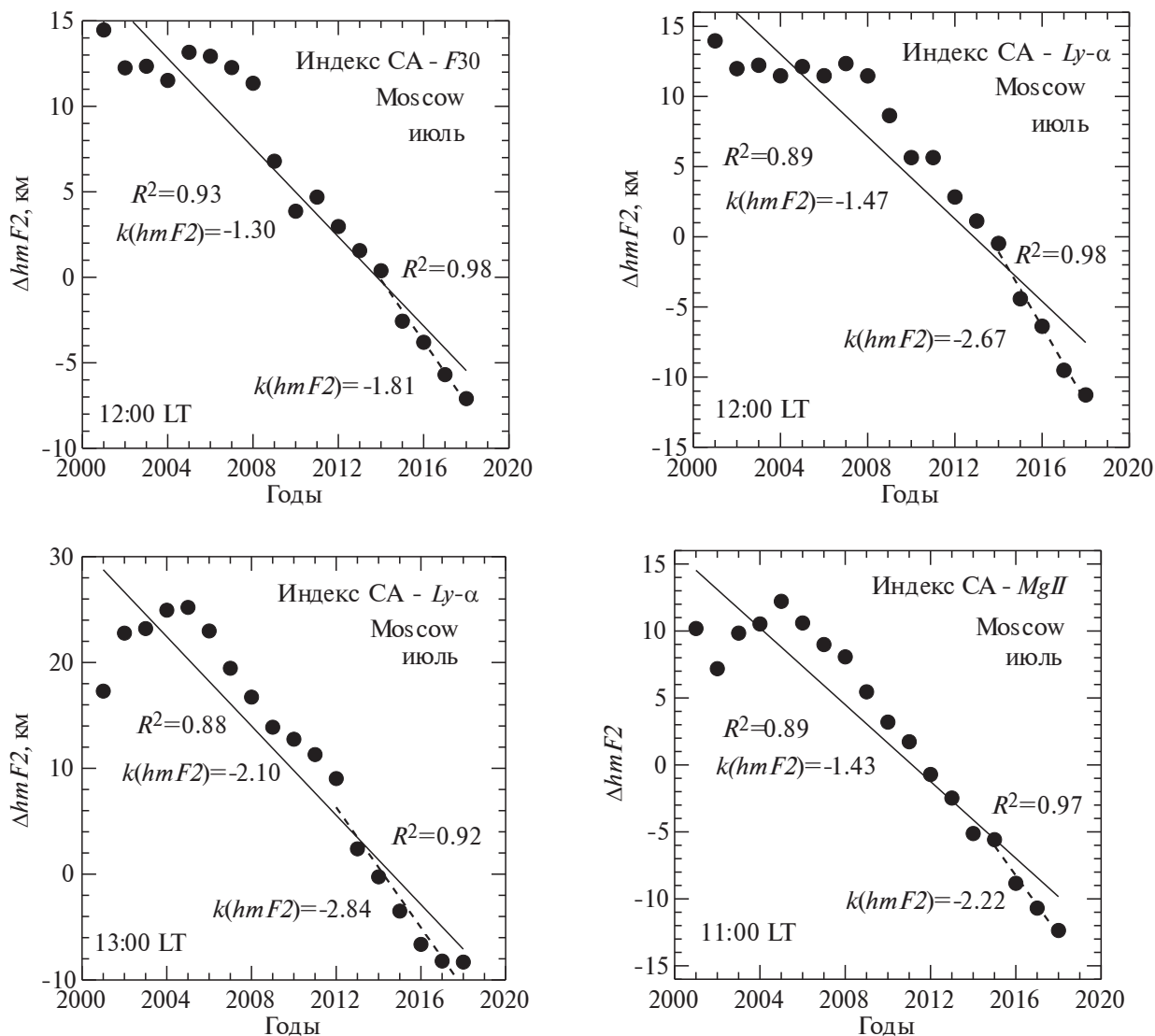


Рис. 4. Изменение $\Delta hmF2$ со временем в июле для ст. Moscow.

Таблица 3. Тренды $hmF2$ для 1996–2023 гг. для ст. Moscow (июнь и июль)

LT	июль				июнь			
	$F30$	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.	$F30$	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.
10:00	-1.06	-0.80	-0.81		-1.47	-1.17	-1.44	
11:00	-1.50	-1.45	-1.43		-1.64	-1.42	-1.63	
12:00	-1.30	-1.19	-1.15		-1.89	-1.64	-1.86	
13:00	-1.91	-1.88	-2.11		-1.91	-1.63	-1.88	
14:00	-1.88	-1.91	-2.11		-2.02	-1.78	-2.01	
Сред.	-1.53	-1.45	-1.52	-1.50	-1.79	-1.53	-1.76	-1.69
SD	0.37	0.47	0.58	0.04	0.22	0.24	0.23	0.14

Таблица 4. Усредненные величины $k(hmF2)$ в недавние годы

	F30	Ly- α	MgII	Сред.
январь				
$k(hmF2)$	-1.00	-1.35	-1.35	-1.23
SD	0.08	0.11	0.11	0.20
февраль				
$k(hmF2)$	-0.88	-1.15	-0.94	-0.99
SD	0.32	0.46	0.41	0.14
июнь				
$k(hmF2)$	-1.79	-1.59	-2.42	-1.93
SD	0.22	0.51	0.57	0.43
июль				
$k(hmF2)$	-1.66	-1.70	-2.16	-1.84
SD	0.31	0.46	0.58	0.28

ситуации (станция, месяц) меняются от одного момента LT к другому гораздо сильнее, чем величины $k(hmF2)$ для всего периода. Чтобы вычислить средние величины $k(hmF2)$ для разных ситуаций (месяц, индекс CA), мы в тех случаях, когда не было заметного отличия поведения точек в последние годы от аппроксимирующей прямой для

всего периода, принимали для недавних лет тот тренд, который дает наклон этой прямой.

В табл. 4 приведены величины $k(hmF2)$, усредненные по пяти рассмотренным моментам LT, для трех индексов CA для ст. Moscow.

Как видно из сравнения этой таблицы с таблицами 2 и 3, для всех ситуаций средние величины тренда $hmF2$ для недавних лет для ст. Moscow выше, чем для всего анализируемого периода 1996–2023 гг. Величины $k(hmF2)$ для недавних лет в летние месяцы выше, чем в зимние. Превышение трендов для недавних лет над трендами для всего периода меняется в пределах фактора 1.15–1.5 и в среднем составляет 1.3 раза. Иначе говоря, в последние несколько лет скорость уменьшения высоты слоя F2 для ст. Moscow примерно на 30% больше, чем в среднем за период 1996–2013 гг.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ст. JULIUSRUH

Анализ данных ст. Juliusruh был идентичен анализу данных ст. Moscow, описанному выше. Примеры изменения $\Delta foF2$ со временем для ст. Juliusruh приведены на рис. 5 и рис. 6 для зимы и лета соответственно.

Видно, что характер изменения $\Delta foF2$ со временем на рис. 5 и рис. 6 аналогичен таковому на рис. 1–4. Сводка полученных величин $k(hmF2)$ для января и февраля для анализируемого периода приведена в табл. 5.

Как видно из этой таблицы, для нескольких моментов LT для февраля мы не смогли определить надежных величин $k(hmF2)$ из-за хаотично-

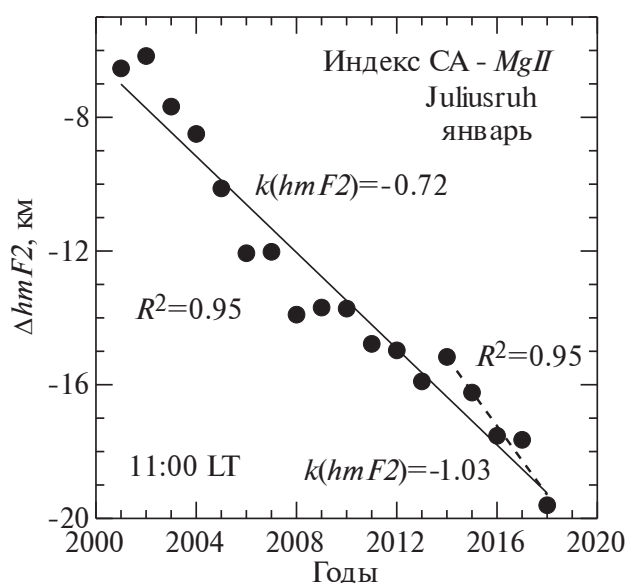
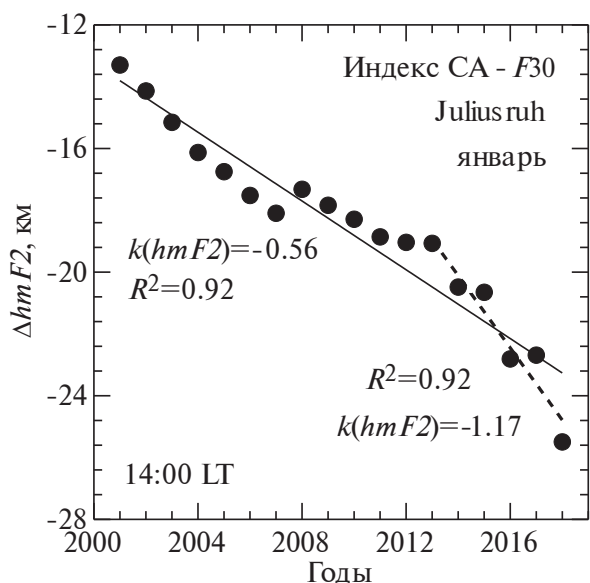


Рис. 5. Примеры изменения $\Delta hmF2$ со временем в январе для ст. Juliusruh.

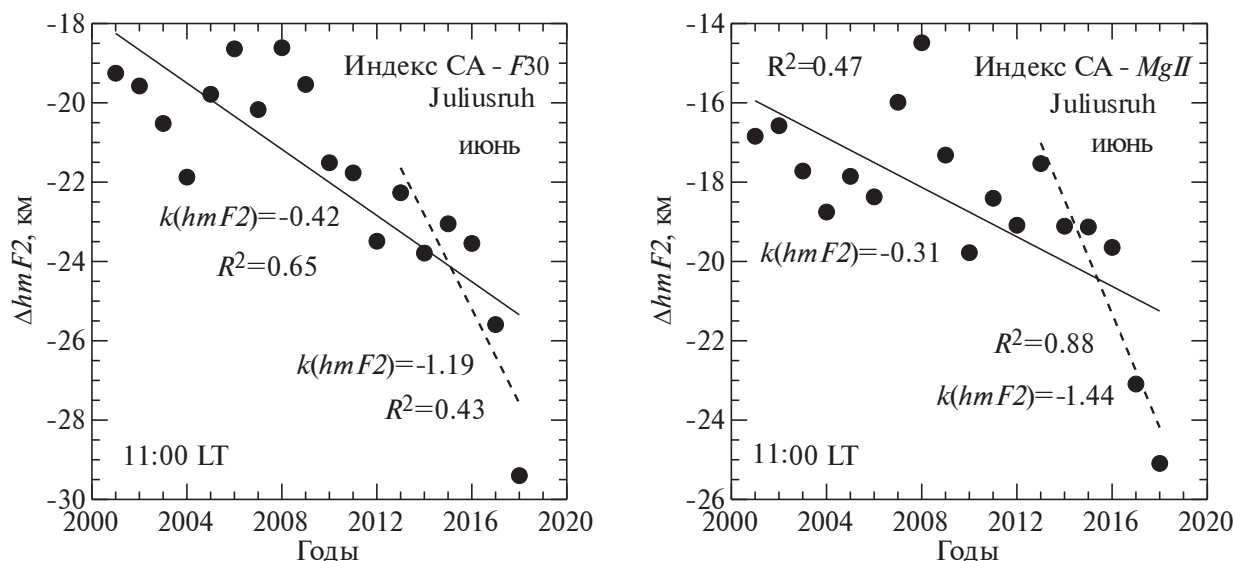


Рис. 6. Примеры изменения $\Delta hmF2$ со временем в июне для ст. Juliusruh.

Таблица 5. Величины $k(hmF2)$ в км/год для зимних месяцев (ст. Juliusruh)

LT	февраль				январь			
	F30	Ly- α	MgII	Сред.	F30	Ly- α	MgII	Сред.
10:00	-0.33		-0.37		-0.67	-0.49	-0.8	
11:00			-0.42		-0.63	-0.56	-0.72	
12:00			-0.52		-0.46	-0.38	-0.60	
13:00	-0.38	-0.36	-0.64		-0.55	-0.37	-0.65	
14:00	-0.58	-0.42	-0.83		-0.56	-0.41	-0.57	
Сред.	-0.43	-0.34	-0.56	-0.44	-0.57	-0.44	-0.67	-0.56
SD	0.13	0.14	0.19	0.11	0.08	0.08	0.09	0.12

го характера изменения величин $\Delta hmF2$ со временем. Однако, для января получены надежные величины тренда для всех моментов LT и всех индексов СА. При этом усредненные по всем моментам LT и всем индексам СА величины $k(hmF2)$ для обоих зимних месяцев различаются не сильно (-0.44 и -0.56 км/год), что позволяет надеяться, что даже для февраля получены правильные значения.

В ряде случаев на соответствующих рисунках (см. рис. 5 и рис. 6) наблюдаются увеличения наклона точек $\Delta hmF2$ в недавние годы для ст. Juliusruh, как это описано выше для ст. Moscow. Однако, разброс точек на некоторых ри-

сунках достаточно велик, что затрудняет получение величин $k(hmF2)$ для всех ситуаций.

Мы провели также анализ трендов $hmF2$ для типичного летнего месяца июня. Результаты приведены в табл. 6. Видно, что величины $k(hmF2)$, полученные для июня усреднением по всем моментам LT и всем индексам СА (-0.48 км/год), близки к величинам, полученным для зимних месяцев (-0.44 и -0.56 км/год). Отличительной чертой рисунков для июня на ст. Juliusruh является то, что для недавних лет получают гораздо более сильные тренды $hmF2$, чем для того же месяца для ст. Moscow, или для зимних месяцев на ст. Juliusruh.

Таблица 6. Величины $k(hmF_2)$ в км/год для июня (ст. Juliusruh)

LT	F_{30}	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.
10:00	-0.44		-0.49	
11:00	-0.42	-0.67	-0.31	
12:00	-0.55	-0.42	-0.57	
13:00	-0.41	-0.47	-0.58	
14:00	-0.43	-0.45	-0.53	
Сред.	-0.45	-0.50	-0.50	-0.48
SD	0.06	0.11	0.11	0.03

4. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА “ДЕЛЬТА”

Метод “Дельта”, предложенный ранее [Данилов и Константинова, 2017], является наиболее наглядным методом определения характера и примерной магнитуды трендов foF_2 . Он основан на том же сравнении величин foF_2 для заданного индекса солнечной активности в “эталонный” период (1957–1980 гг.), когда не было трендов антропогенной природы, и в анализируемый период (1996–2023 гг.), как и основной метод. В тренде нет никаких искусственных процедур (сглаживания, усреднения и т. д.) – сравниваются две кривые (зависимости foF_2 (или hmF_2) от выбранного индекса СА в каждом из периодов), и их различие и дает изменение foF_2 или hmF_2 (вели-

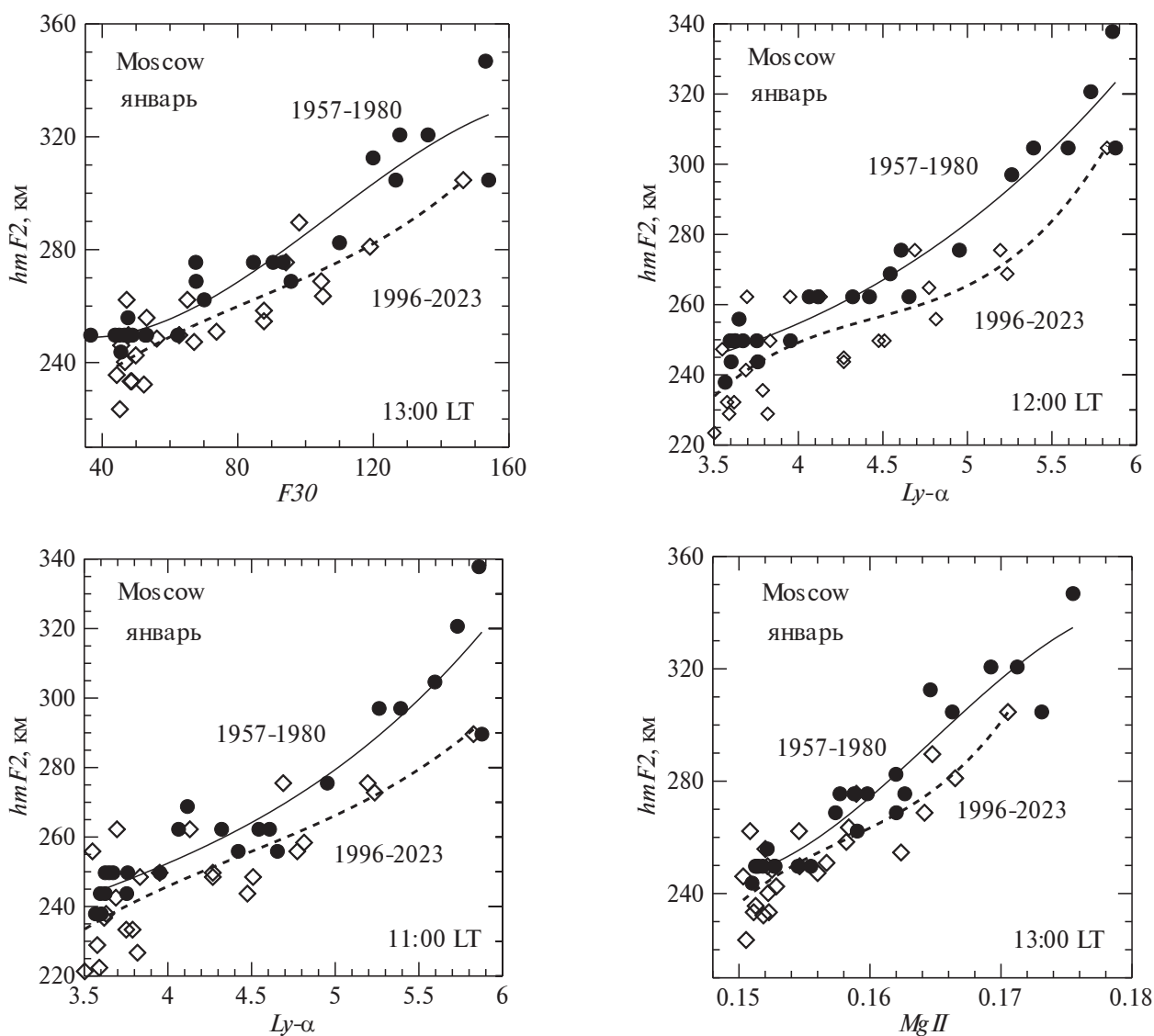


Рис. 7. Примеры зависимости hmF_2 от индексов СА для разных временных интервалов в январе (ст. Moscow).

чину дельта, обозначаемую далее как D) за время, прошедшее после “эталонного периода”. Более подробное описание метода “Дельта” и результатов анализа этим методом данных по $foF2$ для ст. Juliusruh и Moscow можно найти в работах авторов [Данилов и др., 2023б; 2024].

Мы применили метод “Дельта” к рассматриваемым в данной работе данным по $hmF2$ для ст. Moscow. Примеры изменения $hmF2$ в зависимости от индекса SA для января и февраля для разных моментов LT и разных индексов SA приведены на рис. 7 и рис. 8 соответственно. Как и при поиске трендов основным методом, мы аппроксимировали зависимости $hmF2$ от индексов SA полиномом третьей степени.

Как видно на этих рисунках, во всех рассмотренных ситуациях (месяц, индекс SA, момент LT) аппроксимирующие кривые идут систематически выше для данных 1957–1980 гг., чем для данных 1996–2023 гг. Иначе говоря, для одного и того же уровня SA (для одного и того же значения индекса SA) величина $hmF2$ для анализируемого периода меньше, чем для “эталонного” периода. А это значит, что тренд высоты $hmF2$ отрицателен, т.е. происходит систематическое уменьшение величины $hmF2$ со временем. Этот вывод полностью согласуется с результатами (отрицательные тренды $hmF2$), полученными с использованием основного метода и описанными в параграфе 2.

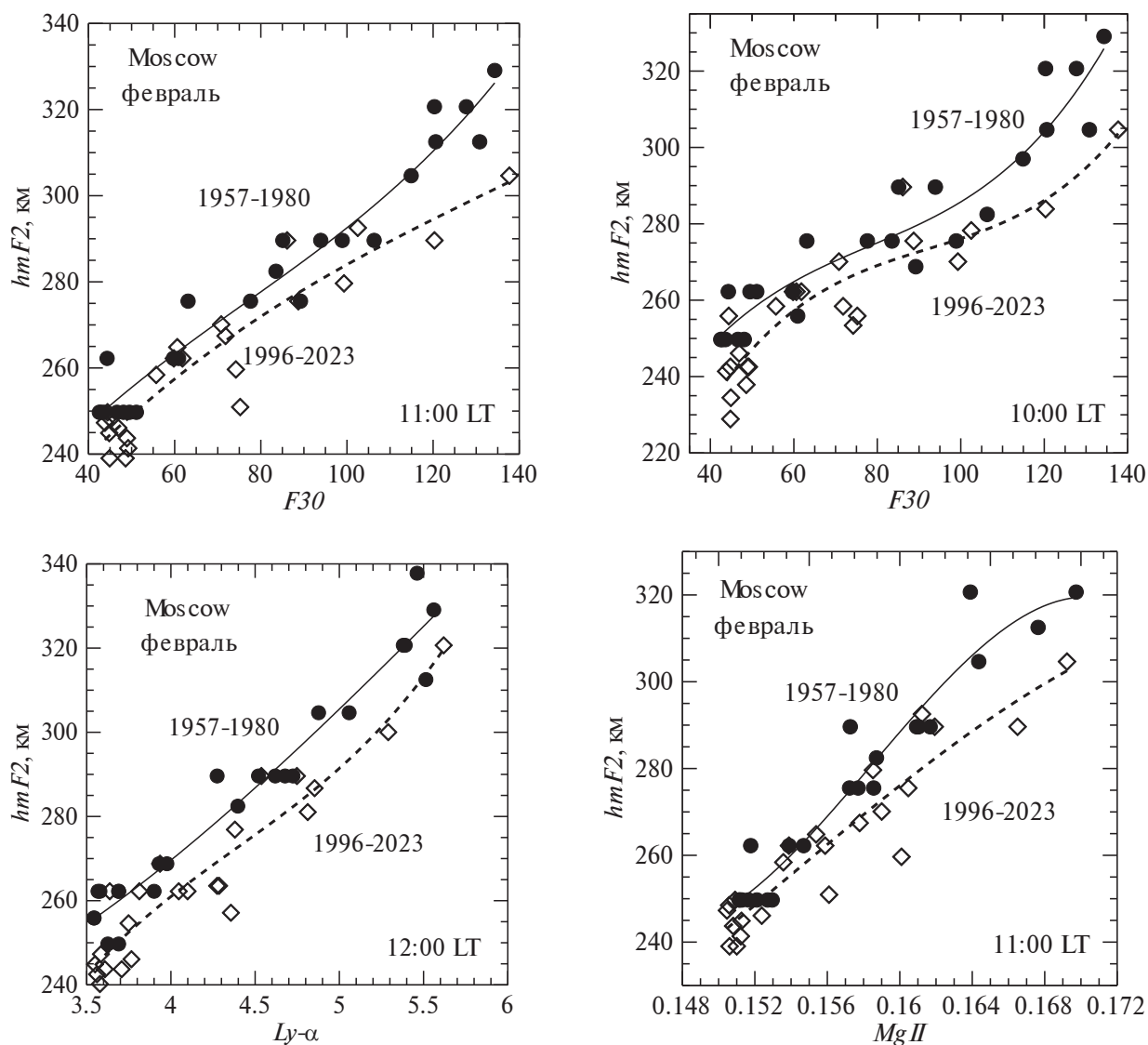


Рис. 8. Примеры зависимости $hmF2$ от индексов SA для разных временных интервалов в феврале (ст. Moscow).

Суммарная сводка результатов определения величин D приведена в табл. 7 и табл. 8 для ст. Moscow и Juliusruh соответственно. В строке “Сред.” приводится результат усреднения величин D по всем пяти моментам ЛТ (усреднение по столбцу). В столбце “Сред.” приводится результат усреднения этих средних величин для различных индексов СА (усреднение по строке).

Как видно из табл. 7, для ст. Moscow средние величины D для данного месяца и конкретного индекса СА близки между собой (величина SD мала). Близки и усредненные по всем трем индексам СА величины D для ст. Moscow для января (10.6 км) и февраля (11 км). Таким образом, с большой надежностью можно утверждать, что среднее уменьшение высоты слоя F_2 hmF_2 над Москвой от эталонного периода 1957–1980 гг. до

анализируемого периода 1996–2013 гг. в зимние месяцы составляет около 10 км.

Таблица 8 показывает, что для ст. Juliusruh усредненные по всем моментам ЛТ и индексам СА величины D для двух месяцев не сильно различаются между собой. Они лишь несколько выше, чем соответствующие величины для ст. Moscow. В среднем уменьшение hmF_2 от эталонного к анализируемому периоду для ст. Juliusruh зимой составляет около 16 км, что не сильно отличается от этого уменьшения для ст. Moscow.

Метод “Дельта” не позволяет определить величины тренда $k(hmF_2)$, но полученное уменьшение hmF_2 между двумя периодами качественно вполне согласуется с величинами тренда $k(hmF_2)$ для ст. Moscow и Juliusruh, полученными для зимних месяцев основным методом в параграф 2 и 3, соответственно. Результаты, полученные мето-

Таблица 7. Величины D в км для зимних месяцев (ст. Moscow)

ЛТ	январь				февраль			
	F_{30}	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.	F_{30}	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.
10:00	6.3	6.8	6.4		10.4	13.5	12.3	
11:00	10.3	11.6	10.7		8.1	11.4	11.4	
12:00	11.7	13.1	11.9		9.3	11.6	9.4	
13:00	12.3	13.3	11.6		7.4	13.6	13.7	
14:00	9.9	12.2	11.0		10.2	12.6	10.6	
Сред	10.1	11.4	10.3	10.6	9.1	12.5	11.5	11.0
SD	2.3	2.7	2.2	0.7	1.3	1.0	1.6	1.7

Таблица 8. Величины D в км для ст. Juliusruh

ЛТ	январь				февраль			
	F_{30}	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.	F_{30}	$Ly-\alpha$	$MgII$	Сред.
10:00	6.3	19.4	12.9		13.8	26.5	11.9	
11:00	10.3	19.7	12.1		15.9	20.2	16.7	
12:00	11.7	24.8	13.7		18.9	22.9	18.2	
13:00	12.3	19	13.7		15.8	19.8	16.5	
14:00	9.9	18.7	15.3		19.9	23.9	16.5	
Сред.	10.1	20.3	13.5	14.6	16.9	22.7	16	18.5
SD	2.3	2.5	1.2	5.2	2.5	2.8	2.4	3.6

дом “Дельта” подтверждает вывод, полученный основным методом (см. выше), о том, что уменьшение высоты $hmF2$ от “эталонного” к анализируемому периоду наблюдается не только в зимние, но и в летние месяцы.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Основной целью данной работы был анализ трендов высоты слоя $F2$ $hmF2$ по данным двух ионосферных станций Moscow и Juliusruh до 2023 г. Тренды $hmF2$ уже рассматривались авторами ранее [Данилов и Константинова, 2013] на основании анализа данных на нескольких ионосферных станциях до 2010 г. Как уже указывалось, было получено, что усредненный по всем станциям тренд составляет в зимний период -2.1 км/год.

Мы рассматривали околополуденные часы суток (10:00–14:00 LT) и два типичных зимних месяца январь и февраль, как это часто делается в наших работах по поиску трендов критической частоты слоя $F2$. Для устранения эффектов солнечной активности мы использовали три индекса SA ($F30$, $Ly-\alpha$ и $MgII$), которые были признаны лучшими для описания поведения слоя $F2$ [Данилов и Бербенева, 2024; Данилов и др., 2023в; Danilov and Verbeneva, 2023].

Получено, что в зимние месяцы (анализировались январь и февраль) тренды высоты слоя $F2$ $k(hmF2)$ отрицательны и составляют для ст. Moscow около 0.8 км/год. Важным обстоятельством является то, что разброс получаемых величин $k(hmF2)$ для разных моментов LT и при использовании разных индексов SA относительно невелик, что показывают небольшие величины среднеквадратических ошибок при различных усреднениях (см. табл. 2).

В отличие от трендов критической частоты $foF2$, которые хорошо выражены в зимний период, но отсутствуют летом (см. Данилов и др. [2023а, б]), тренды высоты слоя $hmF2$ для ст. Moscow хорошо выражены и отрицательны и в зимние, и в летние месяцы. Более того, получено, что в летние месяцы величины $k(hmF2)$ примерно вдвое выше (около -1.6 км/год), чем в зимние. Это показывает, что тренды $foF2$ и $hmF2$ являются результатом протекания различных процессов в термосфере. Подробное рассмотрение этой проблемы может в дальнейшем помочь в выявлении физических механизмов, вызывающих долгосрочные изменения ионосферного слоя $F2$ и, возможно, всей ионосферы в целом, а это является конечной целью всех исследований ионосферных трендов.

Сравнение результатов определения трендов $hmF2$, полученных для двух станций (см. параграфы 2 и 3) показывает, что зимой для ст. Juliusruh получаются несколько меньшие абсолютные величины ($k(hmF2) = -0.44$ и -0.56 км/год), чем для ст. Moscow (-0.92 и -0.64 км/год для января и февраля соответственно). Это различие, однако, вполне может быть связано с различием условий формирования трендов в разных географических пунктах.

Различие результатов для лета представляется более серьезным. Для ст. Moscow, как указывалось выше, получено заметное усиление трендов при переходе от зимних месяцев к летним. Такого увеличения не получено для ст. Juliusruh. У нас пока нет объяснения этому факту. Отметим только, что ситуация с трендами параметров слоя $F2$ достаточно сложна — летом тренды критической частоты $foF2$ практически отсутствуют при заметных трендах в зимние месяцы (см. Данилов и др. [2024]).

Нами ранее уже обращалось внимание на тот факт, что отрицательные тренды $foF2$ в недавние несколько лет получаются более сильными, чем для всего анализируемого периода [Данилов и Бербенева, 2023; Данилов и др., 2023б]. Для трендов $hmF2$ на основании данных ст. Moscow получена та же картина — для всех месяцев усредненные по моментам LT и индексам SA величины $k(hmF2)$ в последние годы несколько выше, чем для основного анализируемого периода 1996–2023 гг.

Хотя надежность величин $k(hmF2)$ в недавние годы, получаемых в каждой конкретной ситуации (месяц, момент LT, индекс SA), невелика, поскольку они основываются на нескольких точках последних лет, и число этих точек различно в разных ситуациях, нам представляется, что в целом заключение об увеличении скорости изменения параметров слоя $F2$ со временем справедливо, по меньшей мере, в качественном отношении. Это увеличение, вероятно, и должно наблюдаться, поскольку анализируемые тренды имеют, скорее всего, антропогенную природу, а антропогенное влияние на земную атмосферу в последние годы усиливается, о чем свидетельствует хорошо известное усиление глобального потепления.

К анализируемым данным двух станций для зимних месяцев мы применили метод “Дельта”, разработанный и использованный нами ранее. Этот метод не дает принципиально новой информации по сравнению с основным методом, но привлекателен своей простотой и наглядностью. Результаты показывают, что получаемые величины D (изменение $hmF2$ от эталонного периода

1957–1980 гг. к анализируемому периоду 1996–2023 гг.) в целом согласуются для разных моментов LT, разных индексов SA и разных месяцев. Хотя метод “Дельта” не дает величин самих трендов, полученные для зимних месяцев величины D около 10 км для ст. Moscow и около 15 км для ст. Juliusruh являются надежным подтверждением отрицательных величин $k(hmF_2)$, полученных основным методом.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью работы было исследование трендов высоты слоя F_2 hmF_2 по данным ст. Moscow и Juliusruh в зимние месяцы, когда по нашим представлениям тренды foF_2 хорошо выражены (см. Данилов и др. [2024]). Результаты анализа величин этих трендов $k(hmF_2)$ показали, что и в январе, и в феврале для обеих станций наблюдается систематическое уменьшение высоты hmF_2 со временем в течение анализируемого периода (1996–2023 гг.). В этот период наблюдаются и отрицательные тренды критической частоты. Разброс получаемых величин $k(hmF_2)$ от месяца к месяцу и от станции к станции лежит в пределах ожидаемой точности метода и вероятного различия трендов между различными пунктами.

Как и в случае трендов критической частоты, для трендов hmF_2 получено увеличение магнитуды отрицательной величины $k(hmF_2)$ (усиление трендов), причем этот эффект достаточно хорошо выражен для ст. Moscow для обоих сезонов, но проявляется также и в данных ст. Juliusruh.

Наличие уменьшения высоты слоя F_2 со временем подтверждается применением метода “Дельта”, который в силу простоты и наглядности позволяет надежно определить характер изменения величин hmF_2 от “эталонного” периода (1957–1980 гг.) к анализируемому периоду (1996–2023 гг.). Для обеих станций получены отрицательные величины этого изменения D : ~11 км для ст. Moscow и ~17 км для Juliusruh.

Стоит отметить, что основной вывод данной работы о наличии отрицательных трендов hmF_2 подтверждает вывод нашей предыдущей публикации (Данилов и Константинова, 2013). Но в работе 2013 г. уменьшение hmF_2 было получено только по данным до 2010 г. и с использованием только индекса $F_{10.7}$ для устранения эффектов SA. Нам представляется очень важным тот факт, что указанный вывод подтверждается в данной работе анализом данных до 2023 г. с использованием трех индексов SA, которые по современным представлениям (см. Данилов и Бербенева [2024]) являются наилучшими для описания поведения параметров слоя F_2 .

БЛАГОДАРНОСТИ

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

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Бербенева Н.А. Тренды критической частоты слоя F_2 в последнее десятилетие // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 63. № 2. С. 139–146. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600697>
- Данилов А.Д., Бербенева Н.А. Зависимость foF_2 от солнечной активности по данным ионосферных станций северного и южного полушарий // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 64. № 2. С. 253–264. 2024.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Поведение параметров ионосферного слоя F_2 на грани веков. 2. Высота слоя // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 53. № 4. С. 486–499. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794013040068>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные изменения параметра “дельта foF_2 ” по данным двух европейских ионосферных станций // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 5. С. 623–627. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017050054>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Дальнейший анализ трендов foE на станции Juliusruh // Гелиогеофизические исследования. Вып. 19. С. 41–46. 2018.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040045>
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Анализ трендов foF_2 до 2022 г. с использованием разных индексов солнечной активности // Гелиогеофизические исследования. Вып. 37. С. 42–54. 2023а. https://doi.org/10.5425/2304-7380_2022_37_42
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Детальный анализ суточных вариаций трендов foF_2 // Гелиогеофизические исследования. Вып. 39. С. 8–16. 2023б. https://doi.org/10.5425/2304-7380_2023_39_8
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Дальнейший детальный анализ зависимости foF_2 от солнечной активности // Гелиогеофизические исследования. Вып. 40. С. 68–80. 2023в. https://doi.org/10.5425/2304-7380_2023_40_68
- Данилов А.Д., Константинова А.В., Бербенева Н.А. Тренды критической частоты foF_2 по данным стан-

ций Северного и Южного полушарий. Геомagnetизм и аэрономия. Т. 64. № 3. С. 387–400. 2024.

– *Bremer J.* Long-term trends in the ionospheric *E* and *F1* regions // *Ann. Geophysicae*. V. 26. № 5. P. 1189–1197. 2008. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-1189-2008>

– *Danilov A.D., Berbeneva N.A.* Statistical analysis of the critical frequency *foF2* dependence on various solar activity indices // *Adv. Space Res.* V. 72. № 6. P. 2351–2361. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.05.012>

– *De Haro Barbás D.F., Elias A.G., Venchiarutti J.V., Fagre M., Zossi B.S., Jun G.T., Medina F.D.* MgII as a solar proxy to filter *F2*-region ionospheric parameters // *Pure Appl. Geophys.* V. 178. № 11. P. 4605–4618. 2021. <https://doi.org/10.1007/s00024-021-02884-y>

– *Gulyaeva T.L., Arikan E., Sezen U., Poustovalova L.V.* Eight proxy indices of solar activity for the International Reference Ionosphere and Plasmasphere model // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 172. P. 122–128. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.03.025>

– *Laštovička J.* Progress in investigating long-term trends in the mesosphere, thermosphere, and ionosphere // *Atmos. Chem. Phys.* V. 23. № 10. P. 5783–5800. 2023. <https://doi.org/10.5194/acp-23-5783-2023>

– *Laštovička J.* Dependence of long-term trends in *foF2* at middle latitudes on different solar activity proxies // *Adv. Space Res.* V. 73. № 1. P. 685–689. 2024. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.09.047>

– *Laštovička J., Burešová D.* Relationships between *foF2* and various solar activity proxies // *Space Weather* V. 21. № 4. ID e2022SW003359. 2023. <https://doi.org/10.1029/2022SW003359>

– *Perna L., Pezzopane M.* *foF2* vs solar indices for the Rome station: looking for the best general relation which is able to describe the anomalous minimum between cycles 23 and 24 // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 148. P. 13–21. 2016. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.08.003>

– *Shimazaki T.* World-wide daily variations in the height of the maximum electron density in the ionospheric *F2* layer // *J. Radio Res. Lab.* V. 2. № 7. P. 85–97. 1955.

– *Yue X., Hu L., Wei Y., Wan W., Ning B.* Ionospheric trend over Wuhan during 1947–2017: Comparison between simulation and observation // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 123. № 2. P. 1396–1409. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024675>

Long-Term Trends in the Height of the Maximum of the Ionospheric *F2* Layer

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

¹*Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia*

²*Physical Department of the Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

**e-mail: adanilov99@mail.ru*

Long-term variations (trends) in the height of the ionospheric *F2*-layer *hmF2* are analyzed based on the data of Moscow and Juliusruh stations. The near-noon LT hours and two winter (January and February) and two summer (June and July) months are considered over a period of 1996–2023. Well pronounced and statistically significant negative trends in *hmF2* are obtained both in summer and winter. Overall, the *F2*-layer height was decreasing during the considered period by 0.5–1 km per year. The “Delta” method developed and published by the authors earlier is applied to the same data. The results confirm a systematic decrease in the *hmF2* value during two recent decades. It is found that the *F2*-layer height is decreasing more rapidly during several recent years than in the previous years.

УДК 550.388.2

ИЗМЕНЧИВОСТЬ $NmF2$ НА РАЗНЫХ ДОЛГОТАХ СРЕДНИХ ШИРОТ: РОЛЬ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. В. Х. Депенев¹ *, М. Г. Деминов¹, Г. Ф. Деминова¹, А. Х. Депенева¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН),
Москва, Троицк

*e-mail: depuev@izmiran.ru

Поступила в редакцию 28.12.2023 г.

После доработки 10.01.2024 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

На основе данных среднеширотных ионосферных станций на близких исправленных геомагнитных широтах проведен анализ свойств изменчивости концентрации максимума слоя $F2$ ($NmF2$) на разных долготах при повышенной ($48 > ap(\tau) > 27$) и высокой ($ap(\tau) > 48$) геомагнитной активности, где $ap(\tau)$ – средневзвешенный ap -индекс этой активности. В качестве характеристик этой изменчивости использованы стандартное отклонение σ флуктуаций Nm относительно спокойного уровня и средний сдвиг этих флуктуаций x_{ave} . Получено, что на всех анализируемых станциях дисперсия σ^2 для повышенной геомагнитной активности больше, чем для спокойных условий, но почти не отличается от σ^2 для высокой геомагнитной активности. Для всех анализируемых случаев средний сдвиг $x_{ave} < 0$, и для высокой геомагнитной активности модуль x_{ave} больше, чем для повышенной геомагнитной активности. Разница в значениях x_{ave} между анализируемыми станциями достаточно большая. Одна из причин этой разницы может быть связана с зависимостью x_{ave} от геомагнитных широт. Для выбора этих широт использованы аппроксимации геомагнитного поля наклонным диполем (TD), эксцентричным диполем (ED) или с помощью исправленных геомагнитных (CGM) координат. Получено, что зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты и, тем более, зависимости x_{ave} от CGM-широты. Следовательно, ED-широты, а не CGM-широты, являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя $F2$ на средних широтах. Этот вывод получен, по-видимому, впервые.

DOI: 10.31857/S0016794024040059, EDN: RTQVZO

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменчивость концентрации максимума слоя $F2$ ионосферы $NmF2$ (или критической частоты $foF2 \sim NmF2^{1/2}$) исследовалась неоднократно [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Araujo-Pradere et al., 2005; Fotiadis and Kouris, 2006; Altadill, 2007; Zhang and Holt, 2008; Pirog et al., 2011; Deminov et al., 2013; Ratovsky et al., 2015; 2023]). Ниже $NmF2$ обозначена через Nm для краткости изложения. В этих работах изменчивость Nm оценивалась по величине стандартного (или среднеквадратичного) отклонения Nm относительно фона. В качестве этого фона выбирались средние за месяц значения Nm или $foF2$ [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Araujo-Pradere et al., 2005], локальные модели средних за месяц значений высотного распределения концентрации электронов [Altadill, 2007; Zhang and Holt, 2008], медианы Nm за 15 дней для

периодов низкой солнечной и геомагнитной активности [Deminov et al., 2013], медианы Nm за 27 дней [Ratovsky et al., 2015; 2023] или медианы $foF2$ за месяц [Fotiadis and Kouris, 2006].

Среднее за месяц значение Nm и медиана Nm зависят от геомагнитной активности, однако эта зависимость обычно неизвестна. Поэтому использование этих характеристик ионосферы для сравнительных оценок изменчивости Nm при разных уровнях геомагнитной активности становится недостаточным. Более точный подход к оценке изменчивости концентрации этого максимума связан с использованием в качестве фона средних значений Nm для низкой геомагнитной активности. Получение таких значений Nm сопряжено с определенными трудностями, поскольку периоды продолжительной низкой геомагнитной активности встречаются нечасто (см., например, [Rishbeth and Mendillo, 2001]). Один из способов

преодоления этой проблемы связан с построением локальной эмпирической модели Nm для низкой геомагнитной активности по данным Nm конкретной станции за интервал не менее 30 лет, поскольку число магнитоспокойных дней в таком большом массиве данных обычно достаточно для построения данной модели [Демин и др., 2009]. Этот способ определения статистических свойств флуктуаций Nm относительно спокойного уровня при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности был реализован по данным ст. Иркутск (52.5° N , 104° E), Алма-Ата (52.5° N , 104° E) и Ямагава (Yamagawa, 31.2° N , 130.6° E) [Демин и др., 2015; 2023].

Эти станции расположены в определенном долготном секторе. Не меньший интерес представляет анализ свойств изменчивости Nm в разных долготных секторах при разных уровнях геомагнитной активности. Долготные особенности изменений Nm в периоды конкретных геомагнитных бурь отмечались, например, в работах [Kilifarska, 1988; Shpynev et al., 2018; Chernigovskaya et al., 2021; Черниговская и др., 2022]. Напомним, что под долготными изменениями параметров ионосферы понимают изменения этих параметров с долготой при прочих равных условиях, включая местное время. В период конкретной бури последнее условие до некоторой степени может быть выполнено только для продолжительной почти неизменной геомагнитной активности, что реализуется редко. Другой способ определения долготных особенностей Nm в периоды геомагнитных бурь основан на построении эмпирической модели бури в ионосфере [Araujo-Pradere et al., 2002] или полуэмпирической модели отрицательной фазы ионосферной бури, т.е. уменьшений Nm в эти периоды [Аннакулиев и др., 1997]. Обе модели являются поправками на геомагнитную бурю к модели медианы $foF2$ за месяц. В полуэмпирической модели эта поправка учтена через зависимость $foF2$ от аэрономических параметров с помощью эмпирической модели температуры и состава термосферы MSIS [Hedin, 1987]. На основе анализа данных ионосферных станций Северного полушария было получено, что на средних широтах существует дополнительный долготный эффект в отрицательной фазе ионосферной бури, который “привязан” к определенному долготному региону ($300 \pm 65^\circ \text{ E}$) и, по-видимому, связан с изменениями скорости термосферного ветра из-за особенностей геомагнитного поля [Аннакулиев и др., 1997]. В эмпирической модели бури в ионосфере особенности геомагнитного поля учтены иначе: поправка на геомагнитную бурю зависит от исправленной гео-

магнитной (CGM) широты [Araujo-Pradere et al., 2002]. Тем самым учтено, что CGM-координаты являются основными для описания нагрева термосферы в высоких широтах как источника бури в ионосфере на средних широтах (см., например, [Buonsanto, 1999]). Следовательно, можно предположить, что на средних широтах для высокой геомагнитной активности свойства изменчивости ионосферы на разных долготах будут почти одинаковы для фиксированной CGM-широты и местного времени.

Проверка этого предположения было основной целью данной работы. Кроме исправленных геомагнитных координат [Gustafsson et al., 1992] рассмотрены координаты наклонного (TD) и эксцентричного (ED) диполя [Fraser-Smith, 1987; Демин и Фишук, 2000; Kooschak and Fraser-Smith, 2017]. CGM, TD и ED координаты являются аппроксимациями геомагнитного поля, в TD-координатах центр диполя совпадает с центром Земли и ось диполя наклонена относительно оси вращения, ED-координаты отличаются от TD-координат тем, что центр диполя не совпадает с центром Земли. В результате, в Северном и Южном полушариях разница между магнитным и географическим полюсами одинакова в TD-координатах и различна в ED-координатах.

Ниже представлены результаты этой работы. Они приведены в следующей последовательности: локальные модели Nm для спокойного уровня на разных долготах для почти фиксированной CGM-широты, статистические свойства флуктуаций Nm относительно спокойного уровня при разных уровнях геомагнитной активности в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы, обсуждение этих свойств и выводы.

2. МОДЕЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА СЛОЯ $F2$ ДЛЯ НИЗКОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В данном случае эмпирическая модель концентрации максимума слоя $F2$ для низкой геомагнитной активности Nm_0 по данным конкретной станции представляет собой набор коэффициентов a_j ($j=0, 1, 2, 3$) уравнения регрессии

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

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

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

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

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

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

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

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

ap_0, ap_{-1} и т.д. — значения ap -индекса в данный, предыдущий и т.д. трехчасовые интервалы. Условие (3) предназначено для исключения из рассмотрения эффектов магнитосферных бурь в ионосфере [Wrenn and Rodger, 1989]. В данном случае спокойная ионосфера — это ионосфера, из которой исключены эффекты магнитосферных бурь.

Выбор индекса F связан с тем, что аналогичный индекс использовался как достаточно адекватный индикатор солнечной активности для ежедневных значений солнечного ультрафиолетового излучения [Richards et al., 1994; 2006]

и концентрации максимума слоя $F2$ [Lei et al., 2005; Liu et al., 2006; Ma et al., 2009].

Выбор критерия (3) для спокойной ионосферы, по-видимому, является оптимальным компромиссом между стремлением исключить из рассмотрения все магнитовозмущенные периоды и сохранить достаточно большой массив данных Nm_0 для получения надежных статистических оценок коэффициентов уравнения регрессии (1). Отметим, что критерий (3) почти не отличается от критерия, принятого в эмпирической модели STORM: согласно этой модели, поправка $foF2$ на геомагнитную бурю отсутствует, если $ap(\tau) \leq 9$ нТл [Araujo-Pradere et al., 2002].

Для анализа были использованы данные ионосферных станций за 1958–1988 гг., координаты которых приведены в табл. 1. Геомагнитные широты (TD, ED и CGM) в этой таблице вычислены для 1980 г. по международной модели IGRF-13 [Alken et al., 2021]. Станции подбирались так, чтобы массив данных Nm был достаточно большим и их CGM-широты слабо отличались. В данном случае эти станции расположены на географических широтах 48 ± 8 °N, TD-широтах 47.5 ± 6.5 °N, ED-широтах 47.5 ± 4.5 °N, CGM-широтах 49 ± 2 °N. Нам не удалось подобрать другие наборы ионосферных станций на средних широтах, чтобы их разница CGM-широт была меньше двух градусов в большом интервале долгот.

На первом этапе для каждой из этих станций были получены эмпирические модели концен-

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

№	Станция	GEOGR	TD	ED	CGM	$48 > ap(\tau) > 27$		$ap(\tau) > 48$	
		Lat/Lon °N/°E	Lat °N	Lat °N	Lat °N	11–13 LT $x_{ave}/\sigma, \%$	23–01 LT $x_{ave}/\sigma, \%$	11–13 LT $x_{ave}/\sigma, \%$	23–01 LT $x_{ave}/\sigma, \%$
1	Slough	51.5/359.4	54.0	51.1	48.3	–18/29	–32/25	–51/27	–66/23
2	Juliusruh	54.6/13.4	54.2	52.0	50.8	–23/27	–34/25	–55/25	–65/23
3	Moscow	55.5/37.3	50.7	49.7	51.0	–21/28	–31/25	–56/29	–66/20
4	Tomsk	56.5/84.9	46.1	47.1	51.5	–16/27	–23/27	–57/27	–60/22
5	Irkutsk	52.5/104.0	41.3	42.9	47.1	–8/29	–14/28	–43/35	–49/23
6	Boulder	40.0/254.7	48.9	47.4	49.2	–17/32	nn	–64/23	nn
7	Washington	38.7/282.9	49.8	46.9	50.8	–15/31	–14/33	–52/30	–69/18

трации максимума слоя $F2$ для низкой геомагнитной активности Nm_0 , которые представляют собой уравнения (1) для каждого часа мирового времени и месяца года.

На следующем этапе модели Nm_0 были использованы для анализа свойств флуктуаций концентрации максимума слоя $F2$ (в процентах), $x = (Nm/Nm_0 - 1) \cdot 100\%$, по данным выбранных станций: стандартного отклонения $\sigma(x)$, среднеквадратичного отклонения $s(x)$ и среднего сдвига x_{ave} этих флуктуаций относительно спокойного уровня (см., например, [Taylor, 1982]):

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

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

Для получения надежных статистических оценок были использованы данные ионосферных станций за 1958–1988 гг. для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов без разделения на сезоны для трех интервалов геомагнитной активности: низкая ($ap(\tau) < 9$), повышенная ($48 > ap(\tau) > 27$) и высокая ($ap(\tau) > 48$) активность.

Флуктуации Nm относительно спокойного уровня Nm_0 для низкой геомагнитной активности являются характеристиками точности модели Nm_0 и изменчивости ионосферы для этой активности. Для приведенных в таблице 1 станций для низкой геомагнитной активности выполнены условия: $x_{ave} < 0$, $x_{ave}^2 \ll \sigma^2$, для дневных часов $|x_{ave}| < 0.5\%$ и $\sigma = 17$ – 19% , для ночных часов $|x_{ave}| < 1.8\%$ и $\sigma = 21$ – 25% . Из этих данных следует, что для низкой геомагнитной активности мо-

дель (1) является достаточно точной, поскольку практически отсутствует систематический сдвиг относительно спокойного уровня: $x_{ave}^2 \ll \sigma^2$. В данном случае, дисперсия σ^2 относительных флуктуаций Nm отражает внутреннюю, т.е. не связанную с геомагнитной активностью, изменчивость ионосферы. Днем эта изменчивость меньше, чем ночью.

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

В таблице 1 приведены результаты вычисления среднего сдвига x_{ave} и стандартного отклонения σ концентрации максимума слоя $F2$ от спокойного уровня для анализируемых станций в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы для повышенной геомагнитной активности ($48 > ap(\tau) > 27$). Из этих результатов можно видеть, что стандартные отклонения σ лежат в диапазоне 27–32% и 25–33% в дневные и ночные часы. Следовательно, в среднем стандартное отклонение σ для повышенной геомагнитной активности больше, чем для спокойных условий, примерно на 10% и 5% в дневные и ночные часы, и эта разница максимальна для Американского континента. Тем не менее, в целом, отличия в значениях σ между анализируемыми станциями не очень большие: $\sigma = 29.5 \pm 2.5\%$ и $\sigma = 29 \pm 4\%$ в дневные и ночные часы.

Для всех приведенных в таблице 1 случаев сдвиг $x_{ave} < 0$, т.е. повышенной геомагнитной активности соответствует уменьшение Nm относительно спокойного уровня — отрицательная фаза ионосферного возмущения. Диапазон изменений $|x_{ave}|$ равен 8–23% и 14–34% для дневных и ночных часов. Следовательно, для всех анализируемых станций в дневные и ночные часы величина $|x_{ave}|$ в период повышенной геомагнитной активности на порядок больше, чем для спокойных условий.

Не менее важным является очень большой диапазон изменений x_{ave} между анализируемыми станциями: $|x_{ave}| = 15.5 \pm 7.5\%$ и $|x_{ave}| = 24 \pm 10\%$ для дневных и ночных часов. Анализируемые станции подбирались так, чтобы разница в СGM-широтах этих станций была минимальной. В данном случае их СGM-широты лежат в диапазоне $49 \pm 2^\circ \text{N}$. Эффекты ионосферных возмущений в периоды повышенной геомагнитной активности зависят от широты, поскольку источник этих возмущений расположен в высоких широтах. Возможно, что они значительны даже для такого небольшого диапазона СGM-широт. Возможно также, что ED или TD координаты являются более точными для

описания возмущений в ионосфере средних широт в периоды повышенной геомагнитной активности. Для проверки этих предположений по данным x_{ave} в таблице 1 были определены коэффициенты уравнений регрессии (a и b) и статистические свойства этих уравнений

$$x_{ave} = a + b \Phi, \quad (6)$$

где Φ – TD, ED или CGM-широты, которые для каждой из анализируемых станций (и каждого x_{ave} в дневные или ночные часы) приведены в таблице 1. Результат показан на рис. 1, где приведены исходные данные x_{ave} , уравнения регрессии (6), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений. Отметим, что R – коэффициент корреляции между вычисленными по уравнению (6) и исходными значениями x_{ave} . Из данных на рис. 1 следует, что зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты и, тем более, зависимости x_{ave} от CGM-широты как в дневные, так и в ночные часы. В данном случае для анализируемых станций интервал изменения CGM-широт меньше интервалов изменений TD или ED-широт. В этом одна из возможных причин относительно низких значений R^2 для зависимости x_{ave} от CGM-широты. Тем не менее, если бы CGM-широты обеспечивали минимальные значения σ для уравнения регрессии (6), они имели бы преимущество по

сравнению TD или ED-широтами. Из данных на рис. 1 следует, что картина противоположная: величина σ для зависимости x_{ave} от ED-широты примерно в два раза меньше, чем для зависимости x_{ave} от CGM-широты как в дневные, так и в ночные часы. Кроме того, величина σ для зависимости x_{ave} от ED-широты примерно в 1.4–1.5 раза меньше, чем для зависимости x_{ave} от TD-широты. Следовательно, если основываться на данных рис. 1, ED координаты являются оптимальными для описания среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя F2 при повышенной геомагнитной активности ($48 > ap(\tau) > 27$) в дневные и ночные часы на всех долготах.

4. ИЗМЕНЧИВОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА СЛОЯ F2 ПРИ ВЫСОКОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В табл. 1 приведены результаты вычисления среднего сдвига x_{ave} и стандартного отклонения σ концентрации максимума слоя F2 от спокойного уровня для анализируемых станций в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы для высокой геомагнитной активности ($ap(\tau) > 48$). Из таблицы можно видеть, что стандартные отклонения σ лежат в диапазоне 27–32% и 25–33% в дневные и ночные часы. Сравнивая с данными для низкой и умеренной геомагнитной активности, можно видеть, что стандартные отклонения σ для высокой геомагнитной активности слабо отличаются от σ для умеренной геомагнитной активности, т.е. в увеличении σ с ростом геомагнитной активности наступает насыщение для $ap(\tau) > 48$.

Для среднего сдвига x_{ave} такого насыщения не происходит: $|x_{ave}|$ для высокой геомагнитной активности примерно в 2–3 раза больше, чем для умеренной геомагнитной активности. Это соответствует увеличению амплитуды отрицательной фазы ионосферной бури для периодов высокой геомагнитной активности.

Уравнения регрессии (6) позволяют судить о зависимости сдвига x_{ave} от TD, ED и CGM-широт. На рис. 2 показаны параметры этого уравнения для высокой геомагнитной активности, полученные по данным x_{ave} из таблицы 1. Можно видеть, что в дневные часы значения σ для уравнений регрессии (6) почти не отличаются для этих широт: $\sigma = 3.9$ – 4.5% . Поэтому для дневных часов не выявлены преимущественные координаты для описания зависимости x_{ave} от широты. Для ночных часов зависимость x_{ave} от ED-координат точнее зависимости x_{ave} от TD и, тем более, CGM-координат: величина σ для ED-координат примерно в 1.5 и 5 раз меньше, чем для TD и CGM-координат соответственно.

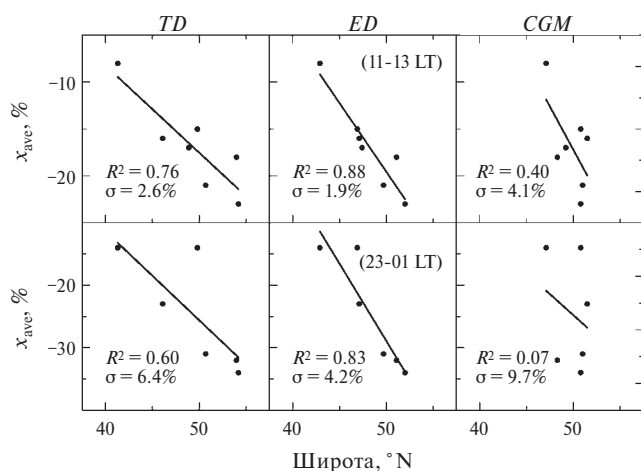


Рис. 1. Зависимости среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя F2 от широт наклонного (TD) или эксцентричного (ED) диполя или исправленных геомагнитных (CGM) широт для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов при повышенной геомагнитной активности по данным в таблице 1 (точки). Уравнения регрессии (6) по этим данным (сплошные линии), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений.

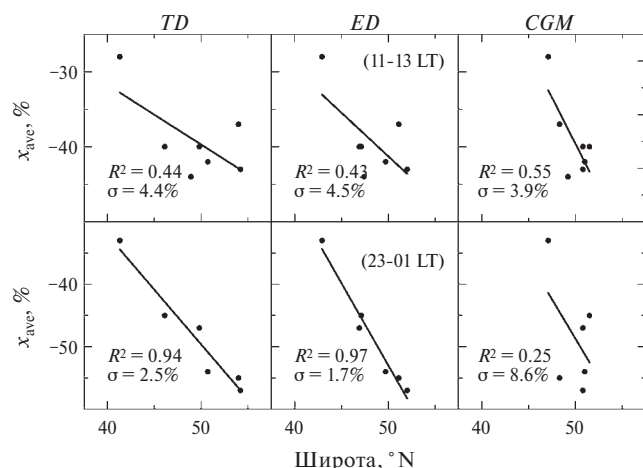


Рис. 2. Зависимости среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя $F2$ от TD, ED или CGM широт для дневных (11–13 LT) и ночных (23–01 LT) часов при высокой геомагнитной активности по данным в таблице 1 (точки). Уравнения регрессии (6) по этим данным (сплошные линии), коэффициенты определенности R^2 и стандартные отклонения σ для этих уравнений.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше отмечалось, что индекс F ранее использовался как достаточно адекватный индикатор солнечной активности для ежедневных значений солнечного ультрафиолетового излучения и концентрации максимума слоя $F2$. Тем не менее, поток солнечного радиоизлучения на длине волны 30 см (индекс $F30$) может быть более точным, чем $F10.7$, индикатором солнечной активности для медиан или ежегодных значений $foF2$ [Danilov and Berbeneva, 2023; Laštovička and Burešova, 2023]. Оценка эффективности использования индекса $F30$ для ежедневных значений $foF2$ или $NmF2$ требует специального рассмотрения. По предварительным оценкам, использование в данной работе индекса $F30$ вместо $F10.7$ не приведет к изменению основных выводов работы о вкладе геомагнитной активности в изменчивость $NmF2$. Это связано с высокой корреляцией между индексами $F30$ и $F10.7$ [Laštovička and Burešova, 2023].

Периоды высокой геомагнитной активности встречаются нечасто. Например, в интервале 1958–1988 гг. для дневных часов примерное число наблюдений $foF2$ на анализируемых станциях равно 12000, 2500 и 700 для низкой ($ap(\tau) < 9$), повышенной ($27 < ap(\tau) < 48$) и высокой ($ap(\tau) > 48$) геомагнитной активности. В этом одна из причин использования широкого интервала изменения $ap(\tau)$ для высокой геомагнитной активности.

Для анализа были использованы данные ионосферных станций на близких CGM-широтах. Мы предполагали, что эти широты являются достаточно точными для описания изменений Nm в периоды геомагнитных бурь на разных долготах средних широт. Тем более, что CGM-широты были использованы в модели STORM [Araujo-Pradere et al., 2002], которая дает поправку для $foF2$ на геомагнитную бурю и является частью международной модели ионосферы IRI [Bilitza, 2018]. Отрицательная фаза ионосферной бури на средних широтах в значительной степени обусловлена изменениями температуры и состава термосферы [Buonsanto, 1999]. В эмпирической модели термосферы Jacchia-77 [Jacchia, 1977] для учета эффектов высокой геомагнитной активности использованы инвариантные широты или, как упрощенный вариант, TD-широты. В моделях термосферы серии MSIS [Hedin, 1987; Picone et al., 2002] не использованы геомагнитные координаты. Тем не менее, модели серии MSIS часто используются для анализа эффектов бурь в ионосфере, включая полуэмпирическую модель отрицательной фазы ионосферной бури [Аннакулиев и др., 1997]. На основе анализа данных ионосферных станций Северного полушария с помощью этой полуэмпирической модели было получено, что на средних широтах в определенном долготном регионе ($300 \pm 65^\circ E$) модель MSIS занижает амплитуду отрицательной фазы ионосферной бури [Аннакулиев и др., 1997]. Возможная причина этого заключается в том, что в моделях серии MSIS недооценена зависимость бури в термосфере от геомагнитных широт. На основе этого мы предполагали, что изменчивость Nm будет почти одинакова на разных долготах для фиксированных CGM-широт, геомагнитной активности и местного времени. Выбор ионосферных станций в узком интервале CGM-широт ($49 \pm 2^\circ N$) был обусловлен этой причиной.

Анализ показал, что стандартные отклонения Nm от спокойного уровня (σ) при умеренной ($48 > ap(\tau) > 27$) и высокой ($ap(\tau) > 48$) геомагнитной активности почти не отличаются для каждой из этих станций, т.е. для высокой геомагнитной активности наблюдается насыщение в увеличении σ с ростом геомагнитной активности на всех долготах. Эта закономерность изменчивости Nm на средних широтах отмечалась раньше для конкретного долготного региона [Демин и др., 2023]. В целом, отличия в значениях σ между анализируемыми станциями для умеренной или высокой геомагнитной активности не очень большие. Это не позволило выбрать

оптимальные геомагнитные широты для учета зависимости σ от широты.

Отличия в значениях среднего сдвига x_{ave} концентрации максимума слоя $F2$ относительно спокойного уровня между анализируемыми станциями достаточно большие. Сильная зависимость x_{ave} от геомагнитных широт может быть одной из основных причин такого отличия. В качестве таких геомагнитных широт были выбраны TD, ED и CGM-широты. Было получено, что зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты и, тем более, зависимости x_{ave} от CGM-широты в дневные и ночные часы при повышенной геомагнитной активности и в ночные часы при высокой геомагнитной активности. Сильный разброс данных x_{ave} для анализируемых станций в дневные часы при высокой геомагнитной активности не позволил определить преимущество одной из широт для этих условий. Следовательно, в целом, ED-широты, а не CGM-широты, являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя $F2$ на средних широтах. Этот вывод получен, по-видимому, впервые. В CGM координатах учтены региональные особенности магнитного поля Земли в отличие от ED координат. Для бури в термосфере и, следовательно, для отрицательной фазы ионосферной бури на средних широтах, по-видимому, важен нагрев всей высокоширотной термосферы авроральными электроструями, когда региональные особенности магнитного поля Земли перестают быть важными. В этом может быть причина преимущества ED-широт для бури в ионосфере средних широт.

Приведенные оценки являются предварительными, поскольку рассмотрены данные небольшого числа ионосферных станций и для этих станций не учтена зависимость изменчивости ионосферы от сезона. Последнее было связано со стремлением получить по возможности достаточно большой массив данных ионосферных станций.

6. ВЫВОДЫ

На основе данных среднеширотных ионосферных станций за 1958–1988 гг. на близких исправленных геомагнитных широтах $49 \pm 2^\circ \text{N}$ проведен анализ свойств изменчивости концентрации максимума слоя $F2$ $NmF2$ на разных долготах при повышенной ($48 > ap(\tau) > 27$) и высокой ($ap(\tau) > 48$) геомагнитной активности, где $ap(\tau)$ — средневзвешенный ap -индекс этой активности. В качестве характеристик этой изменчивости использованы стандартное отклонение σ флуктуаций Nm относительно спокойного уровня

и средний сдвиг этих флуктуаций x_{ave} в дневные (11–13 LT) и ночные (23–01 LT) часы. Получены следующие выводы.

1. На всех анализируемых станциях дисперсия σ^2 для повышенной геомагнитной активности больше, чем для спокойных условий, но почти не отличается от σ^2 для высокой геомагнитной активности, т.е. наблюдается насыщение в увеличении σ^2 с ростом геомагнитной активности. Отличия в значениях σ между станциями не очень большие: они меньше среднего для станций значения σ в 6–8 раз.

2. Для всех анализируемых случаев средний сдвиг $x_{ave} < 0$, и для высокой геомагнитной активности модуль x_{ave} больше, чем для повышенной геомагнитной активности. Разница в значениях x_{ave} между анализируемыми станциями достаточно большая: она сопоставима со средним для станций значением x_{ave} .

3. Одна из причин этой разницы связана с зависимостью x_{ave} от широты наклонного (TD) или эксцентричного (ED) диполя или исправленной геомагнитной (CGM) широты как аппроксимаций магнитного поля Земли. Получено, что зависимость x_{ave} от ED-широты точнее зависимости x_{ave} от TD-широты и, тем более, зависимости x_{ave} от CGM-широты в дневные и ночные часы при повышенной геомагнитной активности и в ночные часы при высокой геомагнитной активности. Сильный разброс данных x_{ave} для анализируемых станций в дневные часы при высокой геомагнитной активности не позволил определить преимущество одной из широт для этих условий. Следовательно, в целом, ED-широты, а не CGM-широты, являются оптимальными для учета эффектов бурь в концентрации максимума слоя $F2$ на средних широтах. Этот вывод получен, по-видимому, впервые.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Данные критических частот слоя $F2$ анализируемых ионосферных станций, индексы солнечной и геомагнитной активности были взяты с сайтов Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR, <http://spidr.ngdc.noaa.gov/>, до 2015 года), WDC for Solar-Terrestrial Physics, Chilton (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1/>), WDC for Geomagnetism, Kyoto (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аннакулиев С.К., Деминов М.Г., Фельдштейн А.Я., Шубин В.Н. О долготном эффекте в отрицательной фазе ионосферной бури на средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 1. С. 75–83. 1997.
- Деминов М.Г., Фищук Я.А. Об использовании аппроксимации геомагнитного поля эксцентричным

- диполем в задачах моделирования ионосферы и плазмосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 40. № 3. С. 119–123. 2000.
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А., Полех Н.М. Свойства изменчивости концентрации максимума F_2 -слоя над Иркутском при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 1. С. 56–62. 2015. <https://doi.org/10.12737/6558>
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Депуев В.Х., Депуева А.Х. Свойства изменчивости концентрации максимума F_2 -слоя над Алма-Атой при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 5. С. 630–637. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600308>
- Черниговская М.А., Шпынев Б.Г., Хабитуев Д.С., Ратовский К.Г., Белинская А.Ю., Степанов А.Е., Бычков В.В., Григорьева С.А., Панченко В.А., Мелич Й. Исследование отклика среднеширотной ионосферы Северного полушария на магнитные бури в марте 2012 г. // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 4. С. 46–56. 2022. <https://doi.org/10.12737/szf-84202204>
- Alken P., Thebault E., Beggan C.D. et al. International geomagnetic reference field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. № 1. ID 49. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Altadill D. Time/altitude electron density variability above Ebro, Spain // Adv. Space Res. V. 39. № 5. P. 962–969. 2007. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.031>
- Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V. STORM: An empirical storm-time ionospheric correction model: 1. Model description // Radio Sci. V. 37. № 5. ID 1070. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001RS002467>
- Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V., Bilitza D. Characteristics of the ionospheric variability as a function of season, latitude, local time, and geomagnetic activity // Radio Sci. V. 40. № 5. ID RS5009. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004RS003179>
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018. <https://doi.org/10.5194/ars-16-1-2018>
- Buonsanto M.J. Ionospheric storms: a review // Space Sci. Rev. V. 88. № 3–4. 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. V. 67. № 2. P. 762–776. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.028>
- Danilov A.D., Berbeneva N.A. Statistical analysis of the critical frequency foF_2 dependence on various solar activity indices // Adv. Space Res. V. 72. № 6. P. 2351–2361. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.05.012>
- Deminov M.G., Deminova G.F., Zhrebtsov G.A., Polekh N.M. Statistical properties of variability of the quiet ionosphere F_2 -layer maximum parameters over Irkutsk under low solar activity // Adv. Space Res. V. 51. № 5. P. 702–711. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.09.037>
- Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X. Variability of the ionosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 62. № 8. P. 685–693. 2000. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00029-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00029-8)
- Fotiadis D.N., Kouris S.S. A functional dependence of foF_2 variability on latitude // Adv. Space Res. V. 37. № 5. P. 1023–1028. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.02.054>
- Fraser-Smith A.C. Centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles, 1600–1985 // Rev. Geophys. V. 25. № 1. P. 1–16. 1987. <https://doi.org/10.1029/RG025i001p00001>
- Gustafsson G., Papitashvili N.E., Papitashvili V.O. A revised corrected geomagnetic coordinate system for epochs 1985 and 1990 // J. Atmos. Terr. Phys. V. 54. № 11–12. P. 1609–1631. 1992. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(92\)90167-J](https://doi.org/10.1016/0021-9169(92)90167-J)
- Hedin A.E. MSIS-86 thermospheric model // J. Geophys. Res. – Space. V. 92. № 5. P. 4649–4662. 1987. <https://doi.org/10.1029/JA092iA05p04649>
- Jacchia L.G. Thermospheric temperature, density and composition: New models // SAO Special Report. № 375. 1977.
- Kilifarska N.A. Longitudinal effects in the ionosphere during geomagnetic storms // Adv. Space Res. V. 8. № 4. P. 23–26. 1988. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(88\)90200-1](https://doi.org/10.1016/0273-1177(88)90200-1)
- Koochak Z., Fraser-Smith A. C. An update on the centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles for the years 1980–2015 // Earth and Space Science. V. 4. P. 626–636. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017EA000280>
- Laštovička J., Burešova D. Relationships between foF_2 and various solar activity proxies // Space Weather. V. 21. № 4. ID e2022SW003359. 2023. <https://doi.org/10.1029/2022SW003359>
- Lei J., Liu L., Wan W., Zhang S.-R. Variations of electron density based on long-term incoherent scatter radar and ionosonde measurements over Millstone Hill // Radio Sci. V. 40. № 2. ID RS2008. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004RS003106>
- Liu L., Wan W., Ning B., Pirog O.M., Kurkin V.I. Solar activity variations of the ionospheric peak electron density // J. Geophys. Res. – Space. V. 111. № 8. ID A08304. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006JA011598>
- Ma R., Xu J., Wang W., Yuan W. Seasonal and latitudinal differences of the saturation effect between ionospheric NmF_2 and solar activity indices // J. Geophys. Res. – Space. V. 114. № 10. ID A10303. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009JA014353>
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. – Space. V. 107. № 12. ID 1468. 2002. <https://doi.org/10.1029/2002JA009430>

- Pirog O., Deminov M., Deminova G., Zherebtsov G., Polekh N. Peculiarities of the nighttime winter $foF2$ increase over Irkutsk // *Adv. Space Res.* V. 47. № 6. P. 921–929. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.015>
- Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V. Diurnal, seasonal and solar activity pattern of ionospheric variability from Irkutsk Digisonde data // *Adv. Space Res.* V. 55. № 8. P. 2041–2047. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.08.001>
- Ratovsky K.G., Medvedeva I.V. Local empirical model of ionospheric variability // *Adv. Space Res.* V. 71. № 5. P. 2299–2306. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.10.065>
- Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G. EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // *J. Geophys. Res.* – Space. V. 99. № 5. P. 8981–8992. 1994. <https://doi.org/10.1029/94JA00518>
- Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K. HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // *Adv. Space Res.* V. 37. № 2. P. 315–322. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.06.031>
- Rishbeth H., Mendillo M. Patterns of $F2$ -layer variability // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 63. № 15. P. 1661–1680. 2001. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00036-0](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00036-0)
- Shpynev B.G., Zolotukhina N.A., Polekh N.M. et al. The ionosphere response to severe geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 180. P. 93–105. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.014>
- Taylor J.R. An introduction to error analysis. Mill Valley, CA: Univer. Sci. Books, 270 p. 1982.
- Wrenn G.L. Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // *J. Geophys. Res.* – Space. V. 92. № 9. P. 10125–10129. 1987. <https://doi.org/10.1029/JA092iA09p10125>
- Wrenn G.L., Rodger A.S. Geomagnetic modification of the mid-latitude ionosphere - Toward a strategy for the improved forecasting of $foF2$ // *Radio Sci.* V. 24. № 1. P. 99–111. 1989. <https://doi.org/10.1029/RS024i001p00099>
- Zhang S.-R., Holt J.M. Ionospheric climatology and variability from long-term and multiple incoherent scatter radar observations: variability // *Ann. Geophys.* V. 26. № 6. P. 1525–1537. 2008. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-1525-2008>

$NmF2$ Variability at Different Longitudes in Mid-Latitudes: The Role of Geomagnetic Activity

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

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

*e-mail: depuev@izmiran.ru

Based on data from mid-latitude ionospheric stations at close corrected geomagnetic latitudes, the properties of the variability in the $F2$ layer peak density ($NmF2$) at different longitudes were analyzed during increased ($48 > ap(\tau) > 27$) and high ($ap(\tau) > 48$) geomagnetic activity, where $ap(\tau)$ is the weighted average ap -index of this activity. The standard deviation σ of Nm fluctuations with respect to the quiet level and the average shift of these fluctuations x_{ave} were used as characteristics of this variability. It was found that at all analyzed stations, the variance σ^2 for increased geomagnetic activity is greater than for quiet conditions but hardly differs from σ^2 for high geomagnetic activity. For all analyzed cases, the average shift $x_{ave} < 0$, and for high geomagnetic activity, the absolute value of x_{ave} is greater than for increased geomagnetic activity. The difference in x_{ave} values between the analyzed stations is quite large. One reason for this difference may be related to the dependence of x_{ave} on geomagnetic latitudes. Approximations of the geomagnetic field by the tilted dipole (TD), eccentric dipole (ED), or using corrected geomagnetic (CGM) coordinates were used to select these latitudes. It was found that the dependence of x_{ave} on ED latitude is more accurate than the dependence of x_{ave} on TD latitude and, moreover, the dependence of x_{ave} on CGM latitude. Therefore, ED latitudes, and not CGM latitudes, are optimal for accounting for storm effects on the $F2$ layer peak density at mid-latitudes. This conclusion has apparently been obtained for the first time.

УДК 550.388.2

ВЕРИФИКАЦИЯ ЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИОНИЗАЦИИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК РАЗЛИЧНОГО КЛАССА

© 2024 г. И. А. Ряховский^{1, *}, Ю. В. Поклад^{1, **}, Б. Г. Гаврилов^{1, ***}

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

*e-mail: ryakhovskiy88@yandex.ru

**e-mail: poklad@mail.ru

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

Поступила в редакцию 23.01.2024 г.

После доработки 18.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Использование результатов измерений параметров ОНЧ-сигналов, распространяющихся в волноводе Земля – D-область ионосферы, для оценки изменений состояния нижней ионосферы в результате воздействия рентгеновского излучения солнечных вспышек позволяет получить качественные данные о характере и величине воздействия. Получение точных данных о связи изменений электронной концентрации с параметрами вспышки и надежное прогнозирование условий распространения НЧ-радиоизлучения в условиях сильных геофизических возмущений затрудняется отсутствием полной информации о частотном спектре рентгеновского излучения при конкретной вспышке и данных о скорости ионизации ионосферы при вспышках различных классов. Предложенная авторами ранее методика определения рентгеновского спектра в широком диапазоне длин волн и расчета коэффициентов ионизации нижней ионосферы в зависимости от параметров ионизирующего излучения вспышек позволяет повысить точность оценок вариаций параметров нижней ионосферы. Настоящая статья посвящена проверке работоспособности разработанной эмпирической модели ионизации нижней ионосферы на фронте солнечных вспышек и сравнению полученных результатов с экспериментальными данными по изменению параметров ОНЧ-радиосигналов.

Ключевые слова: нижняя ионосфера, ОНЧ-излучение, солнечные вспышки, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S0016794024040069, EDN: RTQNHJH

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты многочисленных исследований [Cummer et al., 1998; Thomson, 2010; Thomson et al., 2011; Singh et al., 2013; Hayes et al., 2021; Palit et al., 2013; Гаврилов и др., 2023] показали, что различные гелиогеофизические возмущения приводят к изменению концентрации электронов в нижней ионосфере и как следствие к изменению параметров электромагнитных сигналов очень низкой частоты (ОНЧ 3–30 кГц), распространяющихся в волноводе Земля–ионосфера. Этот факт позволяет использовать ОНЧ-сигналы как эффективный инструмент для оценки состояния и динамики нижней ионосферы в спокойных и возмущенных условиях [Gavrilov et al., 2019; Thomson, 2010; Thomson et al., 2011], а также для разработки новых

и верификации существующих моделей нижней ионосферы [Xu et al., 2021; Bekker et al., 2021, 2022; Bekker and Korsunskaya, 2023]. На основе экспериментальных данных ОНЧ-наблюдений в работе [Ряховский и др., 2023] было показано, что если длительность переднего фронта вспышки существенно меньше характерного времени рекомбинации, динамика профиля электронной концентрации в нижней ионосфере на фронте вспышки линейно зависит от энергии потока рентгеновского излучения. Это позволило определить скорости ионизации и спектральные диапазоны излучения, оказывающие наибольшее влияние на динамику электронной концентрации (N_e) во время солнечных вспышек различного класса.

Целью данной работы является верификация эмпирической модели ионизации нижней ионосферы [Ряховский и др., 2023] во время солнечных вспышек различного класса по радиофизическим данным.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для верификации эмпирической модели ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек были проанализированы вспышки различного класса, произошедшие 10–11 июня 2014 г. и 6 сентября 2017 г. Список рассмотренных вспышек представлен в табл. 1.

В работе [Ряховский и др., 2023] показано, что для типичных вспышек с короткими фронтами, когда характерные времена рекомбинационных процессов существенно больше времени нарастания фронта, для оценки изменения концентрации электронов на переднем фронте вспышки может быть использовано уравнение

$$Ne(h, t) = K_i(h, \lambda) E(\lambda, t), \quad (1)$$

где K_i – коэффициент скорости ионизации для заданной высоты, а E – энергия излучения в спектральных диапазонах, оказывающих наибольшее влияние на динамику электронной концентрации на заданных высотах. В работе были определены спектральные диапазоны излучения, оказывающие наибольшее влияние на динамику электронной концентрации (Ne) и рассчитаны соответствующие коэффициенты ионизации (табл. 2).

Для расчета потока ионизирующего излучения в спектральных диапазонах, указанных в табл. 2, использовались данные измерений спутником GOES в каналах 0.05–0.4 и 0.1–0.8 нм в предположении, что источник излучения при рентгеновской вспышке является черным телом [Levine et al., 2019; Gavrilov et al., 2022] и его спектральная плотность подчиняется закону Планка

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

где \hbar – постоянная Планка; c – скорость света; k – постоянная Больцмана; λ – длина волны; T – температура черного тела. Результаты расчета потоков рентгеновского излучения в диапазонах, указанных в табл. 2 для шести солнечных вспышек (табл. 1), показаны на рис. 1.

Таблица 1. Список солнечных вспышек C-, M-, X-класса

Дата	Класс вспышки	Время начала	Время максимума	Время окончания
10.06.2014	C3.9	8:17	8:25	8:32
10.06.2014	C5.1	9:17	9:31	9:40
10.06.2014	C5.0	10:04	10:17	10:25
11.06.2014	M3.0	8:00	8:09	8:15
06.09.2017	X2.2	8:57	9:10	9:17
06.09.2017	X9.3	11:53	12:02	12:10

Таблица 2. Значения коэффициентов ионизации нижней ионосферы для различных диапазонов рентгеновского излучения [Ряховский и др., 2023]

h , км	Диапазон излучения, нм	$K_i(h, \lambda)$
52	0.01–0.20	$7.9 \cdot 10^4$
56	0.01–0.22	$2.7 \cdot 10^5$
60	0.01–0.24	$1.3 \cdot 10^6$
64	0.01–0.26	$4.1 \cdot 10^6$

Как было показано в работе [Корсунская, 2019], для оценки энергии потоков рентгеновского излучения в определенных нами спектральных диапазонах можно использовать температурный спектр для модели абсолютно черного тела как первое приближение. Для ее применения достаточно данных спутников GOES, которые непрерывны и имеют хорошее временное разрешение. Более сложные модели требуют дополнительных данных с других спутников, например RHESSI. Эти данные, как правило, являются фрагментарными и имеют низкое временное разрешение.

Коэффициенты ионизации K_i (табл. 2) и энергии потоков излучения (рис. 1), нормированные на солнечно-зенитный угол, позволили оценить временную динамику высотного профиля Ne в нижней среднеширотной ионосфере для всех вспышек. Пример расчета высотных профилей Ne для среднеширотной ионосферы в спокойных (предвспышечных) условиях и во время максимума потока рентгеновского излучения для

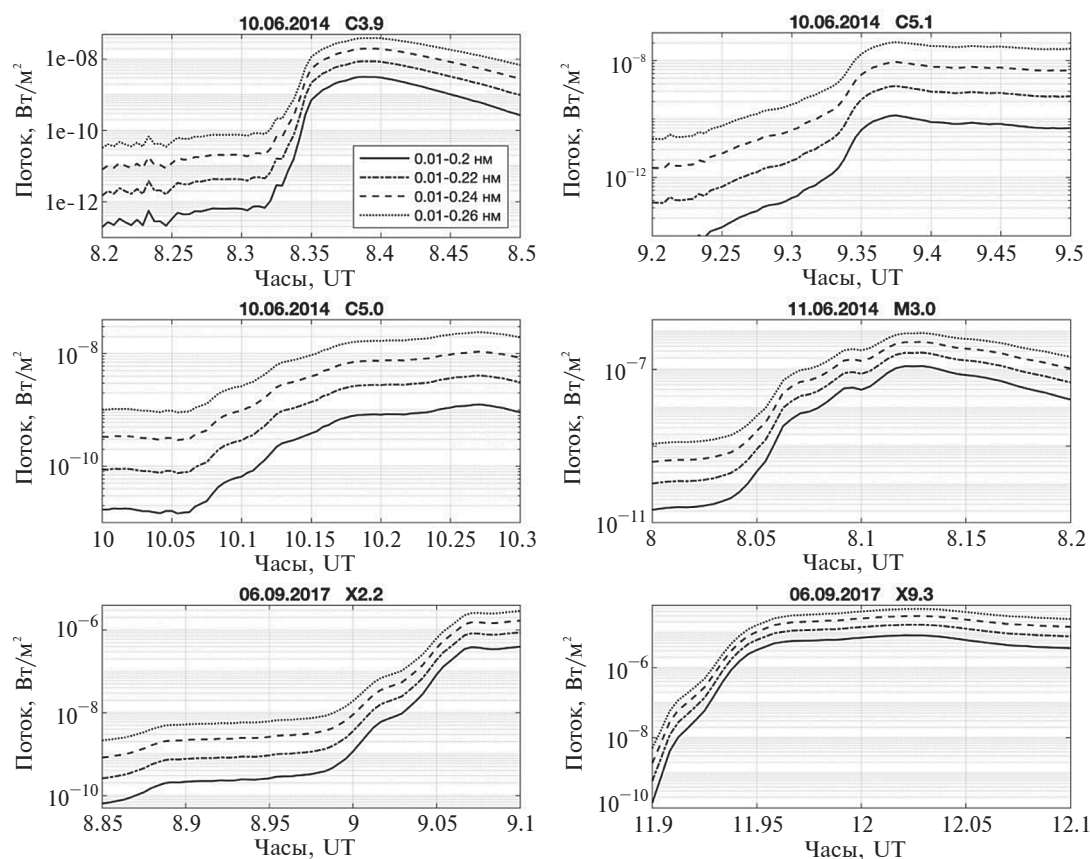


Рис. 1. Потоки рентгеновского излучения в различных спектральных диапазонах во время вспышек из табл. 1.

всех рассмотренных вспышек показан на рис. 2. Отличие в характере и величине влияния различных вспышек объясняется отличием энергии, спектра излучения и предвспышечным состоянием ионосферы.

Из рис. 2 явно видно, что во время солнечных вспышек концентрация N_e в нижней ионосфере может увеличиваться на несколько порядков, что в свою очередь может существенно влиять на условия распространения сигналов ОНЧ-диапазона. Таким образом, использование полученных согласно уравнению (1) высотных профилей N_e (рис. 2) может позволить оценить вариации амплитуды и фазы сигналов во время солнечных вспышек различного класса.

3. ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ N_e

В отсутствии возможности проведения непрерывных непосредственных измерений в нижней ионосфере радиофизические данные являются одним из наиболее эффективных ин-

струментов для оценки высотных профилей N_e . Для верификации эмпирической модели ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек, описанной в работе [Ряховский и др., 2023], использовались данные измерений амплитудно-фазовых характеристик сигналов от станций GQD (19.6 кГц), зарегистрированных в обсерватории ИДГ РАН “Михнево”. Схема расположения трассы распространения сигнала от передатчика GQD до приемника ГФО “Михнево” представлена на рис. 3.

Высотные профили N_e , рассчитанные для трассы GQD – “Михнево” в соответствии с методикой, описанной в главе 2, использовались в программном комплексе LWPC [Ferguson, 1995] для расчета вариаций амплитуды и фазы сигналов на этой трассе.

Сравнение экспериментальных значений амплитуды и фазы сигналов с результатами расчета для 6 вспышек представлено на рис. 4 и рис. 5. Экспериментальные данные вариации амплитуды и фазы сигналов от станции GQD представле-

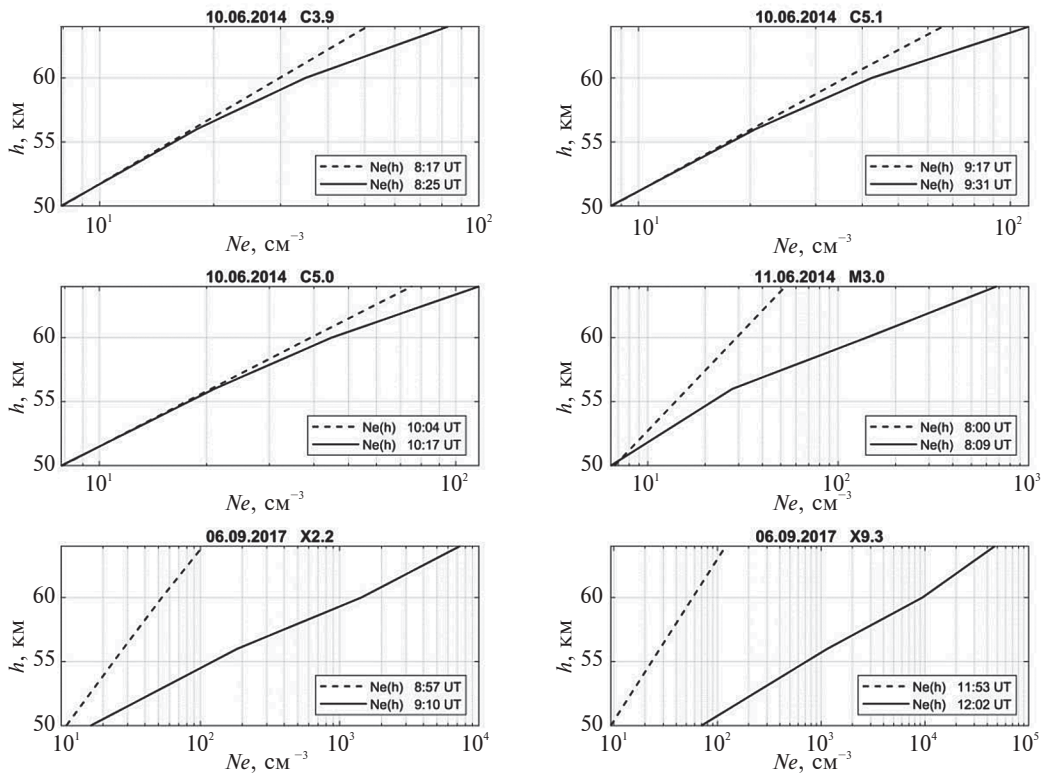


Рис. 2. Изменение высотного профиля Ne во время 6 вспышек (табл. 1). Штриховыми линиями показаны профили Ne до вспышки, сплошными линиями – во время максимума потока рентгеновского излучения.

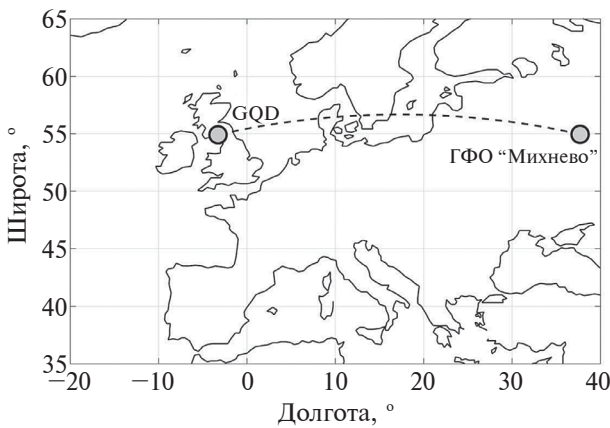


Рис. 3. Схема трассы распространения сигнала от передатчика GQD до приемника ГФО “Михнево”.

ны штриховыми линиями, а результаты расчета амплитуды показаны кружками.

Можно видеть, что ход экспериментальных и расчетных кривых изменения амплитуды и фазы сигналов для первых пяти вспышек (табл. 1) практически совпадает (коэффициенты корреляции между расчетными и экспериментальными значе-

ниями превышают значение 0.9). Различия в экспериментальных и расчетных значениях амплитуд сигналов для вспышек X2.2 (коэффициент корреляции 0.82) и X9.3 (коэффициент корреляции 0.58) обусловлены близостью интерференционного минимума к пункту измерения [Bekker et al., 2022]. Таким образом, полученные результаты верификации высотных профилей Ne свидетельствуют о справедливости оценок коэффициентов ионизации и спектральных диапазонов, оказывающих наибольшее влияние на динамику Ne , представленных в работе [Ряховский и др., 2023].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы [Ряховский и др., 2023] позволили оценить диапазоны длин волн рентгеновского излучения, оказывающие наибольшее влияние на параметры нижней ионосферы, и оценить коэффициенты, характеризующие скорость ионизации на фронте вспышек. Логическим продолжением этой работы является исследование возможности прогнозирования изменений условий распространения радиосигналов ОНЧ-диапазона в нижней ионосфере при известных параметрах воздействия.

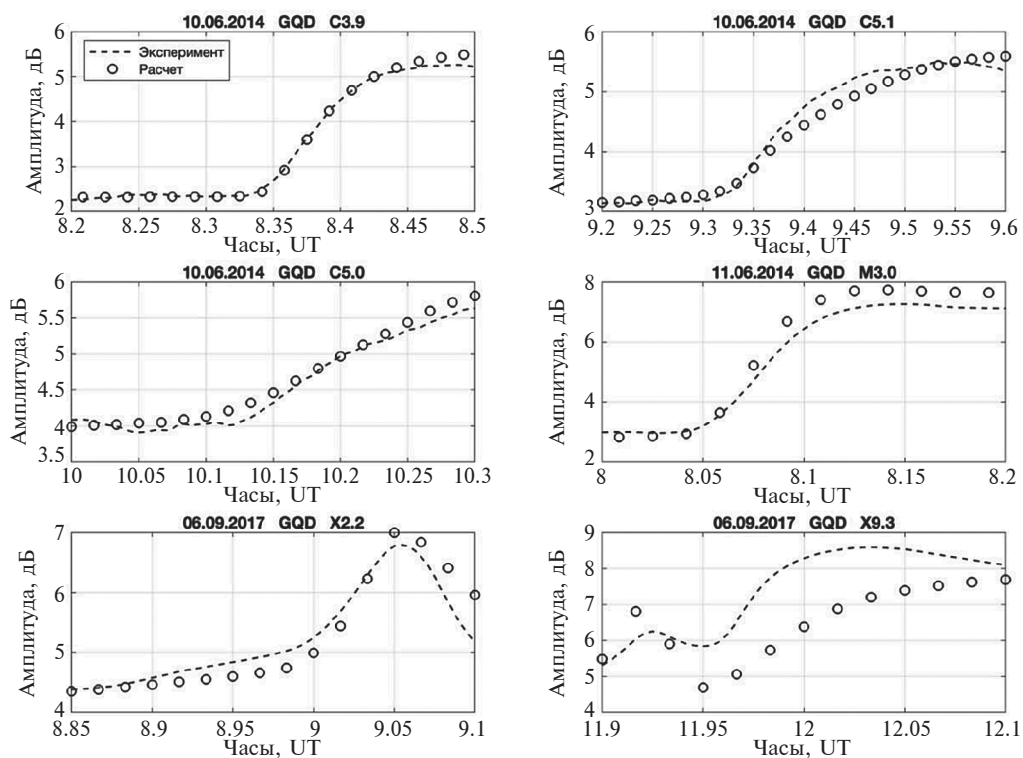


Рис. 4. Сравнение экспериментальных (штриховые линии) и расчетных (кружки) изменений амплитуды сигнала от передатчиков GQD для 6 вспышек различного класса.

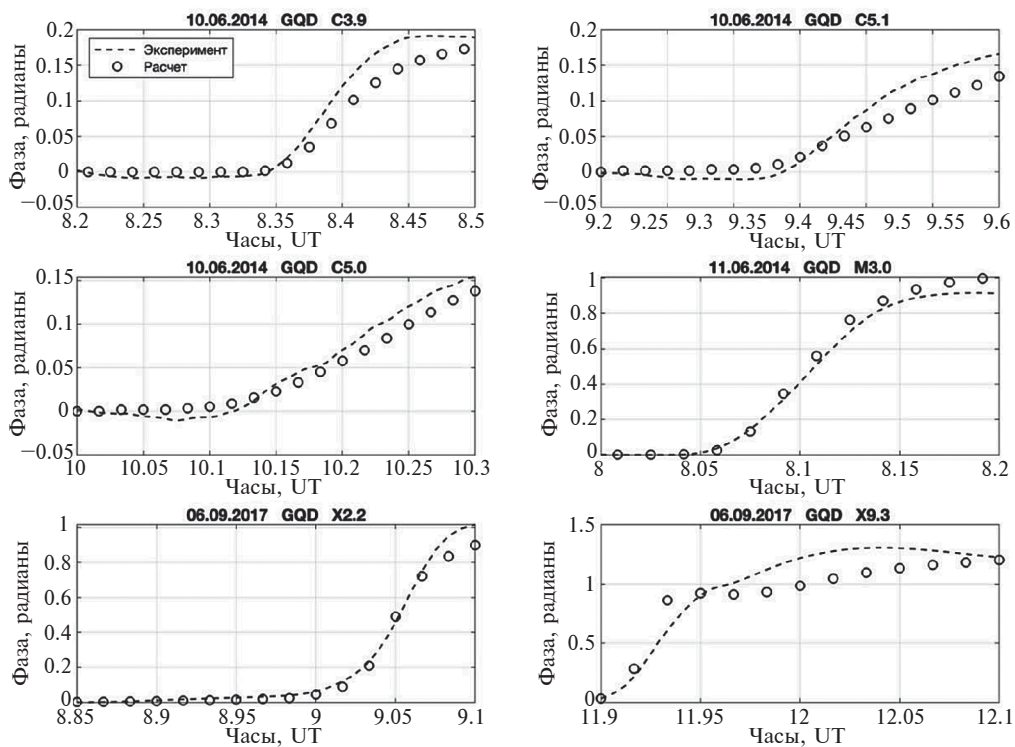


Рис. 5. Сравнение экспериментальных (штриховые линии) и расчетных (кружки) изменений фазы сигнала от передатчиков GQD для 6 вспышек различного класса.

Полученные в настоящей работе результаты сравнения экспериментальных результатов и расчетных оценок для шести независимых солнечных рентгеновских вспышек C-, M- и X- классов подтвердили эту возможность. Высокие значения коэффициентов корреляции экспериментальных и теоретических кривых вариаций амплитуды и фазы радиосигнала свидетельствуют о работоспособности представленной Ряховским и др. [2023] методики.

Результаты верификации подтверждают, что модель может быть использована для оценки высотных профилей N_e и прогнозирования условий распространения ОНЧ-радиосигналов при солнечных вспышках разных энергетических классов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 22-77-00051). Экспериментальные данные получены в рамках госзадания № 122032900175-6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гаврилов Б.Г., Ряховский И.А., Поклад Ю.В. Воздействие солнечного рентгеновского излучения и протонных высыпаний на амплитуду ОНЧ сигналов // Динамические процессы в геосферах. Т. 15. № 2. С. 81–88. 2023. https://doi.org/10.26006/29490995_2023_15_2_81
- Корсунская Ю.А. Эвристическая модель для восстановления рентгеновской части солнечного спектра по спутниковым данным в интересах геофизических приложений // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 3. С. 89–101. 2019. <https://doi.org/10.12737/szf-53201909>
- Ряховский И.А., Поклад Ю.В., Гаврилов Б.Г. Оценка ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек X-класса по данным ОНЧ-наблюдений // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 63. № 4. С. 422–428. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600648>
- Bekker S.Z., Ryakhovskiy I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes // J. Geophys. Res. – Space. V.126. e2020JA028767. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020JA028767>
- Bekker S.Z., Korsunskaya J.A. Influence of the neutral atmosphere model on the correctness of simulation the electron and ion concentrations in the lower ionosphere // J. Geophys. Res. – Space. 128 (12). e2023JA032007. 2023. <https://doi.org/10.1029/2020JA028767>
- Bekker S.Z., Kozlov S.I., Kudryavcev V.P. Comparison and verification of the different schemes for the ionization-recombination cycle of the ionospheric D-region. // J. Geophys. Res. – Space. 27 (10). e2022JA030579. 2022. <https://doi.org/10.1029/2022JA030579>
- Cummer S.A., Inan U.S., Bell T.F. Ionospheric D region remote sensing using VLF radio atmospherics // Radio Sci. V. 33. № 6. P. 1781–1792. 1998. <https://doi.org/10.1029/98RS02381>
- Ferguson J. A. Ionospheric model validation at VLF and LF // Radio Sci. V. 30. № 3. 775–782. 1995. <https://doi.org/10.1029/94RS03190>
- Gavrilov B.G., Ermak V.M., Poklad Y.V., Ryakhovskii I.A. Estimate of variations in the parameters of the midlatitude lower ionosphere caused by the solar flare of September 10. 2017 // Geomagn. Aeronomy. V. 59. № 5. P. 587–592. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016793219050049>
- Gavrilov B.G., Poklad Y.V., Ryakhovskiy I.A., Ermak V.M. Dependence of D-region perturbations of the midlatitude ionosphere on the spectral composition of the X-ray radiation of solar flares according to experimental data // Geomagn. Aeronomy. V. 62. № 1. P. 98–103. 2022. <https://doi.org/10.1134/S0016793222020086>
- Hayes L.A., O’Hara O.S.D., Murray S.A., Gallagher P.T. Solar flare effects on the earth’s lower ionosphere // Solar Phys. V. 296. № 11. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01898-y>
- Levine E.V., Sultan P.J., Teig L.J. A parameterized model of X-ray solar flare effects on the lower ionosphere and HF propagation // Radio Sci. V. 54. № 2. P. 168–180. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018RS006666>
- Palit S., Basak T., Mondal S. K., Pal S., Chakrabarti S.K. Modeling of very low frequency (VLF) radio wave signal profile due to solar flares using the GEANT4 Monte Carlo simulation coupled with ionospheric chemistry // Atmos. Chem. Phys. V. 13. № 18. P. 9159–9168. 2013. <https://doi.org/10.5194/acp-13-9159-2013>
- Singh A.K., Singh A.K., Singh R., Singh R.P. Solar flare induced region ionospheric perturbations evaluated from VLF measurements // Astrophys. Space Sci. V. 350. № 1. P. 1–9. 2013. <https://doi.org/10.1007/s10509-013-1699-4>
- Thomson N.R. Daytime tropical D region parameters from short path VLF phase and amplitude // J. Geophys. Res.– Space. 115. № A9. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015355>
- Thomson N.R., Rodger C.J., Clilverd M.A. Daytime D region parameters from long-path VLF phase and amplitude // J. Geophys. Res.–Space. V.116. № A11. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016910>
- Xu W., Marshall R.A., Bortnik J., Bonnell J.W. An electron density model of the D- and E-region ionosphere for transionospheric VLF propagation. // J. Geophys. Res. – Space. V. 126. № 7. e2021JA029288. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029288>

Verification of the Empirical Model of Ionization of the Lower Ionosphere During Solar Flares of Different Classes

I. A. Ryakhovsky^{1, *}, Y. V. Poklad^{1, **}, B. G. Gavrilov^{1, ***}

¹*Sadovsky Institute of Geospheres Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**e-mail: ryakhovskiy88@yandex.ru*

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

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

Using the results of measurements of VLF signal parameters propagating in the Earth-D-region of the ionosphere waveguide to assess changes in the state of the lower ionosphere as a result of the impact of X-ray radiation of solar flares, allows us to obtain qualitative data on the nature and magnitude of the impact. Obtaining accurate data on the relationship between changes in electron concentration and flare parameters and reliable prediction of the conditions of propagation of LF radio signals in conditions of strong geophysical disturbances is complicated by the lack of complete information on the frequency spectrum of X-ray radiation at a particular flare and data on the ionization rate of the ionosphere at flares of different classes. The technique of determining the X-ray spectrum in a wide range of wavelengths and calculating the ionization coefficients of the lower ionosphere as a function of the ionizing radiation parameters of flares, presented in [Ryakhovsky et al., 2023], makes it possible to improve the accuracy of estimates of variations in the parameters of the lower ionosphere. The present paper is devoted to verifying the performance of the developed empirical model of the lower ionization of the lower ionosphere at the solar flare front and comparing the results obtained with experimental data on the variation of VLF radio parameters.

Keywords: lower ionosphere, VLF radiation, solar flares, X-ray radiation

УДК 551.51, 551.55

ВОЛНОВАЯ АКТИВНОСТЬ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В МЕЗОСФЕРЕ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ В ПЕРИОД МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО ШТОРМА

© 2024 г. О. П. Борчевкина¹, *, Ф. С. Бессараб¹, А. В. Тимченко¹, И. В. Карпов¹

¹Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (Кф ИЗМИРАН), Калининград, Россия

*e-mail: olga.borchevkina@mail.ru

Поступила в редакцию 06.02.2024 г.

После доработки 13.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Исследуется влияние метеорологического шторма в октябре 2018 г. в Балтийском море на состояние мезосферы и нижней термосферы. Проведен анализ волновой активности внутренних гравитационных волн по данным спутника TIMED/SABER и определены эффекты метеорологического шторма на высотах 80–100 км. Для расчета плотности потенциальной энергии внутренних гравитационных волн и выделения возмущений температуры, обусловленных их распространением на высотах нижней термосферы, был адаптирован метод на основе модовой декомпозиции из данных SABER. Проведенный вейвлет-анализ возмущений температуры выявил два диапазона вертикальных длин волн 5–8 км и 14–18 км. В области метеорологического шторма амплитуда внутренних гравитационных волн с вертикальными длинами волн 5–8 км возрастает, а область их максимума расширяется и смещается вверх на высоты ~90 км, в то время как в метеорологически спокойные дни данные волны наблюдаются на высотах 65–70 км и с меньшими амплитудами. Над областью метеорологического шторма на высотах 90–100 км значительно увеличиваются значения плотности потенциальной энергии внутренних гравитационных волн по сравнению со спокойными днями до и после шторма, а также увеличиваются пространственные размеры области возмущения.

DOI: 10.31857/S0016794024040072, EDN: RSVTYW

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамические процессы в нижней атмосфере, такие как метеорологические штормы, ураганы, извержения вулканов, землетрясения являются источником широкого спектра внутренних гравитационных волн (ВГВ), которые способны распространяться вверх до высот термосферы и ионосферы и оказывать существенное влияние на параметры и динамику верхней атмосферы [Григорьев, 1999; Medvedev and Yiğit, 2019; Fritts and Alexander, 2003; Plougonven and Zhang, 2014; Borchevkina et al., 2021; Mosna et al., 2020]. Влияние ВГВ, распространяющихся из области метеорологических штормов в тропосфере, отмечается в существенных возмущениях как в *F*-области ионосферы [Карпов и др., 2016; Федоренко и др., 2017; Koucká Knížová et al., 2020], так и в мезосфере и нижней термосфере [Шалимов и Соловьева, 2022; Бахметьева и др., 2022, 2023; Шалимов и др., 2023].

Для экспериментального исследования влияния ВГВ на термосферу и ионосферу используют как наземные, так и спутниковые методы наблюдений. Наземные измерения могут обеспечивать локальные измерения параметров ВГВ до высот нижней термосферы [Baumgarten et al., 2018; Strelnikova et al., 2021]. Спутниковые миссии позволяют обеспечивать большой объем наблюдений с разным временным и пространственным разрешением. Спутник TIMED (Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetic and Dynamics) широко используется для исследования состояния атмосферы до высот нижней термосферы. Зондирование атмосферы с помощью широкополосной эмиссионной радиометрии (SABER) на спутнике TIMED позволяет определить профили температуры до высот ~110 км. Полученные данные о температуре являются важным ресурсом для исследования различных параметров ВГВ. Подробная информация об инструменте SABER

и соответствующих данных о температуре представлены в работах [Mlynczak, 2002; Garcia et al., 2005; Remsberg et al., 2008]. Данные SABER доступны на сайте <https://saber.gats-inc.com/>.

Вертикальный профиль наблюдаемой температуры можно представить в виде суммы фоновой и возмущенной составляющих, предполагая, что возмущенная составляющая обусловлена ВГВ:

$$T = T' + \bar{T} . \quad (1)$$

Для определения характеристик ВГВ необходимо разделять температуру на фоновую и возмущенную составляющую. Существует несколько способов выделения фонового и возмущенного профилей температуры. Так, Nigussie et al. [2022] использовали полиномиальный метод регрессионного анализа, при котором связь между зависимой и независимой переменными моделируется полиномом n -й степени от зависимой переменной с помощью метода наименьших квадратов. Wang et al. [2005] проводили сравнение полиномов различных порядков, а также фильтра низких частот для выделения фоновой температуры из экспериментального профиля. Однако стоит заметить, что исследование в данных работах касалось ВГВ в средней атмосфере на высотах 30–50 км.

Другим популярным методом, который использовался Hindley et al. [2015], является применение низкочастотного цифрового фильтра Савицкого–Голея [Savitzky and Golay, 1964], который широко используется в геофизике для выделения определенных длин волн и является развитием метода скользящего среднего за счет введения аппроксимирующего полинома n -й степени в заданном окне по методу наименьших квадратов. Использование данного фильтра отсекает вертикальные длины волн, которые больше используемого в фильтре окна. В последнее время становится популярным метод эмпирической модовой декомпозиции (EMD), основанный на преобразовании Гильберта–Хуанга [Huang et al., 1998], который позволяет представить исходный сигнал в виде суммы собственных модовых функций (IMF). Подробный обзор методов выделения ВГВ из экспериментальных данных представлен в публикации [Sakib and Yiğit, 2022].

Нами было проведено сравнение трех основных методов выделения фоновой составляющей: полиномиальный, фильтр Савицкого–Голея и EMD. На высотах мезосферы и нижней термосферы, где профиль температуры испытывает значительные изменения, сложно подобрать фоновую полиномиальную функцию. При использо-

вании низкочастотных оконных фильтров при анализе каждого измерения необходимо подбирать оптимальный размер окна. К тому же использование фильтра Савицкого–Голея обрезает вертикальные длины волн, которые больше используемого в фильтре окна (15–20 км). Проведенные нами сравнения методов показали, что эмпирическая модовая декомпозиция продемонстрировала лучшую робастность и оказалась лучшим методом выделения фоновой температуры и ее флуктуации для исследования метеорологического шторма 22–24 октября 2018 г.

Цель настоящей работы заключается в анализе волновой активности в нижней термосфере в период прохождения метеорологического шторма на основе измерений температуры спутниковой миссией TIMED.

2. ОПИСАНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО ШТОРМА И ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Обычно штормы в Балтийском море формируются в Атлантическом океане и вследствие отсутствия орографических препятствий достигают Балтийского моря и Калининградской области менее чем за сутки. С 2015 г. такие штормы выделены в отдельный метеорологический класс, называемый Европейский шторм. Отметим, что метеорологические штормы в Балтийском море особенно часты и интенсивны в период с октября по март. Изменение климата увеличивает изменчивость динамики атмосферы, и экстремальные погодные явления, скорее всего, станут более частыми и интенсивными. Продолжительность Европейского шторма обычно составляет от 1 до 3 сут.

Для исследования активности ВГВ нами был выбран шторм в октябре 2018 г. в Балтийском море. Атмосферные возмущения на высотах тропосферы характеризовались сильными порывами ветра, достигающими 8 баллов по шкале Бофорта. 21 октября 2018 г. сформировавшийся в Атлантическом океане шторм начал движение на восток и достиг южной Балтики к 5 UT 23 октября 2018 г., где существовал до ~23 UT 24 октября. Примерная траектория движения шторма по времени показана на рис. 1. Пространственный размер возмущения составлял около 300 км² (обозначен овалом в виде штриховой линии). Основное внимание уделялось области метеорологического шторма, т.е. ~55–60° N, 15–20° E 22–23 октября 2018 г.

Ранее, в работах [Борчевкина и др., 2020; Карпов и др., 2020] было показано, что во время данного метеорологического события по данным инструментов obs. Калининградского филиала ИЗМИРАН наблюдались существенные измене-

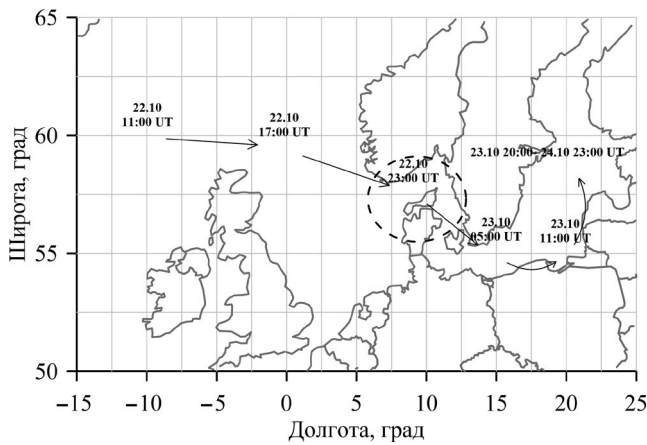


Рис. 1. Схематическая траектория движения шторма в октябре 2018 г.

ния в ПЭС и критической частоте $F2$ -слоя ($foF2$) на фоне спокойной геомагнитной обстановки. Так, максимальное изменение критической частоты $F2$ -слоя достигало 19%, а ПЭС – 20% относительно осредненных величин в ночное время. Анализ критической частоты спорадического E -слоя показал изменение характеристик слоя E_s , проявляющееся в снижении предельной частоты E_s ниже порога чувствительности ионозонда (~2 МГц) и немонотонном изменении высоты слоя. Причины возникновения наблюдаемых возмущений на высотах ионосферы, по-видимому, обусловлены распространением ВГВ, генерируемых конвективными процессами в нижней атмосфере в периоды метеорологического шторма.

Использование спутниковых данных позволяет изучить пространственные характеристики волновых возмущений. При обработке данных SABER следует учитывать особенности спутниковых измерений. Период обращения спутника TIMED составляет 97.3 мин, а время пролета над

областью шторма не превышало 5 мин. В течение времени между измерениями, которые составляют 50 с, спутник смещался на 3–4° по широте, практически не сдвигаясь вдоль долготы. Указанные особенности приводят к тому, что измерения спутника над областью метеорологического шторма позволяют получить температурные данные в исследуемой области 1–2 раза в сутки.

Для иллюстрации эффектов шторма в нижней термосфере и мезосфере нам пришлось расширить регион осреднения для увеличения числа пролетов спутника над исследуемой областью. На рис. 2 представлены изменения температуры в дневное и ночное время 20–27 октября 2018 г. по данным SABER в европейском регионе (40–60° N, 0–20° E) в области высот 80–105 км. Заметим, что под ночными часами мы подразумеваем интервал от 21:00 одного дня до 08:00 UT следующего дня. Например, ночь 22 октября – это время от 21 до 24 UT 22.10.2018 г. и от 0 до 8 UT 23.10.2018 г.

В дневное время отчетливо видно увеличение температуры на высотах от 80 до 88 км и ее уменьшение на высотах от 93 до 104 км в первые дни метеорологического шторма. Подобное, но менее выраженное поведение температуры отмечается и в ночное время. Заметим, что повышение температуры в области мезопаузы началось до формальной даты прихода шторма в исследуемую область. Такое изменение фоновой температуры можно объяснить, если учесть, что возмущение в виде ВГВ, источник которого находится в тропосфере, от центра метеорологического шторма распространяется не вертикально [Куницын и др., 2015; Кшевецкий и др., 2023].

Естественно предположить, что изменения в параметрах нейтральной атмосферы, в частности, в температуре в отсутствие геомагнитной возмущенности, по-видимому, связаны с волновой активностью.

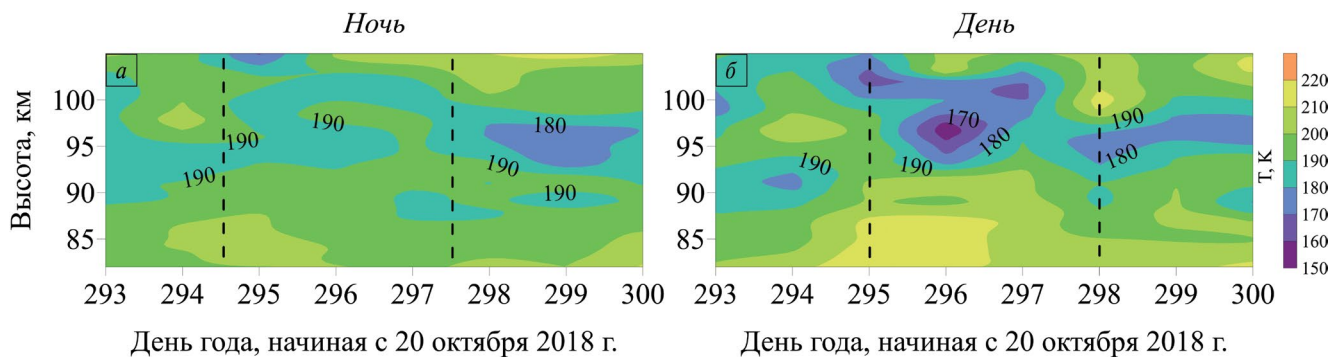


Рис. 2. Вариации температуры, осредненные в области 40–60° N, 0–20° E в ночное (а) и дневное (б) время в октябре 2018 г. по данным SABER/TIMED. Время начала и окончания шторма выделено вертикальными штриховыми линиями.

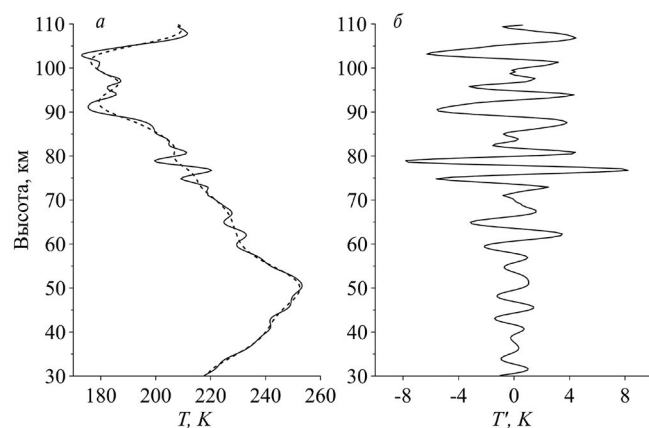


Рис. 3. Профиль температуры 19 октября 2018 г. в 13:41 UT в 53° N, 21° E (черная линия), фоновая температура (серая линия) (а), возмущения температуры, обусловленные влиянием ВГВ (б).

Для дальнейшего анализа, учитывая географию области метеорологического возмущения, отбирались профили температуры по данным SABER/TIMED в широтно-долготном регионе 50–60° N, 15–20° E в течение нескольких дней в октябре 2018 г., включающих дни шторма, без пространственного и временного осреднения.

Для выделения фоновой температуры и ее флуктуаций, обусловленных распространением ВГВ из нижних слоев атмосферы, применялся метод эмпирической модовой декомпозиции. Исходный профиль раскладывался на собственные модовые функции (IMF). Восстановленный сигнал представляет сумму всех IMF. IMF-1 представляет собой компоненту с самой короткой длиной волны и рассматривается как флуктуация температуры T' . Сумма всех остальных IMF рассматривается как фоновая температура \bar{T} [Nayak and Yigit, 2019]. На рис. 3 представлен профиль температуры, построенный по результатам зондирования SABER/TIMED в точке с координатами 53° N, 21° E 19 октября 2018 г. в 13:41 UT (а), а также фоновая температура и ее возмущения, определенные методом эмпирической модовой декомпозиции (б). Как видно из рис. 3а, фоновый и экспериментальный профили температуры хорошо согласуются на всех высотах. Флуктуации температуры, представленные на рис. 3б, полученные как разность экспериментальных и фоновых значений, имеют волновой характер, а их амплитуды составляют несколько градусов. Далее флуктуации температуры будут использоваться для расчета характеристик ВГВ.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Возмущения температуры, выделенные из экспериментальных профилей, содержат информацию о различных характеристиках ВГВ. Для анализа спектральных характеристик атмосферных волн применялся вейвлет-анализ:

$$W(s, b) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(h) \Psi\left(\frac{h-b}{s}\right) dt, \quad (2)$$

где s — масштаб вейвлета; b — параметр пространственного сдвига; h — независимая переменная (высота); Ψ — базовая функция вейвлета. В нашем случае сдвиг b соответствует высоте, а параметр s связан с вертикальной длиной волны λ . В качестве базовой функции использовалась функция Морле. Выбранная базовая функция дает хорошее разрешение, а пространственный масштаб вейвлета s практически совпадает с длиной волны λ . Подробная методика определения длин волн представлена в работе [Коршунов и Зубачев, 2015]. Для анализа рассматривалась амплитуда коэффициентов вейвлет-разложения:

$$W(h, \lambda) = \sqrt{\text{Re}^2(W_n(h, \lambda)) + \text{Im}^2(W_n(h, \lambda))}. \quad (3)$$

На рис. 4 представлены спектрограммы амплитуды вертикальных длин волн, рассчитанные из экспериментальных профилей температуры над областью, ограниченной координатами 48–63° N, 15–17° E, примерно в 23:30 22 октября 2018 г. В связи с особенностями пространственного распространения ВГВ, рассматриваемая область волнового возмущения на высотах мезосферы и нижней термосферы больше области метеорологического шторма в тропосфере и охватывает регион ~ 52–62° N. Как видно из рис. 4, спектрограммы 4б–4д соответствуют возмущениям температуры над областью шторма, а 4а, 4е — вне шторма. На всех спектрограммах можно выделить максимумы, которые соответствуют вертикальным длинам волн 5–8 км (“короткие волны”) и 14–18 км (“длинные волны”), кроме спектрограммы на рис. 4а. Вне области шторма максимум по высоте на спектрограмме, соответствующий коротким волнам, располагается на высотах 80 км (рис. 4а), а вблизи эпицентра метеорологического шторма (рис. 4в, з) область максимума волновой активности коротких ВГВ расширяется и смещается вверх на высоты ~90 км, также увеличивается интенсивность коротких ВГВ.

На рис. 4а, е, которые соответствуют измерениям вне области шторма, отчетливо выделяются

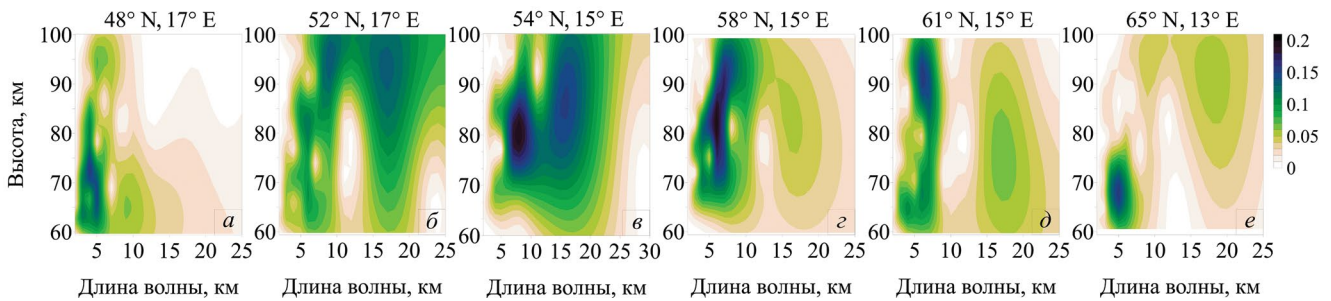


Рис. 4. Спектрограммы температурных возмущений в долготном секторе 13–17° E и на широтах 48° N (а); 52° N (б); 54° N (в); 58° N (г); 61° N (д); 65° N (е) в ~ 23:30 UT 22 октября 2018 г.

короткие волны ($\lambda \leq 5$ км), а волны с вертикальной длиной более 8 км имеют небольшие амплитуды. Длинные волны хорошо видны на спектрограмме рис. 4е, причем максимум амплитуды этих волн расположен достаточно высоко — вблизи 85–95 км. На рис. 4а, который соответствует региону, расположенному южнее области шторма, подобного максимума нет.

Длинноволновая часть спектра для четырех измерений вертикальных профилей температуры над областью шторма (рис. 4б–4д) выглядит по-разному. На рис. 4б, 4в высота спектрального максимума расположена на 92–97 км и 83–88 км соответственно. Амплитуда длинных волн в этих измерениях сопоставима с амплитудой коротких волн, а на 100 км даже превосходит их (рис. 4в). На рис. 4г и 4д длиноволновая часть спектра по амплитуде ближе к измерениям вне эпицентра метеорологического шторма (рис. 4е), а максимумы расположены ниже, чем на рис. 4б и 4в. Таким образом, общим проявлением штормовой активности при анализе температурных флуктуаций является усиление амплитуды коротких волн, которые проникают в мезосферу и нижнюю термосферу.

Отмечаемое повышение амплитуд определенных длин волн на высотах 80–90 км над областью эпицентра метеорологического возмущения может быть связано с усилением волновой активности из области метеорологического шторма.

4. ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ВГВ

Для исследования характеристик активности ВГВ часто рассматриваются пространственные и временные характеристики плотности потенциальной энергии ВГВ, определяемой по колебаниям температуры [John and Kumar, 2012; Yigit et al., 2021].

Плотность потенциальной энергии (E_p) внутренних гравитационных волн считается крити-

ческой мерой активности ВГВ [Llamedo et al., 2019; Hindley et al., 2015], которая может быть использована для получения потока импульса, важного параметра для параметризации волн в численных моделях динамики верхней атмосферы:

$$E_p(z) = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{N} \right)^2 \left(\frac{T'(z)}{\bar{T}(z)} \right)^2, \quad (4)$$

где g — ускорение свободного падения; N — частота Брента–Вайсяля; T' — возмущение температуры; \bar{T} — фоновая температура.

На рис. 5 представлены профили плотности потенциальной энергии на единицу массы, рассчитанные по формуле (4) для отдельных пролетов спутника над регионом, ограниченным широтами 52–55° N и долготами 15–21° E, в период 19–25 октября 2018 г. Измерения проводились приблизительно в одно время 22:30–23:40 UT. Дни 19 и 25 октября для данного региона соответствуют дню до и после исследуемого метеорологического шторма.

Анализ изменения плотности потенциальной энергии ВГВ показал, что в день до (19 октября) и после (25 октября) шторма значения E_p не превышают 200 Дж/кг, а колебания энергий выглядят как шумовые вариации. По мере усиления шторма над исследуемым регионом амплитуда вариаций потенциальной энергии увеличивается до 300–400 Дж/кг, а ее колебания структурируются на различных высотах, приобретая форму волновых пакетов. Так, 22 октября на профиле E_p формируются два максимума, центрированных на 55 и 82 км, которые затем уменьшаются (23 октября) и практически исчезают 24 октября. Одновременно в эти дни резко увеличивается амплитуда колебаний потенциальной энергии на высоте 95–100 км до 700–800 Дж/кг, что можно интерпретировать как следствие разрушения ВГВ.

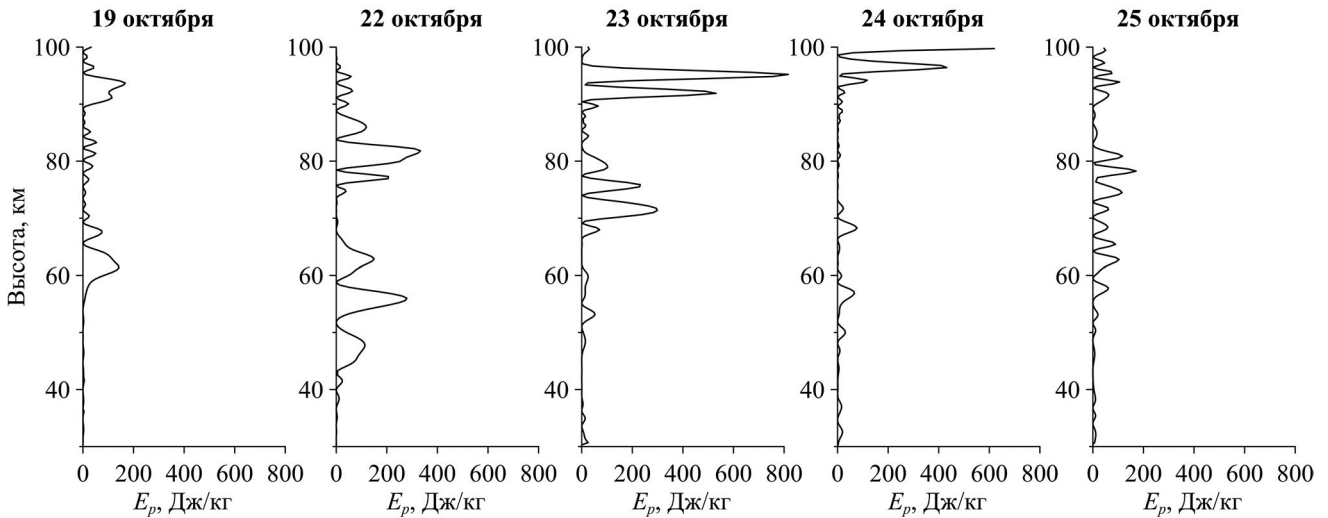


Рис. 5. Плотность потенциальной энергии ВГВ в области $52\text{--}55^\circ\text{ N}$ и $15\text{--}21^\circ\text{ E}$ для отдельных ночных пролетов спутника 19, 22–25 октября.

Для пространственного анализа плотности потенциальной энергии использовались профили температуры, полученные в наблюдениях TIMED/SABER в долготном регионе $10\text{--}20^\circ\text{ E}$ в ночное и дневное время (рис. 6). Рассматривался временной период, включающий дни метеорологического шторма, а также дни до и после шторма, которые характеризовались слабой метеорологической и геомагнитной активностью. На верхней панели рис. 6 представлены вариации E_p , соответствующие 20, 22, 23 и 31 октября 2018 г. в ночное время, а на нижней панели — 18, 23, 24 и 29 октября 2018 г. — в дневное время.

В метеорологически спокойные дни 18 и 20 октября, предшествующие шторму, плотность потенциальной энергии невелика и не превышает 300 Дж/кг . Из рис. 6 можно отметить присутствие двух областей на высотах $60\text{--}65\text{ км}$ и $80\text{--}83\text{ км}$ с увеличенными значениями E_p по сравнению со значениями в метеорологически спокойные дни. При этом максимум энерговыделения расположен на высотах $93\text{--}97\text{ км}$. Характерные горизонтальные размеры локальных максимумов E_p составляют около $400\text{--}500\text{ км}$. Температурные профили спутникового зондирования 22 октября, используемые для расчетов E_p , получены в $23:26\text{--}26:30\text{ UT}$, когда передний фронт шторма достиг 10° E (см. рис. 1). Во время метеорологического возмущения (22–24 октября) плотность потенциальной энергии увеличивается и на высотах $90\text{--}100\text{ км}$ достигает 500 Дж/кг . Расширяется и горизонтальная область волнового возмущения, которая максимальна 23 октября. Характерный размер этой области на высоте 92 км состав-

ляет около 1000 км и несколько меньше — на 97 км . К 24 октября величина потенциальной энергии уменьшается и не превосходит значений в спокойный день 18 октября. Интересно выглядит пространственное распределение E_p на 97 км 24 октября. Резкая граница, разделяющая области максимума и минимума плотности энергии, может свидетельствовать о преимущественно долготной ориентации области волнового возмущения.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отмеченные в разделе 4 особенности поведения E_p связаны, на наш взгляд, с разрушением ВГВ на высотах нижней термосферы. Это согласуется с теоретическими расчетами уровней разрушения акустических и внутренних гравитационных волн, см, например, [Куницын и др., 2015; Кшевецкий и др., 2023].

Обрушение ВГВ и турбулизация нижней термосферы приводит к значительным тепловым и динамическим эффектам. Изменения в нейтральной составляющей верхней атмосферы приводят и к заметным изменениям ионосферных параметров.

Ранее в экспериментальных исследованиях было замечено, что ионосферные эффекты метеорологических возмущений проявляются, как правило, в формировании спорадических слоев в E -области ионосферы и понижении критических частот в $F2$ -слое ионосферы. Попытки моделирования ионосферных эффектов от метеорологических событий в тропосфере показали, что

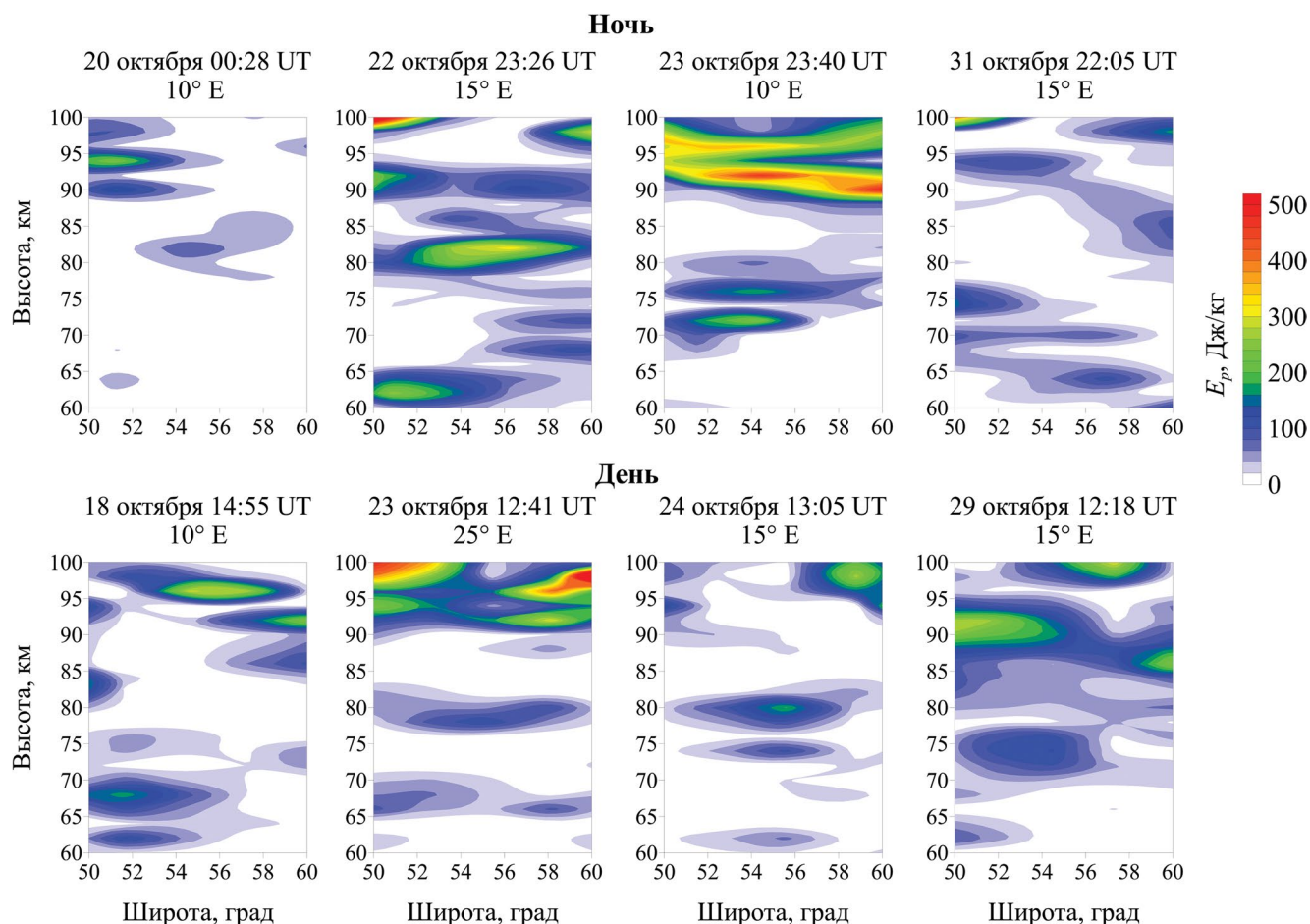


Рис. 6. Изменения потенциальной энергии ВГВ в различные дни октября 2018 г. в ночное время (верхняя панель) и в дневное время (нижняя панель).

включение только тепловых возмущений термосферы, вследствие диссипации волн, не позволяет воспроизвести количественные оценки наблюдаемых эффектов. В работе [Карпов и Васильев, 2020] сделано предположение, что существенное влияние на ионосферные возмущения могут оказывать турбулентные процессы в нижней термосфере, которые приводят к изменению газового состава среды.

ВГВ, распространяющиеся из области конвективных процессов в нижней атмосфере, в частности, метеорологического шторма, могут усиливать турбулентные процессы на высотах верхней мезосферы и нижней термосферы. Амплитуда ВГВ увеличивается по мере уменьшения плотности атмосферы с высотой. При достижении определенного порогового значения [Walterscheid and Schubert, 1990; Fritts et al., 2003] волна становится неустойчивой и разрушается, образуя турбулентные области.

В работе [Бахметьева и др., 2021] представлены новые результаты исследования динамики атмосферы, которые дополняют ранее полученные данные по турбулентности и динамике нижней ионосферы. Уровень турбопаузы в интервале высот 88–110 км подвержен как быстрым, так и медленным изменениям. Высотные и временные вариации параметров нейтральной компоненты убедительно показали значительное влияние на них волновых процессов. Изменения параметров во времени происходят с периодичностью, характерной для ВГВ. На характеристики и свойства мезосферы и нижней термосферы существенное влияние оказывают турбулентность и атмосферные волны. Турбулентные образования играют важную роль в процессах нагрева атмосферы, перераспределения химических компонентов атмосферного аэрозоля, в разрушении и ослаблении ВГВ, а также в диссипации струйных течений в свободной атмосфере [Беляев, 2022].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты исследования спутниковых наблюдений температуры в период прохождения метеорологического шторма над Балтийским морем в октябре 2018 г.

Результаты анализа 186 температурных профилей, отобранных из массива экспериментальных данных SABER/TIMED, для исследуемой области позволили определить эффекты метеорологического шторма на высотах мезосферы и нижней термосферы. Так, в дни метеорологического шторма отчетливо видно увеличение температуры на высотах от 80–88 км и ее уменьшение на высотах 93–104 км.

Для анализа возмущения температуры нами был адаптирован метод выделения фоновой и возмущенной температуры на основе модовой декомпозиции (EMD) из данных измерений SABER. Возмущения температуры, связанные с модой IMF-1, рассматриваются нами как флуктуации температуры, связанные с распространением ВГВ. Проведенный далее вейвлет-анализ вертикальной структуры возмущений температуры показал, что в спектре ВГВ выделяются два диапазона волн с длинами 5–8 км и 14–18 км. Вблизи эпицентра метеорологического шторма амплитуда коротких ВГВ возрастает, а область их максимума расширяется и смещается вверх на высоты ~90 км, в то время как в метеорологически спокойные дни данные волны наблюдаются на высотах 65–70 км и с меньшими амплитудами. Поведение ВГВ с длинами волн 14–18 км во время шторма более сложное и требует дополнительных исследований.

Рассчитанные значения плотности потенциальной энергии ВГВ (E_p) показали, что над областью метеорологического шторма на высотах мезопаузы и нижней термосферы (90–100 км) величина E_p значительно увеличивается, по сравнению со спокойными днями до и после шторма. Пространственные размеры области волнового возмущения, соответствующие большим значениям E_p , в период шторма увеличиваются с 400–500 км до 1000 км на высотах мезосферы и нижней термосферы. Широко-высотное распределение E_p демонстрирует устойчивые области повышенных значений плотности потенциальной энергии на высоте 62–63 и 80–84 км во все рассматриваемые дни. Повышенное выделение потенциальной энергии ВГВ в периоды метеорологического шторма может приводить к изменению вертикальной структуры температуры, что отчетливо заметно в измерениях SABER/TIMED. Можно предположить, что такие изменения обусловлены усилением турбулентных процессов вследствие повышения волновой активности ВГВ в нижней термосфере.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-77-10004, (<https://rscf.ru/project/23-77-10004/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бахметьева Н.В., Григорьев Г.И., Виноградов Г.Р., Жемьяков И.Н., Калинина Е.Е., Першин А.В. Параметры атмосферной турбулентности и динамика нижней ионосферы в исследованиях на стенде СУРА // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. №6. С. 777–793. 2021. doi 10.31857/S0016794021060031
- Бахметьева Н.В., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. Акустико-гравитационные волны в условиях неоднородного профиля температуры нейтральной компоненты в атмосфере Земли // Хим. физика. Т. 41. № 5. С. 441–52. 2022. doi 10.31857/S0207401X22050028
- Бахметьева Н.В., Жемьяков И.Н., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. Влияние природных факторов на температуру нижней термосферы // Хим. физика. Т. 42. № 10. С. 50–63. 2023. doi 10.31857/S0207401X23100023
- Беляев А.Н. Механизм формирования в атмосфере земли мезомасштабных пульсирующих струйных течений // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 58. № 3. С. 344–351. 2022. doi 10.31857/S0002351522030038
- Борчевкина О.П., Карпов И.В., Карпов М.И. и др. Ионосферные возмущения, обусловленные прохождением метеорологического шторма в Калининграде в октябре 2018 г. // Радиотехника. 2020. Т. 84. № 2. С. 37–41. doi 10.18127/j00338486-202002(04)-06
- Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 42. № 1. С. 3–24. 1999.
- Карпов И.В., Борчевкина О.П., Дадашев Р.З., Ильминская А.В. Влияние метеорологических штормов на параметры ионосферы в Балтийском регионе в 2010 г. // Солнечно-земная физика. Т. 2. № 2. С. 64–68. 2016. doi 10.12737/18653
- Карпов И.В., Васильев П.А. Возмущения ионосферы, обусловленные воздействием локализованных термосферных источников // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. №4. С. 496–501. 2020. doi 10.31857/S0016794020040069
- Карпов М.И., Карпов И.В., Борчевкина О.П. и др. Возмущения ионосферы во время метеорологических штормов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 5. С. 646–654. 2020. doi 10.31857/S0016794020050107
- Коршунов В.А., Зубачев Д.С. Определение параметров волновых возмущений средней атмосферы по данным лидарных измерений // Оптика атмосферы и океана. Т. 28. № 11. С. 993–1002. 2015. doi 10.15372/AO20151106

- Кшевецкий С.П., Курдяева Ю.А., Гаврилов Н.М. Приближение коротких по вертикали волн малой амплитуды в атмосфере с учетом среднего ветра // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 59. № 1. С. 44–54. 2023. doi 10.31857/S0002351523010078
- Куницын В.Е., Крысанов Б.Ю., Воронцова А.М. Генерация акустико-гравитационных волн различными источниками на поверхности Земли // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. № 6. С. 112–119. 2015.
- Федоренко А.К., Беспалова А.В., Жук И.Т., Крючков Е.И. Широтные особенности акустико-гравитационных волн в верхней атмосфере по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 4. С. 510–521. 2017. doi 10.7868/S0016794017030051
- Шалимов С.Л., Захаров В.И., Соловьева М.С. и др. Волновые возмущения нижней и верхней ионосферы во время тропического циклона Фахаі 2019 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 2. С. 216–226. 2023. doi 10.31857/S0016794022600442
- Шалимов С.Л., Соловьева М.С. Отклик ионосферы на прохождение тайфунов по наблюдениям методом СДВ-радиопросвечивания // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 3. С. 54–61. 2022. doi 10.12737/szf-83202208
- Baumgarten K., Gerding M., Baumgarten G., Lübken F.J. Temporal variability of tidal and gravity waves during a record long 10-day continuous lidar sounding // Atmos. Chem. Phys. V. 18. № 1. P. 371–384. 2018. doi 10.5194/acp-18-371-2018
- Borchevkina O.P., Adamson S.O., Dyakov Y.A. et al. The influence of tropospheric processes on disturbances in the D and E ionospheric layers // Atmosphere. V. 12. № 9. P. 1116. 2021. doi 10.3390/atmos12091116
- Fritts D.C., Alexander M.J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // Rev. Geophys. V. 41. № 1. P. 3–64. 2003. doi 10.1029/2001RG000106
- Fritts D.C., Bizon C., Wern, J.A., Meyer C.K. Layering accompanying turbulence generation due to shear instability and gravity-wave breaking // J. Geophys. Res. V. 108. № D8. 2003. doi 10.1029/2002JD002406
- Garcia R.R., Lieberman R., Russell J.M., Mlyneczek M.G. Large-scale waves in the mesosphere and lower thermosphere observed by SABER // J. Atmos. Sci. V. 62. № 12. P. 4384–4399. 2005. doi 10.1175/JAS3612.1
- Hindley N.P., Wright C.J., Smith N.D., Mitchell N.J. The southern stratospheric gravity wave hot spot: individual waves and their momentum fluxes measured by COSMIC GPS-RO // Atmos. Chem. Phys. V. 15. Is. 14. P. 7797–7818. 2015. doi 10.5194/acp-15-7797-2015
- Huang N.E., Shen Z., Long S.R. et al. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // Proc. R. Soc. Lond. A. V. 454. P. 903–995. 1998. doi 10.1098/rspa.1998.0193
- John S.R., Kumar K.K. TIMED/SABER observations of global gravity wave climatology and their interannual variability from stratosphere to mesosphere lower thermosphere // Clim. Dynam. V. 39. P. 1489–1505. 2012. doi 10.1007/s00382-012-1329-9
- Koucká Knížová P., Podolská K., Potužníková K. et al. Evidence of vertical coupling: meteorological storm Fabienne on 23 September 2018 and its related effects observed up to the ionosphere // Ann. Geophys. V. 38. № 1. P. 73–93. 2020. doi 10.5194/angeo-38-73-2020.
- Llamedo P., Salvador J., de la Torre A. et al. 11 Years of Rayleigh lidar observations of gravity wave activity above the southern tip of South America // J. Geophys. Res. Atmos. V. 124. Is. 2. P. 451–467. 2019. doi 10.1029/2018JD028673
- Medvedev A.S., Yiğit E. Gravity waves in planetary atmospheres: Their effects and parameterization in global circulation models // Atmosphere. V. 10. P. 531. 2019. doi 10.3390/atmos10090531
- Mlyneczek M. A comparison of space-based observations of the energy budgets of the mesosphere and the troposphere // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 64. № 8–11. P. 877–887. 2002. doi 10.1016/S1364-6826(02)00043-3
- Mosna Z., Kouba D., Koucka Knizova P. et al. Ionospheric storm of September 2017 observed at ionospheric station Pruhonice, the Czech Republic // Adv. Space Res. V. 65. № 1. P. 115–128. 2020. doi 10.1016/j.asr.2019.09.024
- Nayak C., Yiğit E. Variation of small-scale gravity wave activity in the ionosphere during the major sudden stratospheric warming event of 2009 // J. Geophys. Res. V. 124. P. 470–488. 2019. doi 10.1029/2018JA026048
- Nigussie M., Moldwin M., Yizengaw E. Investigating the role of gravity waves on equatorial ionospheric irregularities using TIMED/SABER and C/NOFS satellite observations // Atmosphere. V. 13. № 9. P. 1414. 2022. doi 10.3390/atmos13091414
- Plougonven R., Zhang F. Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts // Rev. Geophys. V. 52. № 1. P. 33–76. 2014. doi 10.1002/2012RG000419
- Remsberg E.E., Marshall B.T., Garcia-Comas M. et al. Assessment of the quality of the Version 1.07 temperature-versus-pressure profiles of the middle atmosphere from TIMED/SABER // J. Geophys. Res. V. 113. Is. D17. P. D17101. 2008. doi 10.1029/2008JD010013
- Sakib M.N., Yiğit E. A Brief overview of gravity wave retrieval techniques from observations // Front. Astron. Space Sci. V. 9 Art. 824875. P. 1–9. 2022. doi 10.3389/fspas.2022.824875
- Savitzky A., Golay M. J. E. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures // Anal. Chem. V. 36. P. 1627–1639. 1964. doi 10.1021/ac60214a047
- Strelnikova I., Almowafy M., Baumgarten G. et al. Seasonal cycle of gravity wave potential energy densities from lidar and satellite observations at 54° and 69°N // J. Atmos. Sci. V. 78. P. 1359–1386. 2021. doi 10.1175/JAS-D-20-0247.1
- Walterscheid R.L., Schubert G. Nonlinear evolution of an upward propagating gravity wave: overturning, convection, transience and turbulence // J. Atmos. Sci. V. 47. P. 101–125. 1990. doi 10.1175/1520-0469(1990)047<0101:NEOAUP>2.0.CO;2

– Wang L., Geller M.A., Alexander M.J. Spatial and temporal variations of gravity wave parameters. part I: Intrinsic frequency, wavelength, and vertical propagation direction // J. Atmos. Sci. V. 62. P. 125–142. 2005. doi 10.1175/JAS-3364.1

– Yiğit E., Medvedev A.S., Ern.M. Effects of latitude-dependent gravity wave source variations on the middle and upper atmosphere // Front. Astron. Space Sci. V. 7. Art. 614018. P. 1–17. 2021. doi 10.3389/fspas.2020.614018

Gravity Waves Activity in the Mesosphere and Lower Thermosphere During a Meteorological Storm

O. P. Borchevkina^{1,*}, F. S. Bessarab¹, A. V. Timchenko¹, I. V. Karpov¹

¹Kaliningrad division of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, Russia

*e-mail: olga.borchevkina@mail.ru

The influence of the meteorological storm in October 2018 in the Baltic Sea on the state of the mesosphere and lower thermosphere is investigated. The wave activity of gravity waves was analyzed using TIMED/SABER satellite data and the effects of the meteorological storm at altitudes of 80–100 km were determined. A method based on mode decomposition from SABER data was adapted to calculate the gravity waves potential energy density and to separate the temperature perturbations due to their propagation at lower thermospheric heights. The wavelet analysis of temperature perturbations revealed two ranges of vertical wavelengths 5–8 km and 14–18 km. In the area of a meteorological storm, the GWs amplitude with vertical wavelengths of 5–8 km increases, and the area of their maximum expands and shifts upward to heights of ~90 km, while on meteorologically calm days these waves are observed at heights of 65–70 km and with smaller amplitudes. Above the meteorological storm region at altitudes of 90–100 km, the values of the gravity waves potential energy density significantly increase compared to calm days before and after the storm, as well as the spatial dimensions of the disturbance region increase.

УДК 550.383:550.385

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИОНОВ H^+ И O^+ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА НА ГЛАВНОЙ ФАЗЕ МАГНИТНЫХ БУРЬ

© 2024 г. А. С. Ковтюх*

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

*e-mail: kovtyukhas@mail.ru

Поступила в редакцию 12.07.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

По результатам измерений вблизи экваториальной плоскости потоков и спектров ионов H^+ и O^+ магнитосферного кольцевого тока на ИСЗ OGO-3, Explorer-45, AMPTE/CSE и Van Allen Probes (A и B) проведен систематический анализ пространственных распределений плотности энергии этих ионов на главной фазе магнитных бурь. Рассмотрены 12 бурь разной силы, с $\max|Dst|$ от 64 до 307 нТл. Радиальный профиль плотности энергии ионов кольцевого тока характеризуется положением его максимума (L_m) и отношением плотностей энергии ионов и магнитного поля в этом максимуме (β_m), а на $L > L_m$ этот профиль аппроксимируется зависимостью $w(L) = w_0 \exp(-L/L_0)$. Получены количественные зависимости параметра L_m от индекса Dst и от MLT, а также зависимости параметров β_m , w_0 и L_0 от Dst , MLT и L_m . Эти зависимости различны для ионов H^+ и O^+ , а также для ионов малых ($E < 60$ кэВ) и более высоких энергий. Установлено, что в области вблизи максимума кольцевого тока его асимметрия в ночной полусфере магнитосферы значительно меньше, чем на $L > L_m$ (особенно для ионов O^+); с увеличением L асимметрия кольцевого тока по MLT усиливается, причем ионы H^+ концентрируются около 18 MLT, а ионы O^+ — около 24 MLT. Показано, что для ионов O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ параметр $\beta_m \propto L_m^{-9}$; этот результат свидетельствует, что более глубокое проникновение горячей плазмы в геомагнитную ловушку во время сильных бурь требует не только более сильного электрического поля конвекции, но и значительно более высокой плотности энергии ионов (особенно ионов O^+) в источниках кольцевого тока.

DOI: 10.31857/S0016794024040087, EDN: RSTUTM

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитосферный кольцевой ток (КТ) играет очень важную роль в развитии магнитных бурь, и потоки его частиц измерялись в экспериментах на многих ИСЗ: на OGO-3, Explorer-45, Молния-1, ISEE-1, Прогноз-7, AMPTE/CSE, Горизонт-21, CRRES, Горизонт-35, Polar, Van Allen Probes и др. В результате этих экспериментов установлено, что на главной фазе магнитных бурь протоны (H^+) и ионы кислорода (O^+) с энергией E от ~ 1 кэВ до $\sim 200-300$ кэВ вносят основной вклад ($\sim 70-80\%$) в полную энергию частиц КТ [Krimigis et al., 1985; Gloeckler and Hamilton, 1987; Hamilton et al., 1988; Daglis et al., 1999; Fu et al., 2002; Yue et al., 2019]. Согласно этим результатам, чем сильнее буря, тем интенсивнее КТ и тем бли-

же он подходит к Земле (в среднем). Вместе с тем, на главной фазе бурь распределения ионов КТ сильно асимметричны по MLT и быстро изменяются.

Для построения реалистичной модели КТ, описывающей его структуру во время магнитных бурь различной интенсивности, необходимо иметь количественные закономерности для вариаций основных параметров радиального профиля плотности энергии КТ, полученные по экспериментальным данным.

Такая работа впервые была проведена в [Ковтюх, 2010]; было показано, что при раздельном анализе данных, полученных на главной фазе и на фазе восстановления бурь, дисперсия в распределениях параметров КТ существенно умень-

шается. Однако в этой работе рассматривались только положение максимума плотности энергии КТ и параметра β_m в этом максимуме в зависимости от значения $|Dst|$, а также форма внешней кромки КТ. Раздельного анализа по ионам H^+ и O^+ , а также по энергии ионов и по MLT не проводилось.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрены результаты для ионов КТ на главной фазе бурь, полученные на ИСЗ OGO-3 [Frank, 1967], Explorer-45 [Smith and Hoffman, 1973; Fritz et al., 1974], AMPTE/CSE [Stüdemann et al., 1986; Hamilton et al., 1988; Greenspan and Hamilton, 2000, 2002] и Van Allen Probes [Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017, 2019a, 2019b; Keika et al., 2018; Yue et al., 2018, 2019].

Эти результаты получены во время 12 бурь с $\max|Dst|$ от 64 до 307 нТл. Они перечислены в табл. 1. В третьем столбце этой таблицы приведены энергетические интервалы, в которых интегрировались потоки ионов. Значения UT, MLT и $|Dst|$ в этой таблице отвечают моментам пересечения спутником максимума плотности энергии ионов КТ (дрейфовой оболочки L_m) на главной фазе соответствующей бури. В последнем столбце этой таблицы приведены положения максимума КТ (L_m), а также ссылки на работы, из которых получены эти значения UT, MLT и L_m .

Большая часть рассмотренных здесь результатов измерений КТ относятся к периодам близким к максимуму солнечной активности (кроме строк 1 и 4–7 в табл. 1) и к бурям, вызванным СМЕ (Coronal Mass Ejections) в солнечном ветре.

Во многих работах по динамике КТ во время бурь используется индекс Dst^* , в котором из величин Dst вычтен магнитный эффект токов на магнитопаузе. В начале главной фазы бурь эти токи могут вносить значительный вклад в величины Dst (см., например, [Liemohn et al., 2001]). Однако к концу главной фазы бурь вклад этих токов в величину Dst значительно уменьшается [McPherron and O'Brien, 2001; Siscoe et al., 2005; Kistler et al., 2016; Keika et al., 2018]. Большинство рассмотренных здесь экспериментальных результатов относятся к концу главной фазы бурь и все основные количественные закономерности пространственно-энергетической структуры КТ получены по этим точкам. Поэтому здесь используются индексы Dst [wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/Dst_final/index.html].

Во всех строках табл. 1, кроме строки 13, параметр L_m КТ привязан к дрейфовым оболочкам частиц по L [McIlwain, 1961], а в строке 13 этой

таблицы параметр L_m привязан к L^* [Roederer, 1970]. Вблизи экваториальной плоскости на $L < 3.5$ различие этих параметров дрейфовых оболочек частиц составляет $L - L^* < 0.1$ (см. рис. 2 и 4 в [Roederer and Lejosne, 2018]).

3. ПАРАМЕТРЫ ИОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ТОКА

В этом разделе представлены распределения четырех основных параметров, характеризующих радиальные профили плотности энергии ионов H^+ и O^+ кольцевого тока, в зависимости от силы бурь, а также от локализации этих измерений по MLT. Всего было построено 32 таких распределения; из них отобраны 16 наиболее полных распределений параметров КТ по Dst , MLT и L_m . Все аппроксимации этих распределений получены методом наименьших квадратов.

3.1. Локализация максимума кольцевого тока

В рассматриваемых здесь экспериментальных данных широкий основной максимум в радиальном профиле ионного КТ на главной фазе бурь движется к Земле и усиливается. При этом, на более низких L возникает и быстро исчезает (обычно во время суббурь) дополнительный очень узкий (по L и MLT) максимум, сформированный ионами с $E < 10-30$ кэВ. От основного максимума он отделён глубоким провалом шириной $\sim 1 R_E$. Такие локальные структуры вносят незначительный вклад в полную энергию КТ и здесь они не рассматриваются.

В конце главной фазы бурь величины параметра L_m для ионов H^+ и O^+ одинаковых энергий практически идентичны [Krimigis et al., 1985; Gloeckler et al., 1985; Stüdemann et al., 1986; Hamilton et al., 1988; Greenspan and Hamilton, 2002; Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017; Keika et al., 2018; Yue et al., 2019].

На рис. 1 величины параметра L_m из табл. 1 представлены в зависимости от значения $|Dst|$ и от MLT. Разные значки на этом рисунке отвечают разным энергиям ионов: $\sim 1-60$ кэВ (кружки), $\sim 1-140$ кэВ (треугольники), $50-200$ кэВ (кружки с темным ядром) и $\sim 1-300$ кэВ (квадраты). Светлые и темные значки соответствуют середине и концу главной фазы бурь. Их номера отвечают номерам строк в табл. 1. Такие обозначения проведены по всем рисункам данной работы.

В большинстве рассмотренных здесь событий погрешности величин L_m составляют не более $\pm 0.1 R_E$. На рис. 1 они не превышают размеров значков.

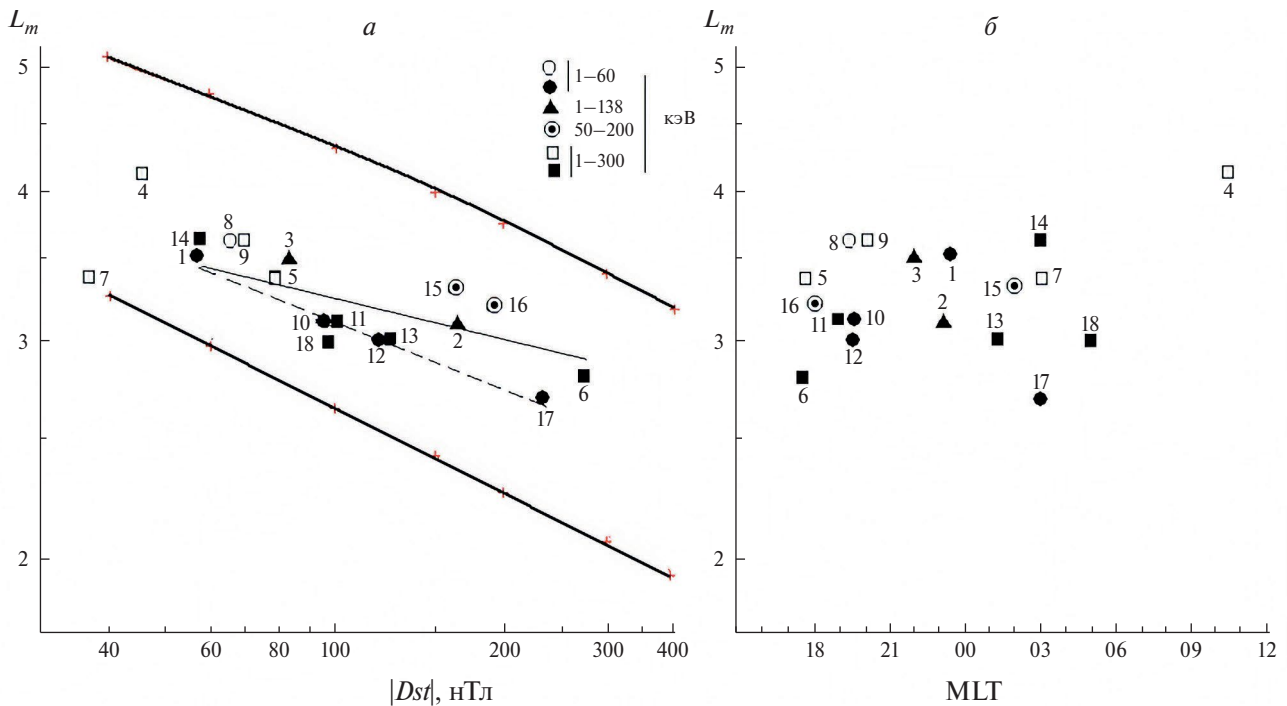


Рис. 1. Положение максимума плотности энергии ионов КТ (L_m) на главной фазе различных бурь в зависимости от $|Dst|$ (а) и MLT (б).

Из рис. 1а видно, что с увеличением $|Dst|$ средние величины параметра L_m уменьшаются. Для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ величины L_m достигают минимальных значений, а по мере увеличения энергии ионов параметр L_m увеличивается.

По точкам 2, 3, 6, 11, 13, 14, 15, 16 и 18, относящимся к ночной полусфере магнитосферы в конце главной фазы бурь, получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 1а):

$$L_m = 5.56 |Dst|^{-0.12}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.70$. Здесь Dst – в нТл.

Для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ (точки 1, 10, 12 и 17) получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 1а):

$$L_m = 7.25 |Dst|^{-0.18}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.99$. Здесь Dst – в нТл.

Толстые кривые на рис. 1а – модельные зависимости L_m от $|Dst|$ (см. раздел 4.1).

Из рис. 1б видно, что величина L_m зависит от MLT гораздо слабее, чем от $|Dst|$ и энергии ионов. Этот вывод подтверждается сравнением величин L_m для точек 11, 13 и 18 (а также точек 15 и 16,

3 и 14), полученных для ионов близких энергий в бурях примерно одинаковой интенсивности, но в значительно разнесенных по MLT областях.

3.2. Соотношение плотностей энергии ионов и магнитного поля в максимуме кольцевого тока

Здесь мы используем экспериментальные величины максимальной плотности энергии ионов КТ вблизи экваториальной плоскости (w_m), которые представлены в работах, указанных в табл. 1. Они приведены к единой размерности (нПа).

Величины плотности энергии дипольного магнитного поля w_d при $L = L_m$ вычислялись по формуле $w_{Bd} = bL_m^{-6}$, где $b = 3.85 \times 10^5$ нПа. Затем вычислялись соответствующие отношения $\beta_{md} = w_m/w_{Bd}$.

По спутниковым данным, в максимуме бурового КТ магнитное поле ослаблено и величина этого ослабления в ~ 1.5 раза больше соответствующих значений Dst [Cahill and Lee, 1975; Krimigis et al., 1985], т.е. реальная плотность энергии магнитного поля

$$w_B(L_m) = 3.98 \times 10^{-4} (3.11 \times 10^4 L_m^{-3} - 1.5 |Dst|)^2,$$

где Dst – в нТл, а w_B – в нПа. Этим величинам соответствуют отношения $\beta_m = w_m/w_B$.

Таблица 1. Локализация максимума КТ во время главной фазы бурь

	ИСЗ	E , кэВ	UT	MLT	$\max Dst $, нТл	$ Dst $, нТл	L_m
1	<i>OGO-3</i>	0.2–50	06.00 UT 09.07.1966 г.	23.30	74	57	3.5 (Frank, 1967)
2	<i>Explorer-45</i>	1–138	21.30 UT 17.12.1971 г.	23.10	171	167	3.1 (Smith and Hoffman, 1973)
3	<i>Explorer-45</i>	1–138	14.00 UT 24.02.1972 г.	22	86	83	3.5 (Fritz et al., 1974)
4	AMPTE/CCE	5–315	15.10 UT 04.09.1984 г.	10.30	64	46	4.1 (Stüdemann et al., 1986)
5	AMPTE/CCE	1–300	05.00 UT 05.09.1984 г.	17.40	125	78	3.4 (Greenspan and Hamilton, 2002)
6	AMPTE/CCE	30–310	00.20 UT 09.02.1986 г.	17.30	307	273	2.8 (Hamilton et al., 1988)
7	AMPTE/CCE	1–300	10.00 UT 30.11.1988 г.	03	111	37	3.4 (Greenspan and Hamilton, 2000)
8	Van Allen Probes B	10–60	09.56 UT 17.03.2013 г.	19.20	132	66	3.6 (Menz et al., 2017)
9	Van Allen Probes B	10–570	10.09 UT 17.03.2013 г.	20	132	70	3.6 (Menz et al., 2017)
10	Van Allen Probes B	10–60	18.58 UT 17.03.2013 г.	19.30	132	98	3.1 (Menz et al., 2017)
11	Van Allen Probes B	10–570	19.00 UT 17.03.2013 г.	19	132	98	3.1 (Menz et al., 2017)
12	Van Allen Probes A	10–60	20.08 UT 17.03.2013 г.	19.30	132	117	3.0 (Menz et al., 2017)
13	Van Allen Probes B	1–300	07.45 UT 01.06.2013 г.	01.20	124	122	3.0 (Kistler et al., 2016)
14	Van Allen Probes B	10–600	13.10 UT 27.08.2014 г.	03	75	58	3.6 (Yue et al., 2018)
15	Van Allen Probes B	50–200	19.30 UT 17.03.2015 г.	02	234	166	3.3 (Keika et al., 2018)
16	Van Allen Probes B	50–200	21.30 UT 17.03.2015 г.	18	234	190	3.2 (Keika et al., 2018)
17	Van Allen Probes A	1–60	23.10 UT 17.03.2015 г.	03	234	233	2.7 (Menz et al., 2019a, 2019b)
18	Van Allen Probes A	10–600	22.10 UT 06.03.2016 г.	05	99	98	3.0 (Yue et al., 2019)

Результаты вычислений параметров β_{md} и β_m в максимуме КТ представлены в табл. 2. В этой таблице представлены также экспериментальные величины L_m (в соответствии с табл. 1) и величин w_m (погрешности вычислений этих величин составляют не более 5–10%). Значения β_{md} приведе-

ны здесь для сравнения со значениями β_m и в дальнейшем используются только для точек 14, 17 и 18.

Используя измерения магнитного поля на ИСЗ Explorer-45 во время бури 17 декабря 1971 [Anderson and Gurnett, 1973], для второй строки табл. 2 получаем $\beta_m = 0.188$ (вместо значения

Таблица 2. Отношения плотности энергии ионов и магнитного поля в максимуме КТ

	L_m	w_m , нПа	$\beta_{md} (H^+ + O^+)$	$\beta_m (H^+ + O^+)$	$\beta_m (H^+)$	$\beta_m (O^+)$
1	3.5	30	–	–	0.204	–
2	3.1	50	–	–	0.188	–
3	3.5	20	–	–	0.136	–
4	4.1	6+6=12	0.148	0.206	0.103	0.103
5	3.4	34+10=44	0.177	0.260	0.201	0.059
6	2.8	80+160=240	0.300	0.594	0.198	0.396
7	3.4	48.3	0.194	0.224	–	–
8	3.2	10+22=32	0.089	0.111	0.035	0.076
9	3.6	9+24=33	0.187	0.263	0.072	0.191
10	3.1	4+14=18	0.042	0.056	0.012	0.044
11	3.1	5+14=19	0.044	0.060	0.016	0.044
12	3.0	10+18=28	0.053	0.074	0.026	0.048
13	3.0	16+40=56	0.106	0.150	0.043	0.107
14	3.6	5+5=10	0.057	0.080	0.040	0.040
15	3.3	9+7=16	0.053	0.106	0.059	0.046
16	3.2	14+13=27	0.075	0.154	0.080	0.074
17	2.7	3+54=57	0.057	0.095	0.005	0.090
18	3.0	20+40=60	0.114	0.150	0.050	0.100

0.200, вычисленного по нашей формуле); во время бури 24 февраля 1972 [Cahill and Lee, 1975] для третьей строки табл. 2 получаем $\beta_m = 0.136$ (вместо 0.139). Используя измерения магнитного поля на ИСЗ AMPTE/CSE во время бури 5 сентября 1984 [Potemra et al., 1985; Krimigis et al., 1985], для ионов $H^+ + O^+$, H^+ и O^+ в пятой строке табл. 2 получаем $\beta_m = 0.260$, 0.201 и 0.059 соответственно (вместо 0.243, 0.188 и 0.055). Значения параметра β_m во второй, третьей и пятой строках табл. 2 скорректированы с учетом этого замечания.

Значения параметра β_m из табл. 2 в максимуме КТ представлены на рис. 2 в пространствах $\{\beta_m, |Dst|\}$, $\{\beta_m, MLT\}$ и $\{\beta_m, L_m\}$. Здесь приведены только результаты, которые получены в конце главной фазы бурь и относятся к ночной магнитосфере.

Для точек 14, 17 и 18, которые относятся к сектору 03–05 MLT, величины параметра β_m суще-

ственно завышены, поскольку во время главной фазы бурь депрессия магнитного поля в этом секторе незначительна. Для этих точек на рис. 2 используется параметр β_{md} .

На рис. 2а представлено распределение параметра β_m , отвечающее суммарной плотности энергии ионов $H^+ + O^+$, в пространстве $\{\beta_m, |Dst|\}$. По точкам 6, 11, 13, 14, 15, 16 и 18 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 2а):

$$\beta_m = 2.03 \times 10^{-4} |Dst|^{1.33}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.86$. Здесь Dst – в нТл.

Отметим, что в отличие от точек, представленных квадратами, точки 15 и 16 не включают низкоэнергичную компоненту КТ и, следовательно, величины параметра β_m для этих точек на рис. 2а занижены. Занижена также величина β_m для точки 11 (ионы H^+ интегрируются в ин-

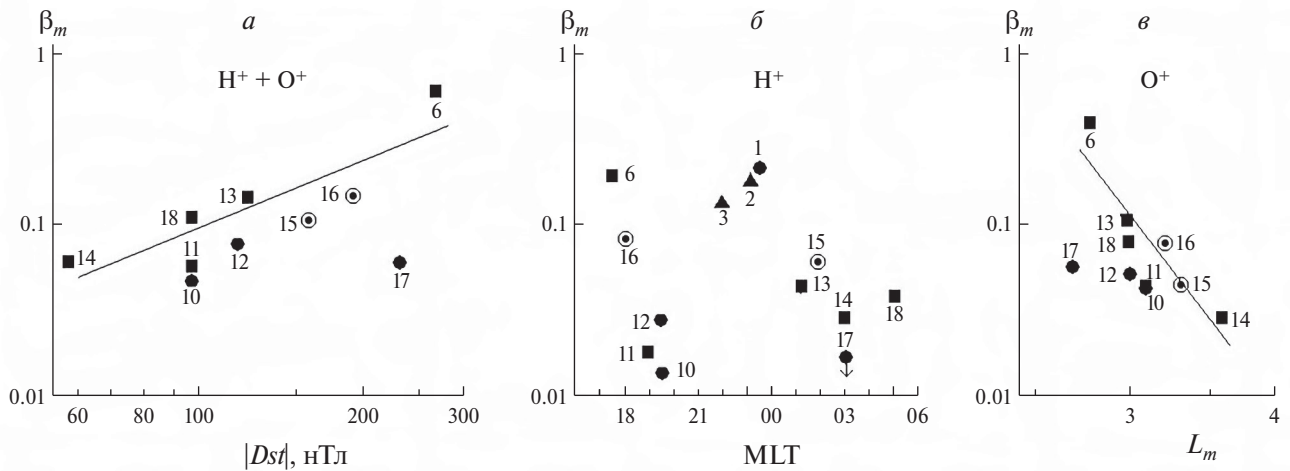


Рис. 2. Отношения плотности энергии ионов в максимуме КТ к локальному давлению магнитного поля (β_m) в зависимости от $|Dst|$ (а), MLT (б) и L_m (в). Тонкие линии – среднеквадратичные степенные аппроксимации этих данных.

тервале 10–570 кэВ, а ионы O^+ – в интервале 10–60 кэВ). С учетом этих обстоятельств, можно получить более сильную зависимость параметра β_m от $|Dst|$.

На рис. 2б представлено распределение параметра β_m для ионов H^+ в пространстве $\{\beta_m, MLT\}$. Это распределение, как и распределение на рис. 1б, очень нерегулярно. Точки 15 и 16, которые относятся к концу очень сложной и продолжительной (~17 ч) главной фазы сильной бури 17 марта 2015, отражают здесь симметричную компоненту КТ протонов (50–200 кэВ). Группа точек 10, 12 и 17 демонстрирует сильную асимметрию КТ в диапазоне 1–60 кэВ. Группа точек 11, 13 и 18, принадлежащих достаточно близким по интенсивности бурям, отражает небольшую асимметрию КТ в ночной полусфере для протонов, интегрированных в широком диапазоне энергии (1–600 кэВ).

На рис. 2в представлено распределение параметра β_m для ионов O^+ в пространстве $\{\beta_m, L_m\}$. По точкам 6, 11, 13, 14, 15, 16 и 18 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 2в):

$$\beta_m = 2.34 \times 10^3 L_m^{-9.1}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.86$. Учитывая, что по сравнению с точками, представленными квадратами, для точек 15 и 16 величины параметра β_m занижены (см. выше), можно получить еще более сильную зависимость параметра β_m от L_m .

Из рис. 1 и 2 видно также, что во время очень сильных бурь ионы с $E \sim 1–60$ кэВ могут проникать на $L < 3$, причем для ионов O^+ параметр β_m

может быть значительно больше, чем для ионов H^+ (точка 17). Аналогичное заключение получено для ионов H^+ с $E \sim 3–32$ кэВ и O^+ с $E \sim 16–64$ кэВ в результате измерений на ИСЗ TWINS во время главной фазы сильной бури 15 июля 2012 [Zeng et al., 2023].

3.3. Параметры кольцевого тока на $L > L_m$

На главной фазе бурь внутренняя кромка ионного КТ очень крутая: при уменьшении L от L_m до $L_m - \Delta L$ плотность энергии ионного КТ уменьшается на порядок величины при $\Delta L/L_m \sim 0.2–0.3$ (см., например, [Krimigis et al., 1985; McEntire et al., 1985; Hamilton et al., 1988; Greenspan and Hamilton, 2000; Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017; Keika et al., 2018]). В то же время, внешняя кромка КТ (при $L > L_m$) довольно пологая.

По результатам экспериментов, указанных в табл. 1, радиальные зависимости $w(L)$ плотности энергии ионов КТ при $L > L_m$ хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией (этот вопрос подробно разбирался в работе [Ковтюх, 2010]):

$$w(L) = w_0 \exp(-L/L_0).$$

Параметр w_0 характеризует интенсивность КТ, а параметр L_0 – крутизну его внешней кромки.

Вычисление параметров w_0 и L_0 КТ проводилось методом наименьших квадратов, по 4–7 точкам, для каждого экспериментального профиля $w(L)$. Для таких аппроксимаций коэффициенты корреляции R достаточно высоки и составляют от -0.81 до -0.99 , причем для большинства рассмотренных здесь измерений $R < -0.96$.

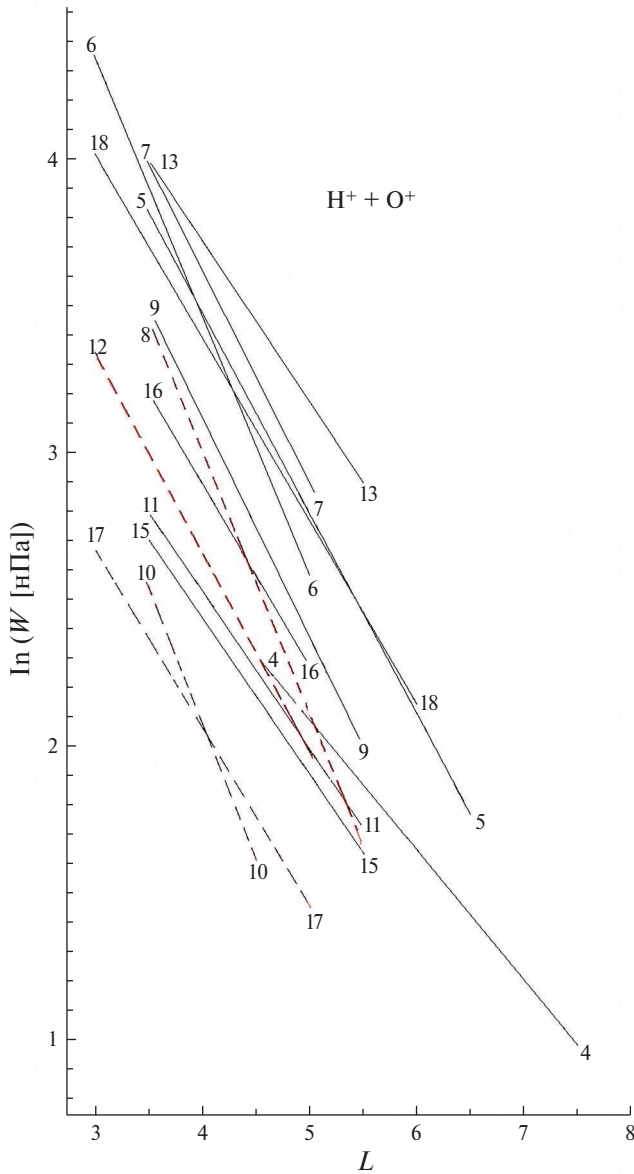


Рис. 3. Радиальные профили плотности энергии (w) ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ (тонкие линии) и с $E \sim 1-60$ кэВ (пунктирные линии) для внешней части КТ на главной фазе различных бурь.

На рис. 3 представлены, для примера, среднеквадратичные экспоненциальные аппроксимации зависимостей $\ln w$ от L на $L > L_m$ для суммарной плотности энергии ионов $H^+ + O^+$. На этом рисунке ионы с $E \sim 1-300$ кэВ представлены тонкими линиями, а ионы с $E \sim 1-60$ кэВ – пунктиром. Цифры в начале и в конце этих отрезков отвечают номерам строк в табл. 1.

Полностью результаты этих вычислений приведены в табл. 3. Строки в табл. 3 соответствуют строкам в табл. 1. Во втором и третьем столбцах

приведены интервалы L и MLT , для которых вычислялись эти параметры. В четвертом столбце приведены величины $|Dst|$, соответствующие этим измерениям. В остальных столбцах этой таблицы представлены значения параметров w_0 и L_0 для ионов $H^+ + O^+$ и отдельно для ионов H^+ и O^+ .

По данным, приведенным в [Yue et al., 2018] и отвечающим строке 14 в табл. 1 и 2, можно надежно определить параметры КТ в его максимуме, но на внешней кромке КТ его параметры определяются только с большими погрешностями; поэтому для этой бури параметры внешней кромки КТ не приводятся в табл. 3.

На рис. 4, 5 и 6 представлены распределения параметров w_0 и L_0 (из табл. 3) в зависимости от $|Dst|$, MLT и L_m . Эти распределения сильно зависят от энергетического диапазона ионов.

На этих рисунках приведены результаты, которые относятся к концу главной фазы бурь и были получены в вечернем и околополуночном секторах MLT . Для ионов с $E \sim 1-300$ кэВ такому критерию полностью удовлетворяют 6 точек: 2, 3, 11, 13, 15 и 16; к ним добавлена точка 6, полученная в конце гигантской бури 9 февраля 1986 в секторе 14–17 MLT . Для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ этому критерию полностью удовлетворяют 4 точки: 1, 10, 12 и 17; к ним добавлена точка 8, полученная ближе к середине главной фазы бури 17 марта 2013 в секторе 19.30–22.30 MLT (учитывается, что низкоэнергичная составляющая ионного КТ может формироваться раньше высокоэнергичной – см. раздел 4).

Положения точек на рис. 4–6 соответствуют средним значениям $|Dst|$ и MLT при пересечении спутниками внешней части КТ, а горизонтальные отрезки соответствуют изменениям $|Dst|$ и MLT в эти периоды измерений.

На рис. 4 и 5 представлены распределения параметров w_0 и L_0 для ионов $H^+ + O^+$.

На рис. 4а приведено распределение параметра w_0 в пространстве $\{w_0, |Dst|\}$. По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 4а):

$$w_0 = 0.20|Dst|^{1.40}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.53$. Здесь w_0 – в нПа, а Dst – в нТл. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 6–11%.

При этом надо учитывать, что для точек 15 и 16 на рис. 4 величины параметра w_0 занижены, поскольку эти точки, в отличие от точек, представленных квадратами, не включают низкоэнергичную компоненту КТ. Если исключить точки 15

Таблица 3. Параметры ионного КТ на $L > L_m$

	L	MLT	$ Dst $, нТл	w_0 , нПа ($H^+ + O^+$)	L_0 ($H^+ + O^+$)	w_0 , нПа (H^+)	L_0 (H^+)	w_0 , нПа (O^+)	L_0 (O^+)
1	3.5–5.0	23.30–0.30	57–60	–	–	118	2.55	–	–
2	3.5–5.0	21.30–23.00	158–171	–	–	230	2.14	–	–
3	3.5–5.0	19.30–22.00	53–83	–	–	66	2.94	–	–
4	4.5–7.5	10.40–12.20	49–51	72	2.28	22	2.83	65	1.74
5	3.5–6.5	15.40–17.40	69–73	496	1.46	337	1.58	326	1.27
6	3.0–5.0	14.00–17.00	259–266	1079	1.13	995	1.19	1880	0.95
7	3.5–5.0	3.00–4.30	38–69	652	1.39	–	–	–	–
8	3.5–5.5	19.30–22.30	66–86	673	1.13	19	3.47	1032	0.96
9	3.5–5.5	20.00–22.00	66–85	443	1.34	35	2.97	329	1.35
10	3.5–5.5	20.00–21.30	98–115	311	1.09	21	1.70	524	0.86
11	3.5–5.5	19.50–22.30	98–123	102	1.89	70	1.79	43	1.86
12	3.0–5.0	19.30–22.30	115–132	203	1.50	55	1.67	98	1.75
13	3.5–5.5	23.00–01.00	109–115	368	1.82	157	1.60	429	1.50
15	3.5–5.5	00.00–02.00	166–180	95	1.89	104	1.44	134	1.20
16	3.5–5.0	18.00–20.20	190–216	214	1.62	52	2.88	1614	0.74
17	3.0–5.0	00.00–02.00	198–233	87	1.66	–	–	–	–
18	3.0–6.0	05.00–07.00	88–98	348	1.61	100	1.86	508	1.18

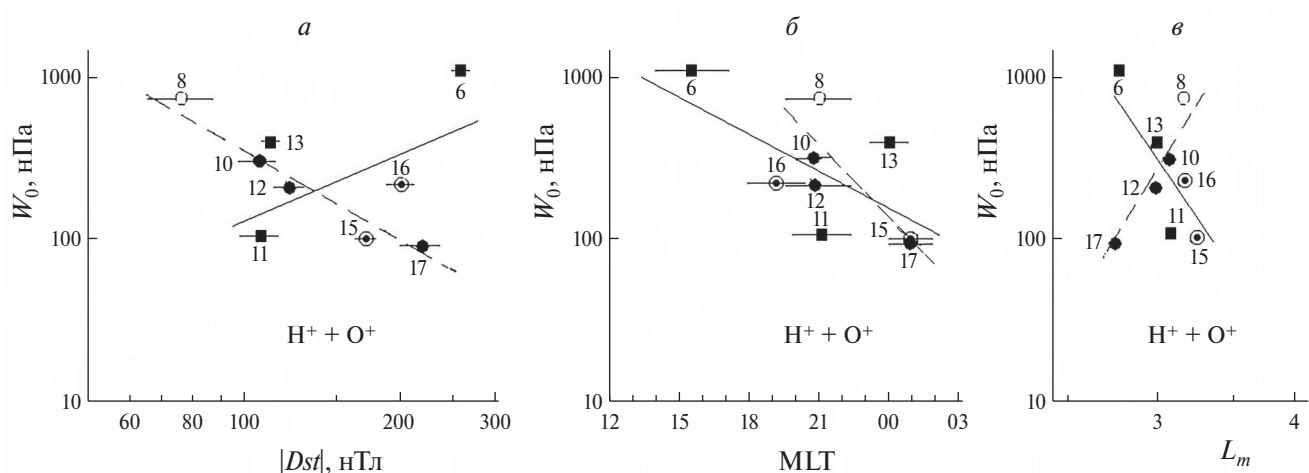


Рис. 4. Распределения параметра w_0 внешней кромки КТ в зависимости от $|Dst|$ (а), MLT (б) и L_m (в). Эти результаты относятся к плотности энергии ионов $H^+ + O^+$ и получены в конце главной фазы бурь (кроме точки 8). Тонкими линиями приведены среднеквадратичные степенные аппроксимации этих распределений для ионов малых (пунктир) и больших энергий.

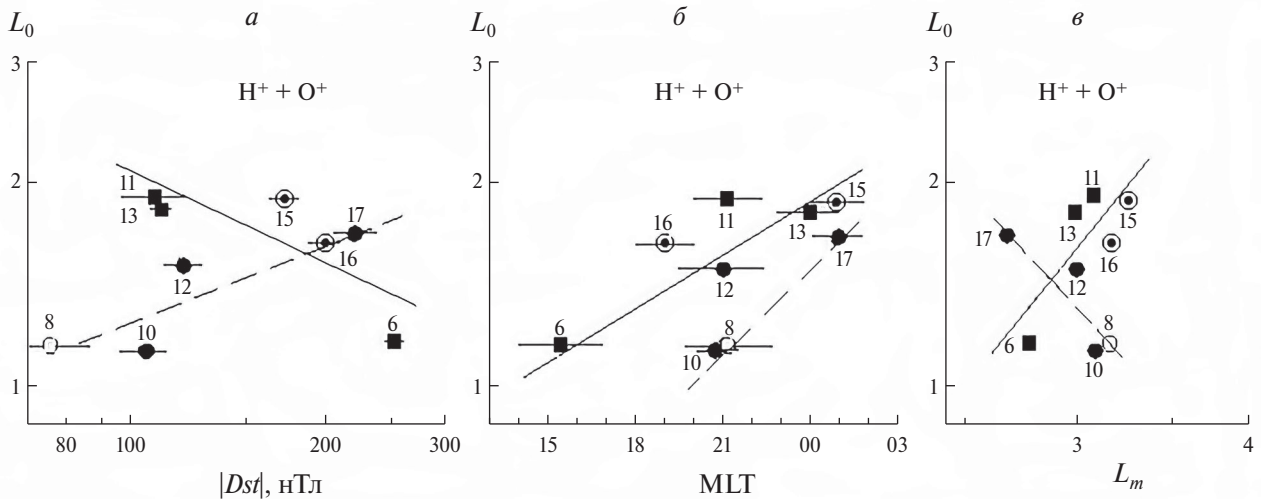


Рис. 5. Распределения параметра L_0 внешней части КТ в зависимости от $|Dst|$ (а), MLT (б) и L_m (в). Эти результаты относятся к плотности энергии ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ и получены в конце главной фазы бурь. Тонкими линиями приведены среднеквадратичные аппроксимации этих распределений.

и 16 из рис. 4а, для точек 6, 11 и 13 получаем зависимость $w_0 = 0.014 |Dst|^{2.0}$ с коэффициентом корреляции $R = 0.85$. Отметим также, что для ионов H^+ с $E \sim 1-300$ кэВ по точкам 2, 3, 6, 11 и 13 получаем зависимость $w_0 = 0.010 |Dst|^{2.0}$ с коэффициентом корреляции $R = 0.93$.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 4а):

$$w_0 = 5.0 \times 10^5 |Dst|^{-1.62}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.99$. Здесь w_0 выражено в нПа, а Dst – в нТл. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 8–13%.

Таким образом, чем сильнее буря, тем меньше доля низкоэнергичных ионов и больше доля высокоэнергичных ионов в полной плотности энергии КТ (средняя кинетическая энергия ионов увеличивается).

На рис. 4б представлено распределение параметра w_0 в пространстве $\{w_0, MLT\}$. Этот рисунок показывает, что для ионов $H^+ + O^+$ близких энергий величины параметра w_0 уменьшаются от вечернего к утреннему сектору MLT.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 4б):

$$w_0 = 1.07 \times 10^4 \exp(-MLT/5.52)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.69$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT – в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 6–11%. Если учесть, что для точек 15 и 16 значения параметра

w_0 несколько занижены (см. выше), наклон этой линии будет меньше.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 4б):

$$w_0 = 3.98 \times 10^5 \exp(-MLT/2.97)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.81$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT – в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 8–13%.

На рис. 4в представлено распределение параметра w_0 в пространстве $\{w_0, L_m\}$.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 4в):

$$w_0 = 2.20 \times 10^7 L_m^{-10.2}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.71$. Здесь w_0 – в нПа. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 6–11%. Если исключить точки 15 и 16, эта зависимость будет еще сильнее.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис 4в):

$$w_0 = 1.13 \times 10^{-3} L_m^{11.2}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.99$. Здесь w_0 – в нПа. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 8–13%.

Таким образом, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ параметр w_0 уменьшается, а для ионов с $E \sim 1-300$ кэВ увеличивается с уменьшением L_m , т.е. чем ближе

КТ подходит к Земле, тем меньше доля низкоэнергичных ионов и больше доля высокоэнергичных ионов в полной плотности энергии КТ (средняя кинетическая энергия ионов увеличивается).

На рис. 5а представлено распределение параметра L_0 в пространстве $\{L_0, |Dst|\}$. Из этого рисунка видно, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ в вечернем и околополуночном секторах MLT средняя величина параметра L_0 уменьшается, а для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ — увеличивается с увеличением $|Dst|$.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получена следующая аппроксимация (тонкая линия на рис. 5а):

$$L_0 = 17.9 |Dst|^{-0.47}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.81$. Здесь Dst — в нТл.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 5а):

$$L_0 = 5.4 |Dst|^{0.41}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.85$. Здесь Dst — в нТл.

На рис. 5б представлено распределение параметра L_0 в пространстве $\{L_0, MLT\}$. Этот рисунок демонстрирует сильную азимутальную асимметрию КТ на главной фазе бурь.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 5б):

$$L_0 = 0.63 \times \exp(MLT/20.1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.88$. Здесь MLT выражено в часах.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 5б):

$$L_0 = 0.25 \times \exp(MLT/13.1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.74$. Здесь MLT выражено в часах.

На рис. 5в представлено распределение параметра L_0 в пространстве $\{L_0, L_m\}$. Из этого рисунка видно, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ чем ближе КТ подходит к Земле, тем круче его внешняя кромка, а для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ — наоборот.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 5в):

$$L_0 = 8.8 \times 10^{-2} L_m^{2.61}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.77$.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 5в):

$$L_0 = 15.8 L_m^{-2.27}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.80$.

Если ионы H^+ и O^+ рассматривать отдельно, можно заключить, что параметры w_0 и L_0 коррелируют с Dst , MLT и L_m хуже, особенно для ионов O^+ . Для примера, на рис. 6 представлены распределения параметров w_0 и L_0 по MLT в конце главной фазы бурь, отдельно для ионов H^+ и O^+ в широком диапазоне энергии ($\sim 1-300$ кэВ).

По точкам 2, 3, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов H^+ (тонкая линия на рис. 6а):

$$w_0 = 2.63 \times \exp(MLT/6.1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.62$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT — в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек не превышает 12%.

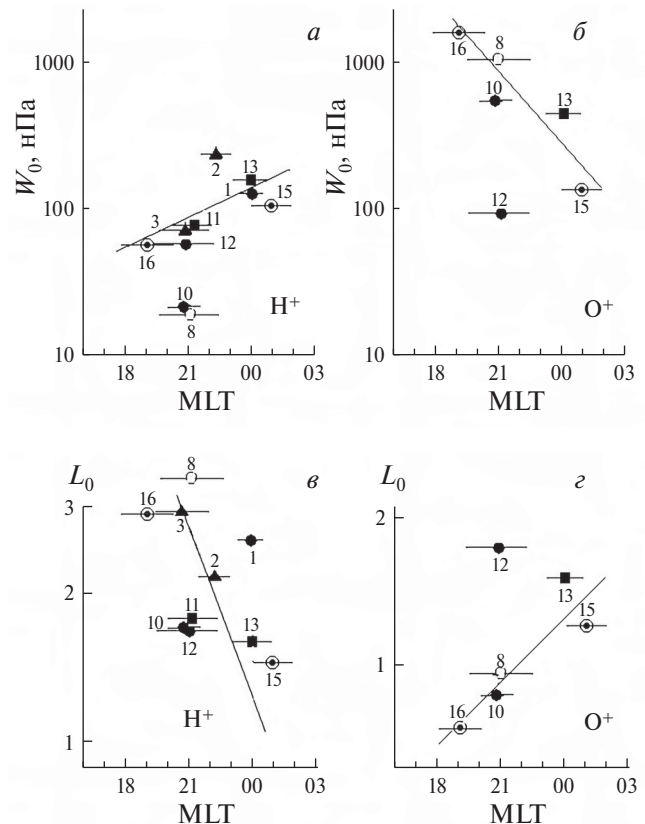


Рис. 6. Распределения по MLT параметров w_0 и L_0 , построенные отдельно для ионов H^+ и O^+ .

По точкам 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов O^+ (тонкая линия на рис. 6б):

$$w_0 = 2.62 \times 10^6 \exp(-MLT/2.6)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.88$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT – в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек не превышает 12%.

По точкам 2, 3, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов H^+ (тонкая линия на рис. 6в):

$$L_0 = 710 \times \exp(-MLT/3.8)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.88$. Здесь MLT выражено в часах.

По точкам 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов O^+ (тонкая линия на рис. 6з):

$$L_0 = 0.10 \times \exp(MLT/9.6)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.87$. Здесь MLT выражено в часах.

Рис. 6 показывает, что в секторе 18–03 MLT суточный ход параметров w_0 и L_0 имеет противоположные тренды для ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1–300$ кэВ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Область вблизи максимума кольцевого тока

На главной фазе бурь с $Dst < -50$ нТл основным механизмом, продвигающим всю массу частиц КТ во внутренние области геомагнитной ловушки, является конвекция, т.е. дрейф ионов КТ с сохранением первого (μ) и второго (K) адiabатических инвариантов под действием крупномасштабных магнитных и электрических полей (см., например, [Ebihara and Ejiri, 2003]).

При анализе развития КТ на главной фазе бурь нужно также учитывать суббуревые эффекты и быстрые вариации электрического и магнитного полей во внешних околополуночных областях геомагнитной ловушки, которые способствуют более эффективному ускорению и переносу ионов из плазменного слоя хвоста магнитосферы к КТ [Fu et al., 2002; Ganushkina et al., 2005; Gkioulidou et al., 2015; Thaller et al., 2015; Yang J. et al., 2016; Mitchell et al., 2018].

Экспериментальные данные показывают, что во время главной фазы бурь эти поля сильно варьируют (в диапазоне от минут до десятков минут), особенно во внешней части геомагнитной ловушки (см., например, [Yang et al., 2016]). Поэтому

реальные дрейфовые траектории отдельных частиц нерегулярны, и крупномасштабную конвекцию ионов КТ нужно рассматривать как усредненную по времени картину.

Вместе с тем, экспериментальные данные показывают, что глубокое проникновение частиц КТ в геомагнитную ловушку, на $L < 4$, и устойчивый захват их в этой области возможны только в периоды сильной конвекции горячей плазмы под действием крупномасштабных электрических полей на главной фазе бурь.

Математическое моделирование показывает (см., например, [Yang J. et al., 2016]), что Bursty Bulk Flows (BBF) и Plasma Sheet Bubbles (PSB), приходящие в область квазизахвата ($L \sim 6–10$) из хвоста магнитосферы во время главной фазы бурь, являются основным поставщиком частиц КТ, и в стандартных моделях конвекции эти локальные неоднородности горячей плазмы на периферии КТ адекватно учитываются в граничных потоках и спектрах $J(E)$ частиц (обычно в области геосинхронной орбиты).

Рассмотрим простую модель такой конвекции для ионов H^+ и O^+ , которые вносят основной вклад в плотность энергии частиц КТ на главной фазе бурь. Если не учитывать потери ионов, то при одинаковых энергиях и питч-углах (при одинаковых μ и K) дрейфовые траектории этих ионов идентичны.

В области ближнего плазменного слоя магнитосферного хвоста ионы дрейфуют к Земле в скрещенных магнитном и электрическом полях. Достигая геомагнитной ловушки, они продолжают дрейфовать к Земле и постепенно отклоняются к востоку, в утренний сектор, под действием электрических полей конвекции и коротации. В области квазидипольного и дипольного магнитного поля скорости магнитного дрейфа ионов направлены на запад и, при сохранении μ и K , эти скорости увеличиваются с приближением ионов к Земле, а скорости их электрического дрейфа уменьшаются.

В результате, отношение скоростей магнитного и электрического дрейфов иона с определённой величиной μ увеличивается, и в какой-то точке утреннего сектора магнитный дрейф пересиливает электрический; в этой точке ионы начинают дрейфовать на запад, продолжая увеличивать свою энергию. В вечернем секторе они достигают максимальных энергий, а затем дрейфуют к полуденному сектору, теряя при этом свою энергию, и под действием электрических полей конвекции и коротации разворачиваются на восток.

Проводя рассмотрение в экваториальной плоскости, для ионов с экваториальным питч-углом $\alpha_0 \sim 90^\circ$, будем полагать, для простоты, что в области $L_m \sim 2.5-3.5$ магнитное поле близко к дипольной конфигурации ($B \propto L^{-3}$). В отличие от электрического поля, приближение магнитного поля в ловушке к реальной конфигурации мало меняет картину дрейфа ионов (и результаты математического моделирования КТ) во время бурь (см., например, [Menz et al., 2019a]).

Можно предположить, что параметр L_m КТ на главной фазе бурь соответствует точке разворота дрейфовых траекторий ионов с некоторым средним значением $\bar{\mu}$. В этой точке скорости электрического и магнитного дрейфов ионов H^+ и O^+ (см., например, [Roederer, 1970]) направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются:

$$32k|\mathbf{E}|L_m^3 + 464L_m \approx 472 \times 10^3 \bar{\mu} L_m^{-1}, \quad (1)$$

где $|\mathbf{E}|$ (мВ/м) – напряженность электрического поля конвекции вблизи максимума КТ, коэффициент k определяет азимутальную проекцию вектора \mathbf{E} ($k \sim 0.5-1.0$) и $\bar{\mu}$ (кэВ/нТл) – средняя величина первого адиабатического инварианта ионов КТ. В левой части уравнения (1) стоит скорость дрейфа ионов на восток под действием электрических полей конвекции и коротации, в правой части – скорость магнитного дрейфа ионов на запад (в м/с).

Согласно таким представлениям, на главной фазе бурь для любых ионов КТ с одинаковыми энергиями и с $Q_i = +1$ (в частности, для ионов H^+ и O^+) максимумы их плотности энергии должны быть близки по L , что подтверждается многими измерениями [Krimigis et al., 1985; McEntire et al., 1985; Stüdemann et al., 1986; Hamilton et al., 1988; Kozyra et al., 2002; Greenspan and Hamilton, 2002; Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017; Keika et al., 2018; Yue et al., 2018, 2019]. Из уравнения (1) видно также, что при уменьшении энергии ионов КТ (при уменьшении $\bar{\mu}$) значение L_m уменьшается, что соответствует рис. 1а.

На главной фазе бурь величина Dst прямо пропорциональна интегралу напряженности электрического поля $|\mathbf{E}|$ по времени; после усреднения по 17 бурям с амплитудой от -100 до -470 нТл было получено следующее соотношение [Burke et al., 2007]:

$$Dst = 7.3 - 24.1 \int_0^T |\mathbf{E}| dt, \quad (2)$$

где Dst – в нТл, \mathbf{E} – в мВ/м и T – в часах.

Для сильных бурь постоянной 7.3 (нТл) в правой части уравнения (2) можно пренебречь, а интеграл заменить средним значением $\langle |\mathbf{E}| \rangle$, умноженным на T (см. рис. 3 в [Burke et al., 2007]):

$$Dst \approx -24.1 |\mathbf{E}| T. \quad (2a)$$

В [Burke et al., 2007] величина $|\mathbf{E}|$ находилась путем деления разности потенциалов поперек полярной шапки на поперечный размер магнитосферы; в результате было получено среднее значение $\langle |\mathbf{E}| \rangle \sim 1$ мВ/м. Однако по данным ИСЗ CRRES [Wygant et al., 1998; Burke et al., 1998; Korth et al., 2000; Garner et al., 2004], Akebono [Nishimura et al., 2006, 2007] и Van Allen Probes [Thaller et al., 2015], вблизи максимума КТ (на $L \sim 3-4$), на главной фазе сильных бурь величина $|\mathbf{E}|$ в вечернем и околополуночном секторах MLT может достигать $\sim 2-10$ мВ/м.

Так, во время бури 24 марта 1991 ($\max|Dst| = 298$ нТл) электрическое поле конвекции проникало до $L \sim 2$ и достигало 8 мВ/м, а на $L > 4$ оно не превышало 1–2 мВ/м; в конце главной фазы этой бури максимальная депрессия магнитного поля в ловушке, связанная с КТ, локализовалась на $L = 2.4$ – там же, где и максимум электрического поля [Wygant et al., 1998]. На главной фазе этой бури такие большие электрические поля держались несколько часов и могли инжектировать ионы с $L = 8$ на $L = 2.4$; при этом ионы могут ускоряться от 1–5 кэВ до 300 кэВ.

Эти экспериментальные результаты объясняются двумя взаимосвязанными физическими эффектами вблизи максимума КТ, которые присущи конвекции на главной фазе сильных бурь: Subauroral Polarization Streams – SAPS (см., например, [Garner et al., 2004]) и Subauroral Ion Drifts – SAID (см., например, [Wang et al., 2021]).

Поэтому для области максимума КТ коэффициент в правой части уравнения (2a) нужно уменьшить; при уменьшении его в 6 раз уравнение (1) приобретает следующий вид:

$$8 \frac{k}{T} |Dst| L_m^4 + 464 L_m^2 - 472 \times 10^3 \bar{\mu} \approx 0. \quad (3)$$

Это уравнение имеет единственное положительное решение:

$$L_m \approx \left(\frac{\sqrt{59 \times 10^3 \bar{\mu} T / k |Dst| + (29 T / k |Dst|)^2} - 29 T / k |Dst|}{-29 T / k |Dst|} \right)^{0.5}. \quad (4)$$

Величина $\bar{\mu}$ примерно соответствует максимуму дифференциальной плотности энергии ионов

КТ. По данным ИСЗ Van Allen Probes, для ионов H^+ и O^+ этот максимум отвечает $\bar{\mu} \sim 0.05\text{--}0.07$ кэВ/нТл (см., например, [Menz et al., 2017; Keika et al., 2018]).

Почти для всех рассмотренных здесь бурь время от начала бури до момента измерений КТ на главной фазе бури укладывается в диапазон $T \sim 2\text{--}12$ ч; из этого диапазона выпадает только буря в феврале 1986 (строка 6 в табл. 1), для которой $T \sim 23$ ч.

Первое слагаемое под радикалом в правой части выражении (4) значительно превышает второе при $|Dst| \sim 100\text{--}300$ нТл, $T \sim 2\text{--}12$ ч (обычно при увеличении $|Dst|$ параметр T также увеличивается) и $\bar{\mu} \sim 0.05\text{--}0.07$ кэВ/нТл. Поэтому выражение (4) можно существенно упростить:

$$L_m \approx \left(\sqrt{59 \times 10^3 \bar{\mu} T / k |Dst|} - 29 T / k |Dst| \right)^{0.5}. \quad (5)$$

Полученный результат отвечает тому, что при рассматриваемых здесь величинах L_m , $|Dst|$ и $\bar{\mu}$ скорость магнитного дрейфа однозарядных ионов значительно превышает скорость коротации, но при этом коротация играет свою важную роль в общем балансе дрейфовых скоростей ионов.

Этот результат иллюстрирует рис. 7, который построен для $\bar{\mu} = 0.07$ кэВ/нТл, $T = 10$ ч и $k = 0.75$. На этом рисунке тонкой линией представлено выражение (4), а толстой линией – выражение (5); видно, что эти линии очень близки друг к другу, а в диапазоне $|Dst| \sim 100\text{--}300$ нТл они практически идентичны. Пунктиром на этом рисунке приведена также кривая, которая получается при тех же

значениях параметров $\bar{\mu}$, T и k , если полностью пренебречь коротацией ионов КТ (второй член в уравнении (3) приравнять к нулю):

$$L_m \approx \left(59 \times 10^3 \bar{\mu} T / k \right)^{0.25} |Dst|^{-0.25}. \quad (6)$$

Во внешней области КТ (на $L > L_m$), влияние коротации на картину конвекции ионов КТ возрастает с ростом L . Во время главной фазы бурь коротация способствует замыканию дрейфовых траекторий ионов в асимметричные петли кольцевого тока.

На рис. 1а толстыми кривыми представлены зависимости $L_m(|Dst|)$, вычисленные по формуле (5) для $k = 1$: нижняя кривая отвечает $\bar{\mu} = 0.05$ кэВ/нТл и $T = 2$ ч, а верхняя кривая отвечает $\bar{\mu} = 0.07$ кэВ/нТл и $T = 12$ ч. Эти кривые соответствуют минимальным и максимальным значениям параметра L_m в нашей модели (в рассматриваемых здесь диапазонах величин $\bar{\mu}$ и T).

Экспериментальная зависимость $L_m(|Dst|)$ находится примерно в середине диапазона, ограниченного на рис. 1а толстыми кривыми. Этот диапазон определяется, в основном, шириной интервала для параметра T . При увеличении $|Dst|$ экспериментальные значения L_m удаляются от нижней границы этого диапазона ($T = 2$) и приближаются к верхней его границе ($T = 12$) – в соответствии с тем, что для большей части рассмотренных здесь бурь среднее значение параметра T увеличивается при увеличении $|Dst|$.

Кроме того, для точек 15 и 16 на рис. 1 величины параметра L_m могут быть несколько завышены: эти точки относятся к более узкому диапазону энергии (50–200 кэВ). С учетом этого обстоятельства, экспериментальная зависимость $L_m(|Dst|)$ для ионов с $E \sim 1\text{--}300$ кэВ на рис. 1 становится круче, наклон ее приближается к наклону кривой для низкоэнергичной компоненты КТ и к наклону расчетных кривых на рис. 1а.

Рассмотренная здесь простая модель конвекции позволяет понять также рис. 1б; она отвечает нашей гипотезе о том, что уже к концу главной фазы каждой бури параметр L_m КТ ионов практически не зависит от MLT в широкой области ночной магнитосферы. Эта модель проясняет и другой полученный здесь результат: слабость зависимости β_m (MLT) на рис. 2б. Эти результаты можно объяснить тем, что в отличие от сильной асимметрии КТ в области $L > L_m$, где доминирует электрический дрейф ионов и асимметрия магнитосферы велика, в узкой области КТ вблизи его максимума асимметрия магнитосферы по MLT

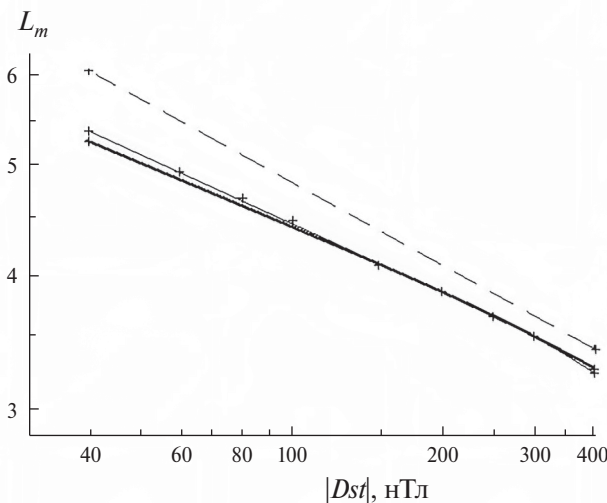


Рис. 7. Сравнение выражений (4) и (5), полученных для простой модели конвекции ионов КТ (см. текст).

значительно меньше и доминирует магнитный дрейф ионов на запад. Эта гипотеза подтверждается многочисленными работами по компьютерному моделированию КТ (см., например, [Ebihara and Ejiri, 2003; Ganushkina et al., 2005; Jordanova et al., 2010; Menz et al., 2017]).

Вместе с тем, для объяснения рис. 1 и 2, особенно рис. 2в, рассмотренную здесь модель механизма конвекции ионов КТ необходимо дополнить следующим граничным условием: чем сильнее буря, тем больше должна быть плотность энергии ионов в источниках КТ.

В самом деле, при дрейфе ионов с сохранением μ энергия E приэкваториальных частиц увеличивается как μV . При этом интервал $\Delta\mu$, отвечающий фиксированному прибором на спутнике интервалу ΔE ионов, сдвигается к меньшим значениям μ . Кроме того, при отсутствии значительных потерь энергии частиц, потоки ионов (J) соответствующих энергий ($\mu = const$) вдоль их дрейфовых траекторий изменяются в соответствии с теоремой Лиувилля ($J/B = const$).

Поэтому плотность энергии ионов w в фиксированном интервале ΔE должна увеличиваться при уменьшении L ; крутизна этой зависимости тем больше, чем круче граничный энергетический спектр $J(E)$ ионов (в их источнике). В результате, для дипольного магнитного поля (при $L_m < 3.5$), и для степенной аппроксимации граничного дифференциального энергетического спектра потоков ионов ($J \propto E^{-\gamma}$) получаем следующую зависимость: $w_m \propto B^{\gamma+1}$, где $B = B(L_m)$ в экваториальной плоскости, или $w_m \propto L_m^{-3(\gamma+1)}$.

В диапазоне $\mu \sim 0.01-0.2$ кэВ/нТл, которому соответствуют ионы с $E \sim 10-300$ кэВ на $L \sim 3.0-3.5$, усреднённый спектр ионов O^+ в области плазменного слоя магнитосферного хвоста, примыкающей к КТ, имеет показатель $\gamma \sim 1$ (см., например, рис. 6 в [Gloeckler and Hamilton, 1987]), и для ионов КТ получаем зависимость $w_m \propto B^2$, которая соответствует $\beta_m = const$. Учет энергетических потерь ионов и уточнение других сделанных здесь упрощений приводит лишь к уменьшению β_m .

Таким образом, более глубокое проникновение горячей плазмы, особенно ионов O^+ , в геомагнитную ловушку и развитие сильных бурь поддерживается не только более сильным электрическим полем конвекции, но обеспечивается также горячей плазмой с большей плотностью энергии в источнике. Аналогичный вывод был сделан ранее по данным ИСЗ CRRES, в сравнении их с результатами математического моделирования КТ (см., например, [Kozyra et al., 1998, 2002; Ebihara and Ejiri, 2003]).

4.2. Кольцевой ток на $L > L_m$

Рис. 4–6 свидетельствуют, что внешняя область ионного КТ асимметрична по MLT, причем зависимости параметров w_0 и L_0 КТ от $|Dst|$, MLT и L_m для ионов H^+ и O^+ , а также для ионов малых ($E < 60$ кэВ) и больших энергий принципиально различаются.

Рис. 4а показывает, что в конце главной фазы бурь вклад ионов с $E < 60$ кэВ в плотность энергии КТ уменьшается при увеличении $|Dst|$, а вклад ионов более высоких энергий систематически увеличивается. Этот результат проявляется также на рис. 4в. Такой эффект можно связать с тем, что ионы с более высокими значениями μ отклоняются магнитным полем ловушки на запад при более высоких значениях L (см. раздел 4.1) и могут продрейфовать на меньшие L только в результате радиальной диффузии, роль которой возрастает по мере увеличения силы бури и продолжительности ее главной фазы.

Эти результаты корреспондируют с заключением, сделанным ранее по измерениям на ИСЗ Van Allen Probes: в начале главной фазы сильных бурь основной вклад в плотность энергии КТ вносят ионы с $E \sim 20-80$ кэВ, а к концу главной фазы этот интервал расширяется в сторону более высоких энергий и доля протонов с $E \sim 100-300$ кэВ в полной плотности энергии КТ увеличивается (см., например, [Zhao et al., 2015, Keika et al., 2018]).

Рис. 4в и 5в показывают, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ уменьшение параметра L_m сопровождается систематическим увеличением параметра w_0 и уменьшением параметра L_0 . Эти результаты демонстрируют противостояние магнитного поля Земли экспансии КТ на главной фазе бурь (диамагнетизм горячей плазмы).

Из рис. 5а и 5в видно, что для суммы ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ чем больше $|Dst|$ и меньше параметр L_m в конце главной фазы бурь, тем меньше параметр L_0 . Эти результаты могут свидетельствовать о том, что для более сильных бурь внешние магнитные трубки геомагнитной ловушки в вечернем и околополуночном секторах сильнее вытягиваются в сторону хвоста магнитосферы; при этом внешняя граница ловушки приближается к Земле.

На рис. 4б, 5б и 6 проявляется асимметрия внешней области КТ по MLT.

Из рис. 4б и 5б видно, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-60$ кэВ асимметрия параметров КТ по MLT больше, чем для ионов с $E \sim 1-300$ кэВ.

По аппроксимационным зависимостям параметров w_0 и L_0 от MLT, приведенным на рис. 6, мы вычислили средние величины плотности

энергии $\langle w \rangle$ ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ в секторе 18–24 MLT. Согласно нашим расчетам, при увеличении MLT от 18 до 24 ч величина $\langle w \rangle$ для ионов H^+ уменьшается от 26.4 до 5.9 нПа (в 4.5 раза) на $L = 4$, от 22.5 до 2.7 нПа (в 8.3 раза) на $L = 5$ и от 19.2 до 1.2 нПа (в 16 раз) на $L = 6$; для ионов O^+ эта величина, напротив, увеличивается от 5.6 до 9.8 нПа (в 1.75 раза) на $L = 4$, от 1.2 до 4.2 нПа (в 3.5 раза) на $L = 5$ и от 0.26 до 1.86 нПа (в 7.15 раз) на $L = 6$.

Таким образом, для ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ зависимости величины $\langle w \rangle$ от MLT в секторе 18–24 MLT имеют противоположные тренды, причем для ионов O^+ на $L = 4$ эта зависимость очень слабая. При увеличении L от 4 до 6 эти зависимости значительно усиливаются. Эти результаты свидетельствуют, что ионы H^+ концентрируются около 18 MLT, а ионы O^+ – около 24 MLT.

Согласно нашим расчетам, при увеличении MLT от 18 до 24 ч отношение $\langle w_{O^+} \rangle / \langle w_{H^+} \rangle$ увеличивается от 0.21 до 1.64 (в 7.8 раз) на $L = 4$, от 0.05 до 1.57 (в 31.4 раз) на $L = 5$ и от 0.01 до 1.52 (в 152 раза) на $L = 6$. При 18 MLT доминируют ионы H^+ (особенно сильно – на больших L), а при 24 MLT – ионы O^+ .

Для наглядности, результаты этих расчетов представлены на рис. 8 в виде векторов. Начало каждого вектора соответствует 18 MLT, а его конец (стрелка) – 24 MLT. Левая шкала соответствует величинам $\langle w_{H^+} \rangle$ и $\langle w_{O^+} \rangle$, а правая – величинам отношения $\langle w_{O^+} \rangle / \langle w_{H^+} \rangle$. Толстые, тонкие и пунктирные векторы отвечают $L = 4, 5$ и 6 соответственно.

Поскольку, согласно рис. 8, для ионов O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ величина $\langle w \rangle$ превышает эту величину для ионов H^+ только в узком околополночном секторе, суточный тренд для суммарной плотности энергии ионов H^+ и O^+ определяется ионами H^+ . При этом, для ионов $H^+ + O^+$ асимметрия КТ меньше, чем для ионов H^+ : при увеличении MLT от 18 до 24 ч величина $\langle w \rangle$ для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ уменьшается от 31.9 до 15.6 нПа (в 2.0 раза) на $L = 4$, от 23.7 до 7.0 нПа (в 3.4 раза) на $L = 5$ и от 19.5 до 3.1 нПа (в 6.3 раза) на $L = 6$.

Такой же вывод для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ получаем по вычислениям величин $\langle w \rangle$ с использованием рис. 4б и 5б. Однако для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-60$ кэВ получаем гораздо более слабые зависимости величины $\langle w \rangle$ от MLT: при увеличении MLT от 18 до 24 ч эта величина изменяется от 16.2 до 9.5 нПа (в 1.7 раза) на $L = 4$, от 5.9 до 5.0 нПа (в 1.2 раза) на $L = 5$ и от 2.06 до 2.54 нПа (в 0.8 раза) на $L = 6$.

Эти эффекты (рис. 6 и 8) связаны, прежде всего, с различиями источников и потерь ионов H^+ и O^+ КТ. Ионы O^+ имеют ионосферное происхождение и первоначально они ускоряются до ~ 10 кэВ в авроральной области магнитосферы, а ионы H^+ имеют, в основном, солнечное происхождение и накануне бури они накапливаются в более удаленных от Земли областях плазменного слоя магнитосферного хвоста. Дрейфуя к Земле на главной фазе бурь, ионы H^+ достигают более высоких, по сравнению с ионами O^+ , средних энергий, обеспечивая себе, тем самым, более продолжительное время жизни в геомагнитной ловушке.

Детальный анализ распределений, представленных на рис. 4–6, требует также учета и других физических процессов, действующих на главной фазе бурь, таких как суббуревая активность магнитосферы. Суббури развиваются в околополночном секторе магнитосферы, и на ионы O^+ они оказывают гораздо большее влияние, чем на протоны. Суббури являются одной из основных причин разброса точек на рис. 4–6 и отклонений этих точек от общих закономерностей.

Помимо ионизационных потерь и потерь при взаимодействии ионов с волнами, на главной фазе бурь во внешней области КТ, при $L > 5-6$, есть также потери частиц, дрейфующих вокруг Земли, на магнитопаузе, которые связаны со сжатием магнитосферы и сильным южным ММП (см., например, [Kozyra et al., 2002; Ebihara and Ejiri., 2003; Keika et al., 2005]); чем ближе к полуночному сектору, тем ближе к Земле проявляется

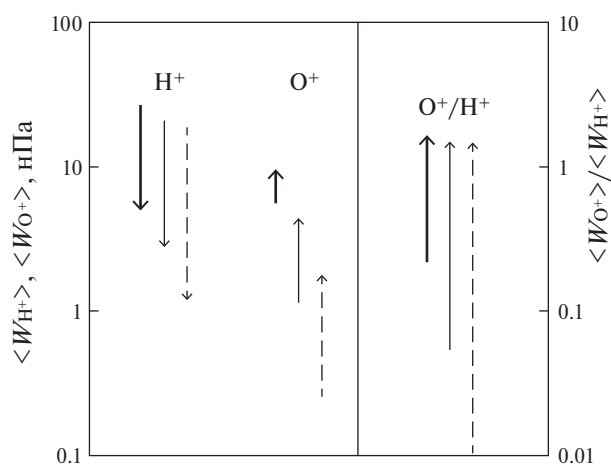


Рис. 8. Изменения средних величин плотности энергии $\langle w_{H^+} \rangle$ и $\langle w_{O^+} \rangle$ (левая часть рисунка) и отношения $\langle w_{O^+} \rangle / \langle w_{H^+} \rangle$ (правая часть рисунка) при увеличении MLT от 18 до 24 ч. Начало каждого вектора соответствует 18 MLT, а его конец (стрелка) – 24 MLT. Толстые, тонкие и пунктирные векторы соответствуют $L = 4, 5$ и 6 .

этот эффект. На наших распределениях наиболее сильного воздействия этого механизма можно было бы ожидать для точки 6, которая относится к сектору 14–17 MLT и получена в конце главной фазы гигантской бури в феврале 1986. Однако точка 6 относится к внутренней области ловушки ($L = 3–5$); радиальный профиль $w(L)$ на $L > 5$ был намного круче, чем на $L = 3–5$ (см. рис. 7 в [Hamilton et al., 1988]).

Кроме того, при глубоком внедрении КТ в геомагнитную ловушку на главной фазе очень сильных бурь с продолжительной главной фазой асимметрия КТ по MLT может быть значительно меньше, чем для более слабых бурь (особенно в окрестности максимума КТ). Эта гипотеза подтверждается наземными данными о буревых вариациях геомагнитного поля на приэкваториальных широтах (см., например, [Li et al., 2011]). Такой эффект можно связать с тем, что радиальная диффузия частиц к Земле под действием флуктуаций электрического и магнитного полей, приводящая к бетатронному ускорению ионов, на главной фазе сильных бурь идет быстрее и эффективней, чем во время более слабых бурь. Во время главной фазы очень сильных бурь ионы КТ, дрейфуя к Земле с сохранением μ и K , могут достигать меньших L и гораздо более высоких энергий, при которых значительная часть этих ионов выходит из-под контроля конвекции, и магнитный дрейф вокруг Земли становится для них доминирующим (симметричная часть КТ).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построенные здесь распределения дают достаточно полное количественное описание структуры и динамики КТ ионов H^+ и O^+ на главной фазе магнитных СМЕ-бурь.

В результате нашего анализа было установлено, что в ночной полусфере магнитосферы (от 18 до 03 MLT) параметр L_m практически не зависит от MLT уже к концу главной фазы бурь. Это можно связать с тем, что в узкой внутренней области КТ вблизи его максимума доминирует магнитный дрейф ионов и асимметрия магнитного поля значительно меньше, чем в области внешней кромки КТ, где доминирует электрический дрейф ионов.

С учетом магнитного эффекта КТ вычислены соотношения плотностей энергии ионов и магнитного поля в максимуме КТ (β). Установлено, что для ионов O^+ с $E \sim 1–300$ кэВ параметр β увеличивается с уменьшением L_m как L_m^{-9} . Этот результат показывает, что для более глубокого проникновения горячей плазмы в геомагнитную

ловушку необходимо не только более сильное электрическое поле конвекции, но и значительное предварительное накопление и ускорение ионов (особенно ионов O^+) в источниках КТ.

За максимумом КТ, на $L > L_m$, форма радиальных профилей плотности энергии ионного КТ хорошо описывается функцией $w(L) = w_0 \exp(-L/L_0)$. Показано, что на главной фазе бурь эта область КТ сильно асимметрична по MLT и её параметры для ионов малых ($E < 60$ кэВ) и более высоких энергий, а также для ионов H^+ и O^+ , по-разному зависят от $|Dst|$, MLT и L_m .

Установлено, что для ионов $H^+ + O^+$ разных энергий параметр w_0 зависит от $|Dst|$ и L_m по-разному: в конце главной фазы бурь для ионов с $E \sim 1–300$ кэВ он коррелирует с $|Dst|$ и антикоррелирует с L_m , а для ионов с $E \sim 1–60$ кэВ — наоборот, т.е. чем сильнее буря и меньше L_m , тем меньше доля ионов малых энергий и больше доля более энергичных ионов в полной плотности энергии КТ (средняя энергия ионов увеличивается). Такой эффект можно связать с возрастанием роли радиальной диффузии ионов к Земле по мере увеличения силы бури и продолжительности её главной фазы.

Показано, что для ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1–300$ кэВ в секторе 18–24 MLT зависимости средних величин плотности энергии w от MLT противоположны друг другу и при увеличении L от 4 до 6 эти зависимости значительно усиливаются. Установлено, что ионы H^+ концентрируются около 18 MLT, а ионы O^+ — около 24 MLT; при 18 MLT доминируют ионы H^+ (особенно сильно — на больших L), а при 24 MLT — ионы O^+ .

Вся совокупность приведенных здесь распределений параметров кольцевого тока свидетельствует, что на главной фазе бурь полная энергия ионов КТ увеличивается тем больше, чем сильнее буря, и это увеличение происходит не столько за счет продвижения внутренней кромки КТ к Земле, сколько благодаря возрастанию потоков и средних энергий ионов КТ на $L > L_m$. Такой эффект должен приводить к более продолжительному распаду ионного КТ на фазе восстановления более сильных бурь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ковтюх А.С. Радиальный профиль давления буревоего кольцевого тока как функция D_{st} // Космические исследования. Т. 48. № 3. С. 218–238. 2010. (Kovtyukh A.S. Radial profile of pressure in a storm ring current as a function of D_{st} // Cosmic Res. V. 48. № 3. P. 211–231. 2010. <https://doi.org/10.1134/S0010952510030032>)

- *Anderson R.R., Gurnett D.A.* Plasma wave observations near the plasmapause with the S⁻ A satellite // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 22. P. 4756–4764. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i022p04756>
- *Burke W.J., Maynard N.C., Hagan M.P., Wolf R.A., Wilson G.R., Gentile L.C., Gussenhoven M.S., Huang C.Y., Garner T.W., Rich F.J.* Electrodynamics of the inner magnetosphere observed in the dusk sector by CRRES and DMSF during the magnetic storm of June 4–6, 1991 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 103. № 12. P. 29399–29418. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA02197>
- *Burke W.J., Gentile L.C., Huang C.Y.* Penetration electric fields driving main phase *Dst*, *J. Geophys. Res. – Space.* V. 112. № 7. ID A07208. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012137>
- *Cahill L.J., Jr., Lee Y.C.* Development of four magnetic storms in February 1972 // *Planet. Space Sci.* V. 23. № 9. P. 1279–1292. 1975. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(75\)90151-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(75)90151-8)
- *Daglis I.A., Thorne R.M., Baumjohann W., Orsini S.* The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay // *Rev. Geophys.* V. 37. № 4. P. 407–438. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999RG900009>
- *Ebihara Y., Ejiri M.* Numerical simulation of the ring current: Review // *Space Sci. Rev.* V. 105. № 1–2. P. 377–452. 2003. <https://doi.org/10.1023/A:1023905607888>
- *Frank L.A.* On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 72. № 15. P. 3753–3767. 1967. <https://doi.org/10.1029/JZ072i015p03753>
- *Fritz T.A., Smith P.H., Williams D.J., Hoffman R.A., Cahill L.J., Jr.* Initial observations of magnetospheric boundaries by Explorer 45 (S³) / *Correlated Interplanetary and Magnetospheric Observations*. Ed. D.E. Page / *Astrophys. Space Sci.* L. V. 42. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Co., pp. 485–506. 1974. https://doi.org/10.1007/978-94-010-2172-2_31
- *Fu S.Y., Zong Q.G., Fritz T.A., Pu Z.Y., Wilken B.* Composition signatures in ion injections and its dependence on geomagnetic conditions // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 107. № 10. ID 1299. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA002006>
- *Ganushkina N.Y., Pulkkinen T.I., Fritz T.A.* Role of substorm-associated impulsive electric fields in the ring current development during storms // *Ann. Geophys.* V. 23. № 2. P. 579–591. 2005. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-579-2005>
- *Garner T.W., Wolf R.A., Spiro R.W., Burke W.J., Fejer B.G., Sazykin S., Roeder J.L., Hairston M.R.* Magnetospheric electric fields and plasma sheet injection to low L-shells during the 4–5 June 1991 magnetic storm: Comparison between the Rice Convection Model and observations // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 109. № 2. ID A02214. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA010208>
- *Gkioulidou M., Ohtani S., Mitchell D.G., Ukhorskiy A.Y., Reeves G.D., Turner D.L., Gjerloev J.W., Nosé M., Koga K., Rodriguez J.V., Lanzerotti L.J.* Spatial structure and temporal evolution of energetic particle injections in the inner magnetosphere during the 14 July 2013 substorm event // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 120. № 3. P. 1924–1938. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020872>
- *Gloeckler G., Wilken B., Stüdemann W., Ipavich F.M., Hovestadt D., Hamilton D.C., Kremser G.* First composition measurement of the bulk of the storm-time ring current (1 to 300 keV/e) with AMPTE-CCE // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 325–328. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00325>
- *Gloeckler G., Hamilton D.C.* AMPTE ion composition results // *Phys. Scripta.* V. T18. P. 73–84. 1987. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1987/T18/009>
- *Greenspan M.E., Hamilton D.C.* A test of the Dessler-Parker-Sckopke relation during magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 105. № 3. P. 5419–5430. 2000. <https://doi.org/10.1029/1999JA000284>
- *Greenspan M.E., Hamilton D.C.* Relative contributions of H⁺ and O⁺ to the ring current energy near magnetic storm maximum // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 107. № 4. ID 1043. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000155>
- *Hamilton D.C., Gloeckler G., Ipavich F.M., Stüdemann W., Wilken B., Kremser G.* Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 93. № 12. P. 14343–14355. 1988. <https://doi.org/10.1029/JA093iA12P14343>
- *Jordanova V.K., Zaharia S., Welling D.T.* Comparative study of ring current development using empirical, dipolar, and self-consistent magnetic field simulations // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 115. № 12. ID A00J11. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015671>
- *Keika K., Nosé M., Ohtani S., Takahashi K., Christon S.P., McEntire R.W.* Outflow of energetic ions from the magnetosphere and its contribution to the decay of the storm time ring current // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 110. № 1. ID A09210. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010970>
- *Keika K., Seki K., Nosé M., Miyoshi Y., Lanzerotti L.J., Mitchell D.G., Gkioulidou M., Manweiler J.W.* Three-step buildup of the 17 March 2015 storm ring current: Implication for the cause of the unexpected storm intensification // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 123. № 1. P. 414–428. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024462>
- *Kistler L.M., Mouikis C.G., Spence H.E. et al.* The source of O⁺ in the storm time ring current // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 121. № 6. P. 5333–5349. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA022204>
- *Korth A., Friedel R.H.W., Mouikis C.G., Fennell J.F., Wygant J.R., Korth H.* Comprehensive particle and field observations of magnetic storms at different local times from the CRRES spacecraft // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 105. № 8. P. 18729–18740. 2000. <https://doi.org/10.1029/1999JA000430>
- *Kozyra J.U., Jordanova V.K., Borovsky J.E., Thomsen M.F., Knipp D.J., Evans D.S., McComas D.J., Cayton T.E.* Effects of a high-density plasma sheet on ring current development during the November 2–6, 1993, magnetic storm // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 103. № 11. P. 26285–26305. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA01964>
- *Kozyra J.U., Liemohn M.W., Clauer C.R., Ridley A.J., Thomsen M.F., Borovsky J.E., Roeder J.L., Jordanova V.K.,*

- Gonzalez W.D. Multistep *Dst* development and ring current composition changes during the 4–6 June 1991 magnetic storm // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 107. № 8. ID 1224. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000023>
- Krimigis S.M., Gloeckler G., McEntire R.M., Potemra T.A., Scarf F.L., Shelley E.G. Magnetic storm of September 4, 1984: A synthesis of ring current spectra and energy densities measured with AMPTE/CCE // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 329–332. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00329>
- Li H., Wang C., Kan J.R. Contribution of the partial ring current to the SYM-H index during magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 116. № 11. ID A11222. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016886>
- Liemohn M.W., Kozyra J.U., Thomsen M.F., Roeder J.L., Lu G., Borovsky J.E., Cayton T.E. Dominant role of the asymmetric ring current in producing the stormtime *Dst** // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 106. № 6. P. 10883–10904. 2001. <https://doi.org/10.1029/2000JA000326>
- McEntire R.W., Lui A.T.Y., Krimigis S.M., Keath E.P. AMPTE/CCE energetic particle composition measurements during the September 4, 1984 magnetic storm // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 317–320. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00317>
- McIlwain C.E. Coordinate for mapping the distribution of magnetically trapped particles // *J. Geophys. Res.* V. 66. № 11. P. 3681–3691. 1961. <https://doi.org/10.1029/JZ066p011p03681>
- McPherron R.L., O'Brien T.P. Predicting geomagnetic activity: The *Dst* index / *Space Weather*. Eds. P. Song, H.J. Singer, G.L. Siscoe / *Geoph. Monog. Series*. V. 125. Washington, D. C.: AGU, pp. 339–345. 2001. <https://doi.org/10.1029/GM125p0339>
- Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., Spence H.E., Skoug R.M., Funsten H.O., Larsen B.A., Mitchell D.G., Gkioulidou M. The role of convection in the buildup of the ring current pressure during the 17 March 2013 storm // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 122. № 1. P. 475–492. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023358>
- Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., Matsui H., Spence H.E., Thaller S.A., Wygant J.R. Efficacy of electric field models in reproducing observed ring current ion spectra during two geomagnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 124. № 11. P. 8974–8991. 2019a. <https://doi.org/10.1029/2019JA026683>
- Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., Spence H.E., Henderson M.G. Effects of a realistic O⁺ source on modeling the ring current // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 124. № 12. P. 9953–9962. 2019b. <https://doi.org/10.1029/2019JA026859>
- Mitchell D.G., Gkioulidou M., Ukhorskiy A.Y. Energetic ion injections inside geosynchronous orbit: Convection- and drift-dominated, charge-dependent adiabatic energization ($W=qEd$) // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 123. № 8. P. 6360–6382. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025556>
- Nishimura Y., Shinbori A., Ono T., Iizima M., Kumamoto A. Storm-time electric field distribution in the inner magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 33. № 22. ID L22102. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006GL027510>
- Nishimura Y., Shinbori A., Ono T., Iizima M., Kumamoto A. Evolution of ring current and radiation belt particles under the influence of storm-time electric fields // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 112. № 6. ID A06241. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012177>
- Potemra T.A., Zanetti L.J., Acuna M.H. AMPTE/CCE magnetic field studies of the September 4, 1984 storm // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 313–316. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00313>
- Roederer J.G. Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation. New York, Heidelberg, Berlin: Springer, 166 p. 1970. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-49300-3>
- Roederer J.G., Lejosne S. Coordinates for representing radiation belt particle flux // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 123. № 2. P. 1381–1387. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA025053>
- Siscoe G.L., McPherron R.L., Jordanova V.K. Diminished contribution of ram pressure to *Dst* during magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 110. № 12. ID A12227. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011120>
- Smith P.H., Hoffman R.A. Ring current particle distributions during the magnetic storms of December 16–18, 1971 // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 22. P. 4731–4737. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i022p04731>
- Stüdemann W., Gloeckler G., Wilken B., Ipavich F.M., Kremser G., Hamilton, D.C., Hovestadt D. Ion composition of the bulk ring current during a magnetic storm: Observations with the CHEM-Instrument on AMPTE/CCE / *Solar Wind – Magnetosphere Coupling*. Eds. Y. Kamide, J.A. Slavin. Tokyo: Terra Sci., pp. 697–705. 1986.
- Thaller S.A., Wygant J.R., Dai L. et al. Van Allen Probes investigation of the large-scale duskward electric field and its role in ring current formation and plasmasphere erosion in the 1 June 2013 storm // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 120. № 6. P. 4531–4543. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020875>
- Wang W., Yang J., Nishimura Y. et al. Magnetospheric source and electric current system associated with intense SAIDs // *Geophys. Res. Lett.* V. 48. № 22. ID e2021GL093253. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021GL093253>
- Wygant J., Rowland D., Singer H.J., Temerin M., Mozer F., Hudson M.K. Experimental evidence on the role of the large spatial scale electric field in creating the ring current // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 103. № 12. P. 29527–29544. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA01436>
- Yang J., Toffoletto F.R., Wolf R.A. Comparison study of ring current simulations with and without bubble injections // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 121. № 1. P. 374–379. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA021901>
- Yang Y.Y., Shen C., Dunlop M., Rong Z.J., Li X., Angelopoulos V., Chen Z.Q., Yan G.Q., Ji Y. Storm time current distribution in the inner equatorial magnetosphere: THEMIS observations // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 121. № 6. P. 5250–5259. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA022145>

- Yue C., Bortnik J., Li W. et al. The composition of plasma inside geostationary orbit based on Van Allen Probes observations // J. Geophys. Res. – Space. V. 123. № 8. P. 6478–6493. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025344>
- Yue C., Bortnik J., Li W. et al. Oxygen ion dynamics in the Earth's ring current: Van Allen Probes observations // J. Geophys. Res. – Space. V. 124. № 10. P. 7786–7798. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019JA026801>
- Zeng X.Y., Ma S.Y., Xu L., Valek P., Wang H., Xiong C., Cai H.T. Global 3-D distributions of O⁺ and H⁺ ions in the inner magnetosphere reconstructed by voxel tomography from TWINS ENA images during a large magnetic storm // J. Geophys. Res. – Space. V. 128. № 7. ID e2023JA031442. 2023. <https://doi.org/10.1029/2023JA031442>
- Zhao H., Li X., Baker D.N. et al. The evolution of ring current ion energy density and energy content during geomagnetic storms based on Van Allen Probes measurements // J. Geophys. Res. – Space. V. 120. № 9. P. 7493–7511. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021533>

Parametrization of Spatial-Energy Distributions of H⁺ and O⁺ Ions of the Ring Current on the Main Phase of Magnetic Storms

A. S. Kovtyukh*

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

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

Based on the results of measurements near the equatorial plane a fluxes and energy spectra of H⁺ and O⁺ ions of the magnetosphere's ring current by the OGO-3, Explorer 45, AMPTE/CCÉ, and Van Allen Probes (A and B) satellites, a systematic analysis of spatial distributions of the energy density for these ions on the main phase of magnetic storms was carried out. Twelve storms of different strength were considered, with max|Dst| from 64 to 307 nT. The radial profile of the ring current ions energy density is characterized by the maximum (L_m) and by the ratio of the energy densities of the ions and the magnetic field at this maximum (β_m), and at $L > L_m$ this profile is approximated by the function $w(L) = w_0 \exp(-L/L_0)$. Quantitative dependences of the parameter L_m on the Dst index and MLT, and also the dependences of the parameters β_m , w_0 and L_0 on the Dst, MLT and L_m , are obtained. These dependences are different for H⁺ and O⁺ ions, as well as for ions of low ($E < 60$ keV) and higher energies. It has been established that in a narrow inner region of the ring current near its maximum in the nighttime hemisphere of the magnetosphere, the ring current asymmetry is much smaller (especially for O⁺ ions) than at $L > L_m$. It was found that with increasing L , the asymmetry of the ring current by MLT increases significantly, with H⁺ ions concentrated at near 18 MLT, and O⁺ ions at near 24 MLT. It is shown that for O⁺ ions with $E \sim 1\text{--}300$ keV, $\beta_m \propto L_m^{-9}$; this result shows that a deeper penetration of hot plasma into a geomagnetic trap, during strong storms, requires not only a stronger electric field of convection, but also a significant preliminary accumulation and acceleration of ions (especially O⁺ ions) in the sources of the ring current.

УДК 550.385.37

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ И ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ТОКОВЫХ ВИХРЕЙ ГЕОМАГНИТНЫХ $Pc5$ ПУЛЬСАЦИЙ ПО МЕРИДИАНУ И АЗИМУТУ

© 2024 г. А. В. Моисеев¹, *, В. И. Попов¹, **, С. А. Стародубцев¹, ***

¹Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера СО РАН (ИКФИА СО РАН),
Якутск, Россия

*e-mail: moiseev@ikfia.ysn.ru

**e-mail: volts@mail.ru

***e-mail: starodub@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 22.12.2023 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

Для ряда событий проанализированы скорости распространения геомагнитных $Pc5$ пульсаций в азимутальном и меридиональном направлении. Использовано два метода: по фазовым задержкам сигнала между станциями и по смещению центров вихрей их эквивалентных токовых систем. Анализ показал, что распространение пульсаций и вихрей совпадает по направлению – вдоль меридиана они преимущественно распространяются к северу. В большинстве случаев скорость распространения пульсаций составляет 5 км/с, а вихрей – 2 км/с. По азимуту пульсации и вихри распространяются по направлению к западу, скорость распространения пульсаций составляет 10 км/с, а вихрей – 3 км/с. Однако в распределении азимутальных скоростей как пульсаций, так и вихрей есть сравнимые по величине максимумы, соответствующие восточному распространению: пульсаций со скоростью 10 км/с, а вихрей – 5 км/с. Сделан вывод, что на уровне ионосферы измеренные нами фазовые скорости пульсаций примерно в 2 раза больше групповых скоростей вихрей.

DOI: 10.31857/S0016794024040093, EDN: RSSHQP

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что ультранизкочастотные (УНЧ) волны в диапазоне $Pc5$ играют важную роль в динамике магнитосферы [Saito, 1978]. УНЧ-волны, возбуждаемые на границе магнитосферы или в солнечном ветре (СВ), переносят энергию во внутреннюю магнитосферу, где возбуждаются собственные резонансные колебания FLR (*field line resonance*). Источниками FLR считаются моды магнитосферной полости (волновода), возбуждаемые импульсами динамического давления СВ (Pd) [Allan et al., 1986; Wright, 1994] или неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца на флангах магнитосферы [Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974; Мишин, Матюхин, 1986; Mann et al., 2002], а также комбинированной неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца–Рэлея–Тэйлора [Mishin, 1993]. Кроме того, FLR могут возбуждаться быстрыми магнитозвуковыми (БМЗ)

волнами, проникающими в магнитосферу из солнечного ветра (СВ) [Leonovich et al., 2003]. Существуют два разных механизма возбуждения FLR: генерация за счет трансформации БМЗ волн в стоячие альвеновские волны [Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974] и их генерация во взаимодействии волна-частица [Southwood et al., 1969; Hughes et al., 1978]. Для магнитных импульсных событий, формируемых в результате действия этих механизмов, характерно противоположное распространение в азимутальном направлении как по спутниковым, так и по наземным наблюдениям. Для первого механизма свойственно распространение импульсов с дневной на ночную сторону, для второго – в противоположном направлении.

Известно также, что ионосферным проявлением FLR являются вихри эквивалентного ионосферного тока. Это показано в работах по изуче-

нию глобальных [Motoba et al., 2002] и регистрируемых локально $Pc5$ пульсаций [Luhr and Blawert, 1994]. Изучение распространения вихрей эквивалентных ионосферных токов (TCV – *Travelling Convection Vortices*) как по фазовым задержкам магнитных импульсов, так и непосредственно центров вихрей TCV проводилось в работах [Friis-Christensen et al., 1988] и [Chinkin et al., 2020], соответственно. Мы не встречали работ, в которых сравнивались бы скорости распространения, полученные обоими методами. В данной работе, анализируя распространение геомагнитных пульсаций $Pc5$ в азимутальном и меридиональном направлениях, обусловленных FLR, мы реализовали такой подход.

Целью работы является сравнение распространения геомагнитных $Pc5$ пульсаций в меридиональном и азимутальном направлениях полученное двумя методами: по фазовым задержкам отдельных колебаний геомагнитных пульсаций и по перемещению центров вихрей эквивалентных ионосферных токов, возбуждаемых во время этих пульсаций. Для анализа были выбраны восемь событий всплесков геомагнитных пульсаций в диапазоне $Pc5$ часовой длительности.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для изучения характеристик геомагнитных пульсаций нами использовались данные геомагнитных наблюдений из известной базы данных SuperMAG [Gjerloev, 2012] (<http://supermag.jhuapl.edu/mag>): станций международных проектов IMAGE (<https://space.fmi.fi/image/www/index.php?>) и GREENLAND COAST CHAIN (https://www.space.dtu.dk/english/research/scientific-data-and-models/magnetic_ground_stations). Координаты станций, используемых для изучения меридионального и азимутального распространения, приведены в табл. 1 и табл. 2, соответственно. Для анализа фазовых задержек длиннопериодных вариаций при меридиональном распространении использовались 10 с и 20 с данные, азимутальное распространение изучалось по 60 с данным поскольку расстояние между станциями по азимуту было больше 500 км, а длительность фазовых задержек сигналов ≥ 60 с. Скорости распространения вихрей оценивались по 60 с данным.

3. МЕТОДИКА АНАЛИЗА

В данной работе сравнивались скорости распространения по меридиану и азимуту полученные двумя методами: по фазовым задержкам магнитных вариаций на станциях (метод 1) и по

перемещению вихрей эквивалентных ионосферных токов (метод 2).

Расположение станций глобальной сети позволило проанализировать меридиональное распространение вдоль двух цепочек станций и азимутальное распространение вдоль геомагнитных широт $65\text{--}66^\circ$, $71\text{--}72^\circ$ и $74\text{--}75^\circ$.

Расчёты обоими методами осуществлялись в пакете Matlab. При этом метод 1 заключался в применении функции `findpeaks` (<https://www.mathworks.com/help/signal/ref/findpeaks.html>) к интервалу фильтрованных в диапазоне $Pc5$ пульсаций ($T = 150\text{--}600$ с) данных. Эта функция позволяет выбрать максимумы (или минимумы) сигнала и определить время их регистрации, тем самым оценить сдвиг фаз между двумя сигналами в секундах, который зная период сигналов можно пересчитать в градусы. Сравнение фазовых задержек, полученных этим и спектральным методами показало, что оба метода дают сравнимые результаты.

Определив расстояние между станциями, разнесенными по широте и долготе, соответственно методике, изложенной в работе [Makarov et al., 2002] и, зная задержку пульсаций между ними в секундах, можно определить скорости распространения.

Мы также использовали метод 2, позволяющий строить двумерные сферические элементарные токовые системы, описывающие эквивалентную плотность тока на вычислительной сетке [Vanhamäki and Juusola, 2020]. Метод позволяет разделить внешнее (обусловленное ионосферными токами) и внутреннее (обусловленное вторичными теллурическими токами) магнитные поля за счёт использования H -, D - и Z -компонент геомагнитного поля и таким образом выделить эффекты ионосферных токов. В этом методе используются модельные представления, изложенные в работе [Pulkkinen et al., 2003], согласно которым ионосферные и теллурические токи представляются вихревыми токовыми системами, расположенными над земной поверхностью и под ней, соответственно. Данный метод позволил нам проанализировать распределение токов в интервалы наблюдения геомагнитных $Pc5$ пульсаций и оценить положение вихрей эквивалентных ионосферных токов. Расстояния между их положениями и скорости их распространения определялись по геомагнитным координатам центров вихрей по широте и долготе через каждые 60 с. Определенные таким образом значения скоростей перемещения вихрей мы сравнивали со скоростями распространения магнитных пульсаций $Pc5$.

Таблица 1. Координаты наземных станций, сетей IMAGE(IM) и GREENLAND COAST CHAIN (GR), используемых для изучения меридионального распространения пульсаций

Аббревиатура	Сеть	Географические координаты		Исправленные геомагнитные координаты	
		широта	долгота	широта	долгота
NAL	IM	78.92	11.95	76.57	109.96
HOR		77.00	15.60	74.52	108.72
HOP		76.51	25.01	73.53	114.59
BJN		74.50	19.20	71.89	107.71
NOR		71.09	25.79	68.19	109.28
SOR*		70.54	22.22	67.80	106.04
TRO*		69.66	18.94	67.07	102.77
MAS		69.46	23.70	66.65	106.36
AND*		69.30	16.03	66.86	100.22
KIL*		69.06	20.77	66.37	103.75
IVA		68.56	27.29	65.60	108.61
ABK*		68.35	18.82	65.74	101.70
MUO		68.02	23.53	65.19	105.23
KIR*		67.84	20.42	65.14	102.62
SOD		67.37	26.63	64.41	107.33
PEL		66.90	24.08	64.03	104.97
JCK*		66.40	16.98	63.82	98.94
DON*		66.11	12.50	63.75	95.19
RVK*		64.94	10.99	62.61	93.27
OUJ		64.52	27.23	61.47	106.27
MEK	62.77	30.97	59.57	108.66	
HAN	62.25	26.60	59.12	104.72	
NUR	60.50	24.65	57.32	102.35	
THL	GR	77.47	290.77	84.72	29.24
KUV		74.57	302.82	80.69	41.92
UPN		72.78	303.85	78.93	40.20
UMQ		70.68	307.87	76.38	42.58
GDH		69.25	306.47	75.25	39.39
STF		67.02	309.28	72.64	40.87
SKT		65.42	307.1	71.43	37.22
GHB		64.17	308.27	69.98	37.85
FHB		62.00	310.32	67.41	39.05
NAQ		61.16	314.56	65.75	43.19
SCO		70.48	338.03	71.63	71.82
LRV		64.18	338.30	65.01	66.72

Примечание. * – станции, данные которых используются только для построения эквивалентных токовых систем.

Таблица 2. Координаты наземных станций и коэффициент для определения местного времени $MLT=UT+\Delta t$, сетей IMAGE(IM) и GREENLAND COAST CHAIN (GR), и SUPERMAG (SMAG), используемых для изучения азимутального распространения пульсаций

Усредненная широта	Аббревиатура	Сеть	Географические координаты		Исправленные геомагнитные координаты		Δt (ч)
			широта	долгота	широта	долгота	
74–75	HRN	IM	77.00	15.60	74.52	108.72	1.74
	GDH	GR	69.25	306.47	75.25	39.39	–2.88
	PGC	SMAG	66.10	294.20	74.09	20.55	–4.14
	CDC	SMAG	64.20	283.40	73.47	3.04	–5.31
71–72	BJN	IM	74.50	19.20	71.89	107.71	1.67
	SCO	GR	70.48	338.03	71.63	71.82	–0.72
	STF	GR	67.02	309.28	72.64	40.87	–3.63
	SKT	GR	65.42	307.10	71.43	37.22	–3.03
	IQA	SMAG	63.75	291.48	72.21	15.58	–4.47
65–66	KEV	IM	69.76	27.01	66.82	109.22	1.77
	IVA	IM	68.56	27.29	65.60	108.61	2.53
	TRO	IM	69.66	18.94	67.07	102.77	0.5
	AND	IM	69.30	16.03	66.86	100.22	1.17
	LRV	SMAG	64.18	338.30	65.01	66.72	–1.06
	NAQ	GR	61.16	314.56	65.75	43.19	–2.63
	T31	SMAG	56.50	280.80	66.31	–1.92	–4.03
	T29	SMAG	58.10	291.60	66.70	14.25	–5.1

Используя программный код, написанный в среде Matlab, прилагавшийся к статье [Vanhamäki and Juusola, 2020], доступный по ссылке (https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-26732-2_2#Sec18), мы изучили динамику вихрей эквивалентных ионосферных токов.

При этом центр вихря оценивался по экстремумам функции

$$G(x, y) = \text{rot} \left(\frac{J}{|J|} \right), \quad (1)$$

где J -горизонтальный ионосферный ток.

Пространственные размеры вихря оценивались по экстремумам циркуляции

$$C(R) = \varphi_c J dL. \quad (2)$$

Отметим, что такой подход при исследовании динамики вихрей использовался в работе [Chinkin et al., 2020].

Здесь первый метод позволяет оценивать фазовые скорости распространения пульсаций, используя второй метод, можно определить групповые скорости распространения вихрей.

Для выделения $Pc5$ пульсаций из геомагнитных данных нами использовался цифровой, не-рекурсивный, полоснопропускающий фильтр, подробно описанный в книге Хемминга [Хемминг, 1980]. Фильтра имеет следующий вид

$$y_n = \sum_{k=-M}^M c_k x_{n-k}, \quad (3)$$

здесь c_k коэффициенты фильтра, k — число коэффициентов фильтра, x — значения исходной реализации данных, y — значения, полученные в результате фильтрации, n — количество измерений, M — заданное максимальное число коэффициентов фильтра. Коэффициенты фильтра c_k связаны с его амплитудно-частотной характеристикой $H(\omega)$ через обратное преобразование Фурье:

$$C_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H(\omega) \exp(j\omega k) d\omega \quad (4)$$

и, наоборот:

$$H(\omega) = \sum_{k=-M}^M c_k \exp(j\omega k), \quad (5)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, $j = \sqrt{-1}$, для частот $\nu_1 < \nu < \nu_2 = 1 / (2\Delta t)$, где Δt — шаг дискретизации данных.

Коэффициенты фильтра подбирались таким образом, чтобы полоса пропускания амплитудно-частотной характеристики соответствовала периодам Pс5 пульсаций в диапазоне от 150 до 600 с и пульсации на плато фильтра, не превышали значения 1%.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

На рис. 1 показаны меридиональные профили H -компоненты поля по данным сети IMAGE в рассматриваемых событиях, номер события, соответствующий табл. 3 приведен на каждой панели. На магнитограммах звездочками показаны максимумы (минимумы) между которыми определялись фазовые задержки, их значения (в секундах) показаны в левой части рисунка. Значение нулевой фазы на каждой станции выбиралось равным максимуму (минимуму) магнитных вариаций. Для лучшего восприятия на рис. 1 показаны данные только 10 станций, хотя для анализа в отдельных событиях использовалось до 15 станций.

Как видно из рис. 1, почти во всех событиях пульсации распространялись по меридиану в направлении к северу. Такой характер распространения преобладал на более высоких широтах. Противофазные по широте вариации, наблюдаемые в большинстве событий, соответствовали резонансам силовых линий. Следует отметить, что выбор максимума при набеге фазы на геомагнитных широтах выше 71° неоднозначен, однако задержки, если брать для анализа соседние максимумы или минимумы, будут практически во всех событиях близки измеренным нами.

На рис. 2 представлены азимутальные профили H -компоненты поля на магнитных широтах 65 – 66° в рассматриваемых событиях. На нем станции расставлены по степени уменьшения геомагнитной долготы с востока на запад (в верхней части рисунка приведена станция с наибольшей долготой), номер события из табл. 3 показан на каждом профиле. Подобно рис. 1, выбранные максимумы обозначены звездочками, рядом с которыми приведены значения фазовых задержек в секундах. Как видно из рис. 2, распространение в событиях происходит в основном на запад (события 1, 3, 5, 7, 8), но в ряде событий распространение происходит на восток (события 2, 4, 6). В событии 2 распространение происходит в восточном направлении, что согласуется с временем начала этого события 15:15 UT (в этот момент времени станции наблюдения находились в послеполуденном секторе). Заметим, что рис. 1 и рис. 2 приведены для наглядного объяснения характера распространения пульсаций. Для анализа фазовых задержек выбирались максимумы (минимумы) явно выраженные на всех станциях.

На рис. 3 показаны распределения эквивалентных ионосферных токов вдоль меридиональных сетей GREENLAND COAST CHAIN и IMAGE, черной сплошной линией схематично показан контур вихря в начальный момент времени. Из рис. 3 видно, что вихри перемещались в разных направлениях: в северо-западном (*a*), в северо-восточном (*b*, *d*), в юго-восточном (*e*), на север (*z*, *e*). Величина смещения вихря составляла до 6° по широте и до 10° по долготе. Следует отметить, что на широтах выше 68° сети IMAGE, где расположение станций близко к меридиональной цепочке (от VJN до NAL) неопределенность траектории вихря выше по сравнению с другими участками цепочки вследствие отсутствия двумерного покрытия при определении проекции ротора.

Рассчитанные нами количественные характеристики вихрей во всех событиях представлены в табл. 3, в колонках которой приведена информация о цепочке станций, начальном времени события, геомагнитной широте, долготе вихря, направлении вращения, меридиональной и азимутальной скоростях перемещения вихря. Здесь положительные значения меридиональной скорости соответствуют распространению к югу, положительные значения азимутальной скорости соответствуют распространению на запад. Из табл. 3 следует, что вихри перемещались преимущественно в северо-западном направлении на широтах 69 – 73° со скоростями, типичными для

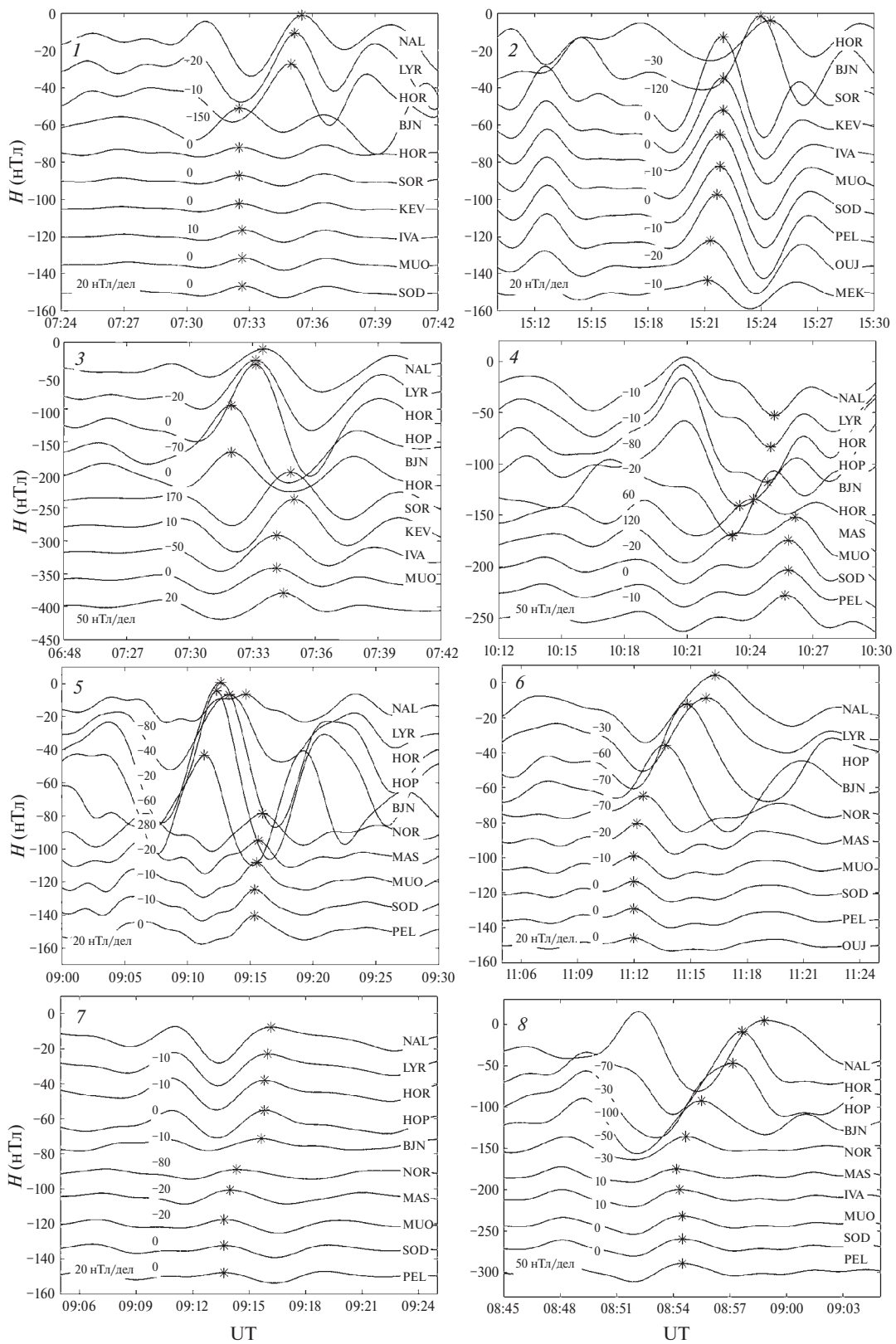


Рис. 1. Меридиональные профили H -компоненты поля по данным сети IMAGE в рассматриваемых событиях, номер события из табл. 3 приведен на каждом профиле.

Таблица 3. Количественные характеристики вихрей эквивалентных ионосферных токов: представлена информация о цепочке IMAGE(IM) и GREENLAND COAST CHAIN (GR), начальном времени события, геомагнитной широте, долготе вихря, направлении вращения, меридиональной и азимутальной скоростях перемещения вихрей

	Событие	Сеть	Время, УТ	Исправленные геомагнитные координаты		Напр-е вращения	Скорости распространения	
				широта	долгота		меридиональная, км/с	азимутальная, км/с
1	12.01.2008	IM	07:33	72.78	107.99	ПРЧ/С	-3.82	24.04
			07:34	74.84	95.01			
			07:35	78.58	95.32			
		GR	07:42	69.48	40.08	ПРЧ/С	-4.20	3.94
			07:43	71.75	37.95			
			07:44	71.98	36.28			
2	13.07.2008	IM	15:21	65.65	91.52	ПРЧ/С	-8.85	-24.87
			15:22	70.43	105.00			
			15:23	71.11	104.62			
		GR	15:19	73.43	29.54	ПРЧ/С	-0.89	-11.58
			15:20	73.91	35.79			
			15:20	74.16	43.52			
3	15.02.2011	IM	06:57	70.04	101.92	ПЧ/С -3.57	-2.55	1.47
			06:58	71.41	101.13			
			06:59	73.34	89.47			
		GR	06:57	67.03	69.08	ПРЧ/С -1.57	3.21	26.64
			06:58	65.30	54.69			
			06:59	66.15	46.36			
4	02.03.2011	IM	10:24	69.20	104.56	ПРЧ/С	-7.23	0.13
			10:25	73.10	104.49			
			10:26	73.19	103.47			
		GR	10:22	69.97	35.08	ПРЧ/С	-2.85	-4.92
			10:23	71.51	37.73			
			10:24	71.99	43.32			
5	12.03.2011	IM	09:13	70.72	110.63	ПЧ/С	-4.10	7.62
			09:14	72.93	106.51			
			09:15	73.10	104.47			
		GR	09:20	66.65	43.49	ПРЧ/С	-6.15	15.57
			09:21	69.97	35.07			
			09:22	70.92	37.37			

Таблица 3 (окончание)

	Событие	Сеть	Время, UT	Исправленные геомагнитные координаты		Напр-е вращения	Скорости распространения	
				широта	долгота		меридиональная, км/с	азимутальная, км/с
6	14.03.2011	IM	11:15	69.20	104.55	ПЧ/С	-5.38	-7.90
			11:16	72.11	108.82			
			11:17	73.52	107.36			
		GR	11:13	70.56	35.39	ПРЧ/С	-1.75	-4.34
			11:14	71.51	37.73			
			11:15	71.99	43.32			
7	17.03.2011	IM	09:14	70.19	108.94	ПРЧ/С	-3.28	-3.63
			09:15	71.96	110.91			
			09:16	76.56	127.09			
		GR	09:13	75.35	56.89	ПЧ/С	-4.33	2.89
			09:14	77.68	55.33			
			09:15	81.52	59.31			
8	09.08.2011	IM	08:55	72.78	108.49	ПРЧ/С	-0.62	7.57
			08:56	73.11	104.40			
			08:57	76.26	94.58			
		GR	08:57	69.9	35.05	ПРЧ/С	-1.76	-4.24
			08:58	70.8	37.34			
			08:59	72.8	36.82			

Примечание. ПЧ/С – по часовой стрелке; ПРЧ/С - против часовой стрелки.

магнитных импульсных событий: внезапных геомагнитных импульсов, TCV [Макаров и др., 2001; Makarov et al., 2002; Zesta et al., 2002; Kataoka et al., 2002; Zhao et al., 2023].

На рис. 4 приведено распределение меридиональных скоростей распространения $Pe5$ пульсаций относительно геомагнитной широты. Здесь положительные значения скоростей соответствуют распространению к югу, отрицательные – к северу. На рис. 4 звездами и треугольниками показаны скорости перемещения центров вихрей, ошибки измерений, – вертикальными линиями. На рис. 4 также приведены ошибки измерений. Абсолютные погрешности единичных косвенных измерений были рассчитаны на основе инструментальных погрешностей измерений используемых физических параметров с уровнем достоверности 95%. Из рис. 4 видно, что наряду

с северным также наблюдалось и южное распространение. Однако, во всех событиях за исключением события 3 преобладало северное распространение. Отмечалось увеличение скорости распространения к северу по направлению к более низким широтам начиная с широты 70° , скорость возрастала от нескольких км/с до 10–15 км/с. На широтах выше 75° очевидно увеличение скорости до 10–15 км/с. Во всех событиях, за исключением события 7, значения скоростей, измеренные на обеих цепочках, удовлетворительно согласуются.

Однако, в событии 7 значения скоростей на цепочке IMAGE в 10–15 раз больше. Возможно, в отличие от остальных, в этом событии вихрь имеет более локальные масштабы. Скорости вихрей, в рассматриваемых событиях, хорошо согласуются со скоростями $Pe5$ пульсаций по направлению.

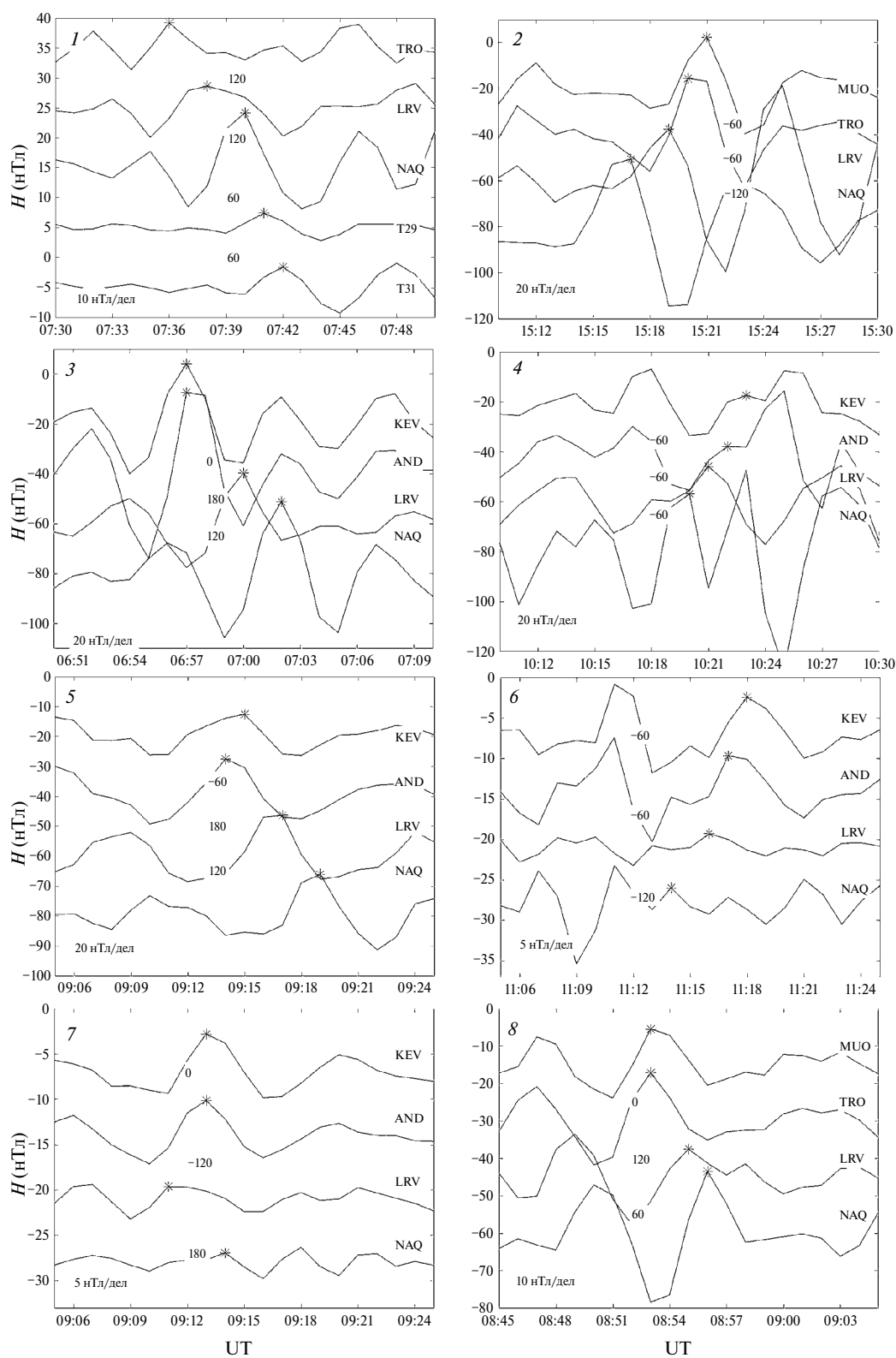


Рис. 2. Азимутальные профили H -компоненты поля на магнитных широтах $65\text{--}66^\circ$ в рассматриваемых событиях, станции расставлены по магнитной долготе с востока на запад (в верхней части рисунка приводится станция с наибольшей долготой).

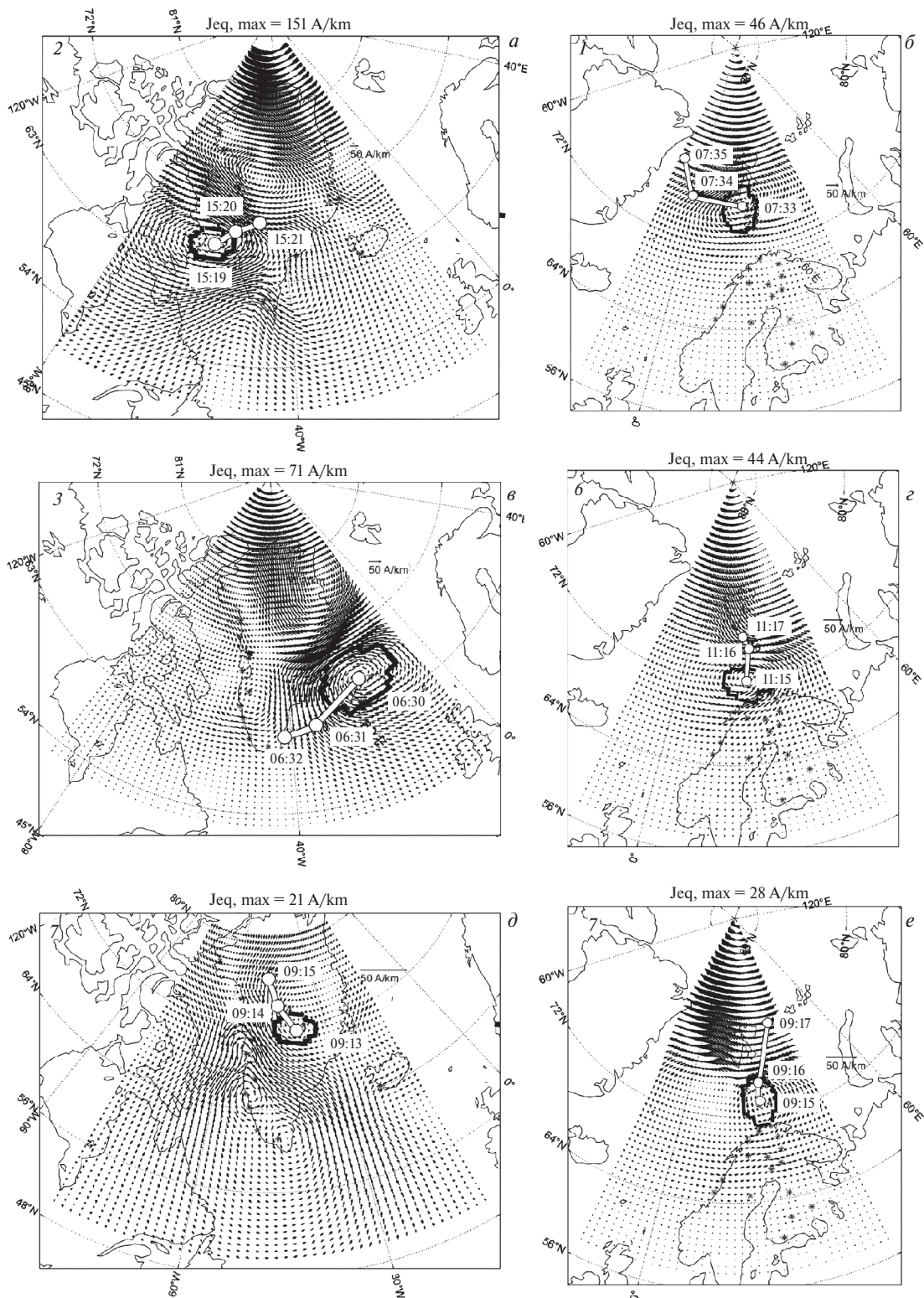


Рис. 3. Распределения эквивалентных ионосферных токов вдоль меридиональных сетей GREENLAND COAST CHAIN (левая панель) и IMAGE (правая панель). Чёрной сплошной линией схематично показан контур вихря в начальный момент времени. Белыми линиями на каждой панели показана траектория смещения центра вихря в интервалы времени UT, показанные на рисунке.

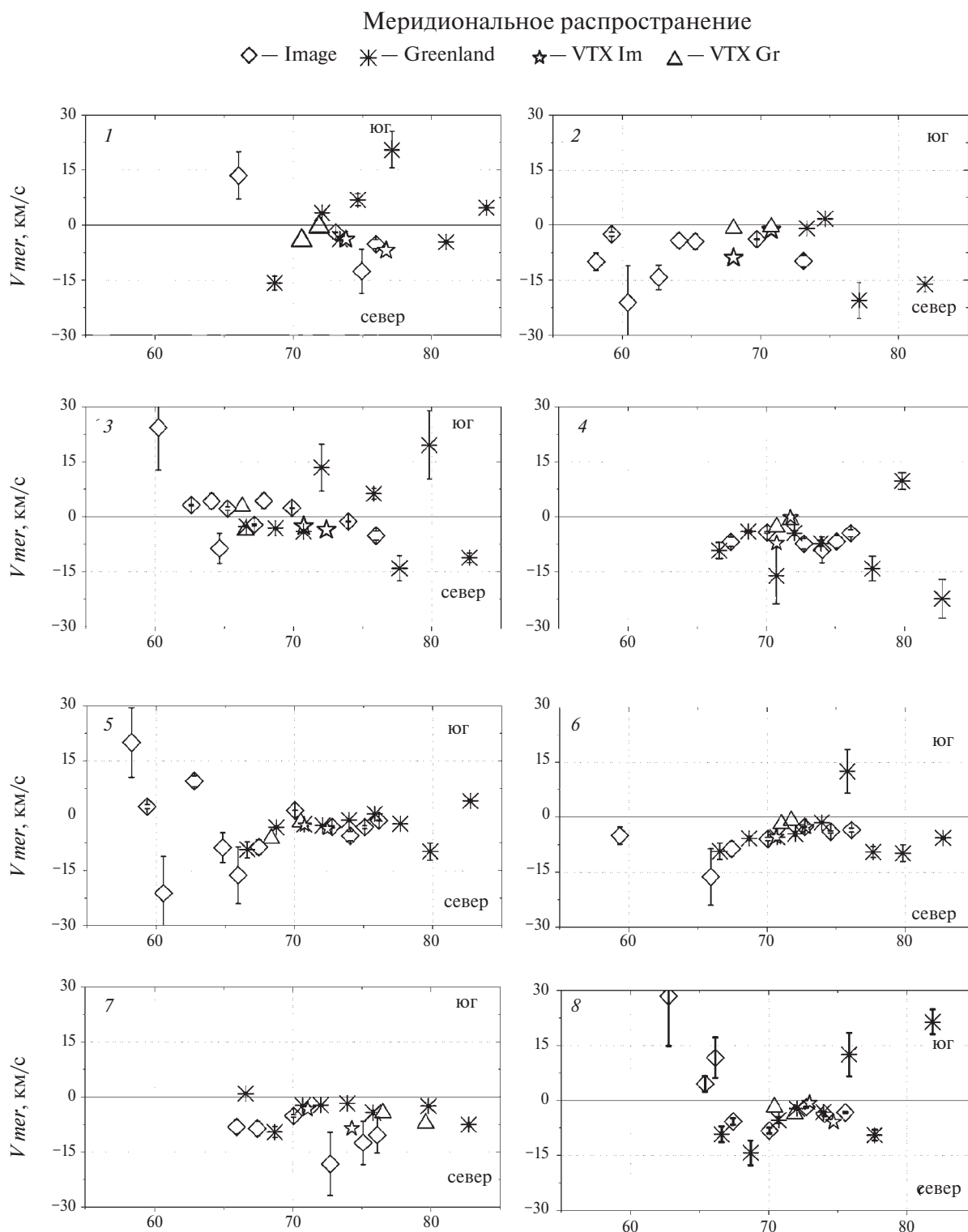


Рис. 4. Распределение меридиональных скоростей распространения геомагнитных пульсаций и вихрей эквивалентных ионосферных токов относительно геомагнитной широты во всех событиях, положительные значения скоростей соответствуют распространению к югу, отрицательные — к северу. В верхней части рисунка приведена легенда, на которой показаны символы обозначающие скорости распространения магнитных пульсаций и вихрей вдоль меридиональных сетей станций.

Азимутальное распространение

✱ — MLat = 74–75 □ — MLat = 71–72 ○ — MLat = 65–68 ☆ — VTX Im △ — VTX Gr

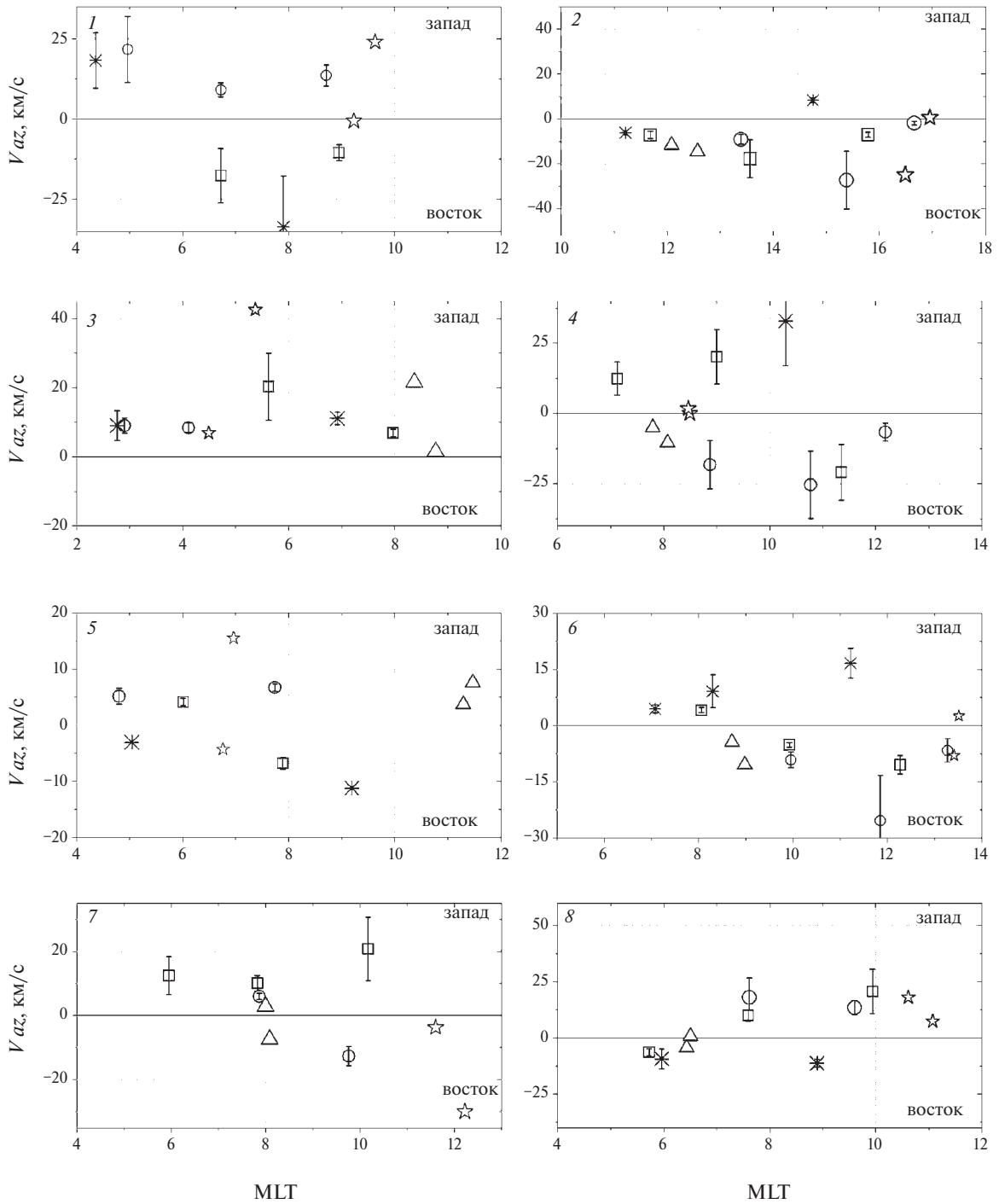


Рис. 5. Распределение азимутальных скоростей распространения геомагнитных пульсаций и центров вихрей эквивалентных ионосферных токов относительно времени MLT (магнитной долготы) во всех событиях, приведены значения для 3-х диапазонов широт, вдоль которых изучалось распространение: 74–75°, 71–72°, 65–68°. Положительные значения скоростей соответствуют распространению на запад, отрицательные – на восток.

На рис. 5 показано распределение азимутальных скоростей распространения геомагнитных пульсаций и центров эквивалентных токовых вихрей по времени MLT (геомагнитной долготе) во всех событиях. Распространение пульсаций изучалось вдоль 3-х диапазонов широт: 74–75°, 71–72°, 65–68°. При этом распространение вихрей рассматривалось относительно станций сетей IMAGE, GREENLAND COAST CHAIN. Ошибки оценки азимутальных скоростей распространения рассчитаны таким же образом, как и для меридиональных скоростей. Положительные значения скоростей соответствуют распространению на запад, отрицательные – на восток. Из рис. 5 видно, что кроме западного распространения наблюдалось также и восточное распространение пульсаций. Отмечалось уменьшение скорости

распространения по направлению к ранним часам MLT, что можно интерпретировать как затухание волны при удалении от сектора первоначального контакта неоднородности солнечного ветра с магнитосферой.

Проведенный нами анализ показывает, что азимутальные скорости перемещения центров вихрей также согласуются со скоростями перемещения геомагнитных пульсаций. В отличие от рис. 4 для скоростей, на рис. 5 отсутствует зависимость от широты, т.е. скорость распространения пульсаций вдоль всех широт имеет примерно одинаковое значение.

Азимутальное распространение с ночной на дневную сторону, можно объяснить следующим образом: в работе [Клибанова и др., 2016] установлено, что Pc5 пульсации в основном распро-

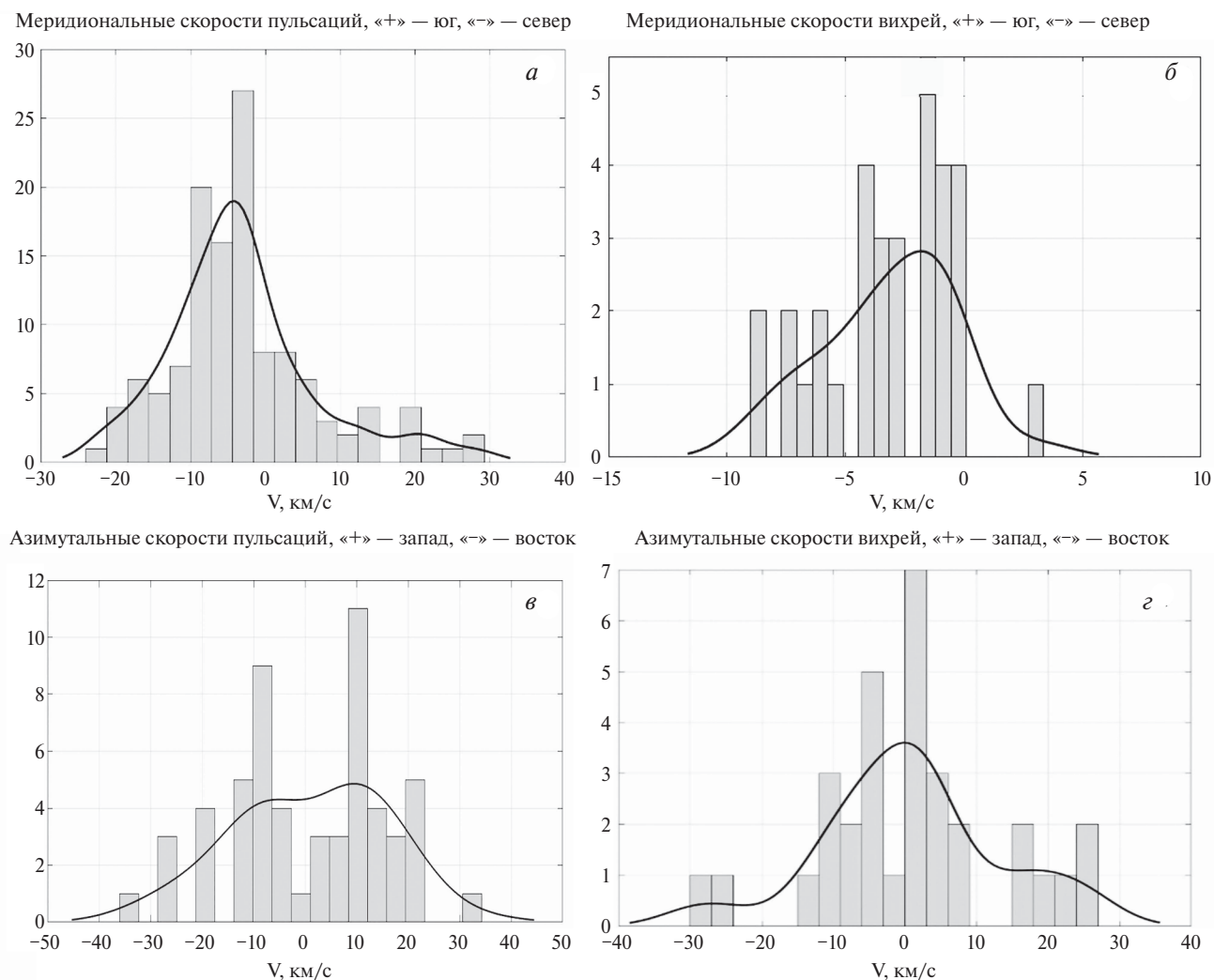


Рис. 6. Гистограммы значений скоростей распространения геомагнитных пульсаций и эквивалентных токовых вихрей. (а, б) – меридиональные скорости, (в, г) – азимутальные скорости.

странялись с дневной на ночную сторону, но при этом регистрировалось и их противоположное распространение. Авторы связали это с возбуждением встречных волн пересоединением на ночной стороне магнитосферы. Рассматриваемые нами события происходили на спокойном фоне, на котором суббурь не наблюдалось, поэтому можно предположить, что возбуждение встречных волн происходит за счёт отражения от внутренней поверхности резонатора, в котором и происходит возбуждение пульсаций. Заметим, что о существовании такого резонатора сообщалось в работе [Mazur and Leonovich, 2006]. Если сравнить направление распространения вихрей с распространением пульсаций, то очевидно, что вихри имеют направление распространения с ночной на дневную (кроме события 2) в событиях 6 и смешанное направление распространения в событиях 4 и 7.

Количественные характеристики скоростей распространения $Pc5$ пульсаций и вихрей на рис. 4 и рис. 5 приведены на рис. 6 как гистограммы распределения значений скоростей распространения геомагнитных пульсаций и эквивалентных токовых вихрей. На рис. 6а, б показаны гистограммы распределения меридиональных скоростей, на рисунке 6в, г – азимутальных. По оси ординат рис. 6а, в отложено число измерений скоростей $Pc5$ пульсаций по обеим сетям станций и по всем диапазонам широт, по оси ординат рис. 6б, г отложено число измерений скоростей распространения вихрей по обеим сетям станций. На гистограммах показана сглаживающая линия – результат непараметрического способа оценки плотности случайной величины (Kernel Density Estimation). Из гистограмм видно, что распространение пульсаций и вихрей имеет сходный характер: по меридиану пульсации и вихри преимущественно распространяются к северу. В большинстве случаев скорость распространения пульсаций была примерно 5 км/с, а вихрей – 2 км/с, при этом по азимуту пульсации и вихри распространяются к западу, а скорость распространения пульсаций составляет около 10 км/с, а вихрей 3 км/с. Однако в распределении азимутальных скоростей как пульсаций, так и вихрей есть сравнимые по величине максимумы, соответствующие восточному распространению: скорость пульсаций составляет 10 км/с, вихрей – 5 км/с.

Отсутствие станций, расположенных вдоль единого геомагнитного меридиана, может привести к формированию ложной фазовой задержки из-за прихода фронта УНЧ-волны с западного или восточного направления. Однако вследствие малости расстояний между станциями по широте

(менее 500 км, что значительно меньше пространственного размера фронта волны) эти задержки несущественны, например, задержка между станциями NOR и SOR (рис. 1, события 1, 3), разнесенных по долготе на 3° равна 0 с в событии 1 и 10 с в событии 3, что сопоставимо с временным разрешением данных. Вследствие этого мы можем заключить, что ошибка не существенна.

В случае азимутального распространения расстояние между станциями составляет более 500 км и подобные рассуждения для меридионального распространения здесь неприменимы. Например, расстояние между станциями TRO и LRV расположенными вдоль параллели $65\text{--}66^\circ$ с учётом их разности по широте, составляющей около 2° (рис. 2, события 1, 2, 8) равно 1643 км. Расстояние же между станциями без учета разности по широте равно 1627 км. Средняя величина временной задержки между этими станциями составляет 100 с. Оценки азимутальных скоростей распространения показывают, что скорость без учета разности широт составляет 16.3 км/с, скорость с учетом разности широт – 16.4 км/с, их разность не превышает 0.1 км/с, т.е. меньше 1%. Поэтому мы считаем, что ошибка не существенна.

На рис. 7 показано распределение амплитуды и разности фаз по широте во всех событиях вдоль обоих меридиональных сетей станций. Из рис. 7 следует, что пульсации имели хорошо выраженные максимумы амплитуды на обеих цепочках, совпадающие по широте практически во всех событиях. Вблизи широты этих максимумов наблюдалось изменение фазы на величину, достигавшую 180° в событиях 3, 5, 6. Считается, что широтный максимум амплитуды пульсаций, сопровождаемый сдвигом фазы на 180° , соответствует резонансу силовых линий [Glassmeier et al., 1999]. При этом широтные максимумы в рассматриваемых нами событиях наблюдались на широте $69\text{--}74^\circ$. В событиях 2 широты максимума амплитуды и изменения фазы отличаются на разных сетях станций, скорее всего вследствие малого количества станций Гренландской сети (всего 6 станций), которые были доступны для анализа широтного хода амплитуды и фазы в этом событии.

Другим возможным источником наблюдаемых эффектов может являться ионосферный ток, поскольку фазовый скачок почти во всех представленных случаях в Скандинавии приходится на область, где отсутствуют станции между материковой и островной частями, что не позволяет изучить этот участок более подробно. Для проверки этой гипотезы мы проанализировали поляризацию, построенную по H - и D -компонентам поля сети IMAGE. Мы отметили на рис. 7 широты, на

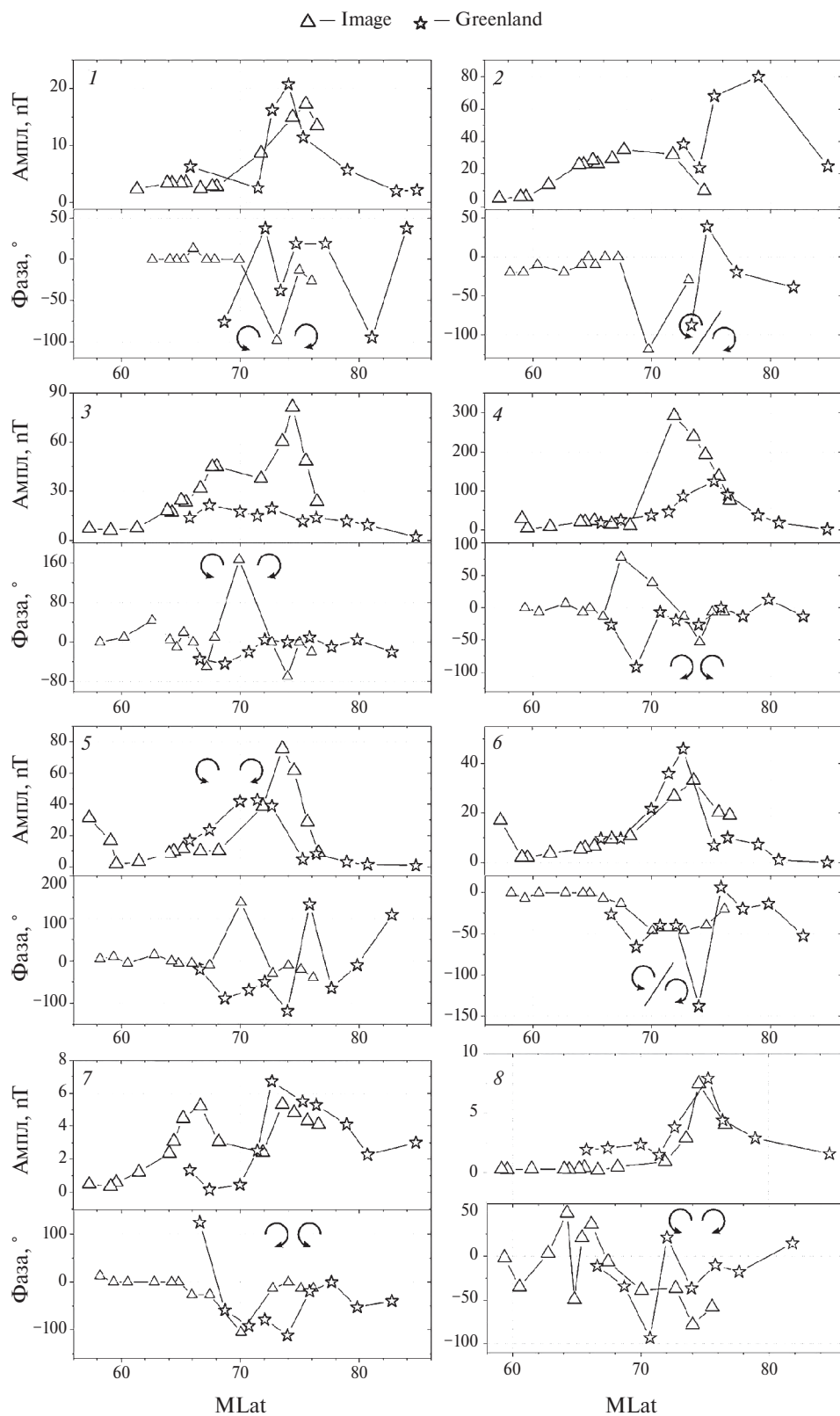


Рис. 7. Распределение амплитуды и фазы УНЧ волн относительно геомагнитной широты во всех событиях вдоль обеих меридиональных сетей станций. Стрелками отмечена широта изменения направления поляризации $Pc5$ -пульсаций.

которых направление вращения горизонтального вектора изменяется на противоположное. Практически во всех событиях широта, на которой происходит изменение направления вращения, совпадает с максимумом амплитуды на обеих цепочках, указывая на общий магнитосферный источник наблюдаемых пульсаций на обеих сетях станций (IMAGE и GREENLAND COAST CHAIN).

Таблица 4. Геомагнитные широты резонансных колебаний силовых линий и центров вихрей эквивалентных ионосферных токов

№	Событие	Магнитная широта	
		FLR	VTX
1	12.01.2008	74	73
2	13.07.2008	73.5	71
3	15.02.2011	70	69
4	02.03.2011	69.5	70.5
5	12.03.2011	72.5	70
6	14.03.2011	72.5	71
7	17.03.2011	69	73
8	09.08.2011	69	73

Примечание. VTX – центр вихря эквивалентного тока.

Значения широт, соответствующих амплитуде и фазе, приведены в табл. 4, там же указаны усредненные (между начальным и конечным положением вихря) широты наблюдения вихрей эквивалентных ионосферных токов. Видно, что широты наблюдения резонансов силовых линий и центров вихрей хорошо согласуются между собой, максимальная разница составляет около 2° (за исключением событий 7 и 8, где разница составляет 4°), что свидетельствует о соответствии широт резонансов силовых линий и вихрей эквивалентных ионосферных токов расположению продольных токов.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Движущиеся вихри конвекции

Токовая система пульсаций, являющаяся вихрями холловского тока и показанная на рис. 3, позволяет отнести их к событиям TCV, представляющим собой изолированное импульсное воз-

мущение в геомагнитном поле, состоящее из двух и большего количества импульсов противоположной полярности, наблюдающееся на дневной стороне в высоких широтах. Источником TCV считается локальное воздействие на дневную магнитопаузу за счёт импульсов Pd или импульсного пересоединения на магнитопаузе: событий *Flux Transfer Event* (FTE). TCV распространяются в основном на запад по азимуту в утреннем секторе, однако, как показано в статистическом исследовании [Zesta et al., 2002] могут распространяться и на восток. Про распространение TCV вдоль меридиана к полюсу упоминается в работе [Kataoka et al., 2002]. В исследовании [Zesta et al., 2002] отмечалось, что TCV также обладают резонансными характеристиками, подобно наблюдаемым нами пульсациям. По перечисленным признакам наблюдаемые нами пульсации можно отнести к TCV.

5.2. Разный характер меридионального и азимутального распространения Pc5-пульсаций

Различное поведение меридиональных и азимутальных скоростей (зависимость первых от геомагнитной широты и независимость от нее последних) позволяет предположить, что эти скорости являются не просто разными составляющими скорости распространения УНЧ-волн в магнитосфере. Азимутальная скорость отражает распространение волны в магнитосфере, а меридиональная скорость соответствует процессу трансформации быстрой магнитозвуковой волны в альвеновскую, посредством резонанса силовых линий в волноводе в хвосте магнитосферы [Samson et al., 1992]. Возникающая при этом разность фаз [Glassmeier et al., 1992] и определяет направление распространения. В работе [Mazur and Leonovich, 2006] были теоретически исследованы причины формирования дискретного спектра УНЧ-волн в околоземном плазменном слое. Авторы предположили, что УНЧ-волны, в данном случае являются собственными модами резонатора в околоземном плазменном слое. Небольшое значение альвеновской скорости в этой области определяет низкую частоту собственных колебаний резонатора.

Подобие распределений меридиональных скоростей в рассматриваемых нами событиях (рис. 4) и в событии внезапного геомагнитного импульса в статье [Макаров и др., 2001] (см. рис. 4, стр. 607) служит подтверждением правильности этого предположения. Можно заключить, что несмотря на различие рассматриваемых нами пульсаций и геомагнитного импульса, в обоих типах собы-

тий происходит трансформация БМЗ волны в альвеновскую, что и определяет сходный вид широтного профиля меридиональной скорости.

5.3. Динамика геомагнитных пульсаций и вихрей

В недавней работе [Zhao et al., 2023] исследовалась синхронная динамика $Pc5$ -пульсаций и так называемых “чёрных сияний”. Считается, что такие сияния наблюдаются в основании втекающих в ионосферу продольных токов. Пульсации имели резонансное происхождение и наблюдались в утреннем секторе в области регистрации “чёрных сияний”. Как пульсации, так и сияния, а также продольные токи перемещались к северу со скоростями 2.1, 1.18 и 1.4 км/с, соответственно. Кроме того, пульсации распространялись на запад по азимуту со скоростью большей по величине меридиональной скорости.

Пульсации в рассмотренных нами событиях также распространялись к северу в большинстве случаев со скоростями в несколько км/с, а скорости азимутального распространения примерно в 2 раза превышали меридиональные скорости и в основном составляли величину около 10 км/с. Что касается направления вращения вихрей, то только в 4-х случаях из 16 (см. рис. 3 и табл. 3) они имели направление по часовой стрелке, из чего следует, что большинство событий регистрируется в основании вытекающих из ионосферы продольных токов. Однако для ряда событий распространение к северу наблюдалось для вихрей с направлением вращения как против часовой, так и по часовой стрелке. В работе [Zhao et al., 2023] предполагается, что продольные токи противоположного направления во время пульсаций чередуются с периодом в несколько минут. Возможно, это имеет место и в событиях, рассмотренных нами. Направление распространения вихрей по азимуту, и их скорость в наших событиях согласуются с оценками, сделанными в работе [Chinkin et al., 2020]. В событии 3 вихри эквивалентных токов перемещались южном направлении, кроме того, в этом событии и в событиях 1, 5, 8 к югу перемещались и геомагнитные пульсации. Мы планируем изучить эти особенности распространения в будущем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного нами анализа 8 событий можно сделать следующие выводы. Установлено, что фазовые скорости распространения $Pc5$ геомагнитных пульсаций совпадают по направлению с групповыми скоростями вихрей, однако примерно в 2 раза превышают их по величине.

Распространение вихрей происходит в более ограниченном секторе по широте и долготе по сравнению с геомагнитными пульсациями. Принимая во внимание, что азимутальное распространение и пульсаций, и вихрей происходит как с дневной на ночную сторону, так и в противоположном направлении, мы считаем, что наблюдаемая динамика в большей степени отражает характер распространения МГД-волн в магнитосфере.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим руководителей следующих проектов за предоставление доступа к данным: проект SUPERMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/mag>), в том числе сеть IMAGE (<https://space.fmi.fi/image/www/index.php?>), GREENLAND COAST CHAIN (https://www.space.dtu.dk/english/research/scientific-data-and-models/magnetic_ground_stations), CANMOS (<https://geomag.nrcan.gc.ca/obs/canmos-en.php>), GIMA (<https://www.gi.alaska.edu/monitors/magnetometer/>), INTERMAGNET (<https://intermagnet.org/>), USGS (<https://www.usgs.gov/programs/geomagnetism/science/observatories>), а также набор данных спутниковых наблюдений из CDAWEB (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Клибанова Ю.Ю., Мишин В.В., Цэгмэд Б., Моисеев А.В. Свойства дневных длиннопериодных пульсаций во время начала магнитной бури // Геомагнетизм и аэронаука Т. 56. № 4. С. 457–471. 2016.
- Макаров Г.А., Баишев Д.Г., Соловьев С.И., Пилипенко В.А., Енгебретсон М., Юмото К. Меридиональная скорость распространения магнитного SI в высокоширотной области // Геомагнетизм и аэронаука Т. 41. № 5. С. 604–609. 2001.
- Мишин В. В., Матюхин Ю.Г. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на магнитопаузе как возможный источник волновой энергии в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 26. № 6. С. 952–957. 1986.
- Хемминг Р.В. Цифровые фильтры. М.: Сов.радио. 224 с. 1980.
- Allan W., White S.P., and Poulter E.M. Impulse-excited hydromagnetic cavity and field-line resonances in the magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 34. P. 371–385. 1986. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(86\)90144-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(86)90144-3)
- Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line res-

- onance // *J. Geophys. Res.* V. 79(7). P. 1024–1032. 1974. <https://doi.org/10.1029/JA079i007p01024>
- *Chinkin V.E., Soloviev A.A., Pilipenko V.A.* Identification of Vortex Currents in the Ionosphere and Estimation of Their Parameters Based on Ground Magnetic Data // *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 60(5). P. 559–569. 2020. <https://doi.org/10.1134/S0016793220050035>
- *Friis-Christensen E., Vennerstrom S., McHenry M.A., Clauer C.R.* Ionospheric traveling convection vortices observed near the polar cleft-A triggered response to sudden changes in the solar wind // *Geophys. Res. Lett.* V. 15. P. 253–256. 1988. <https://doi.org/10.1029/GL015i003p00253>
- *Gjerloev J.W.* The SuperMAG data processing technique // *J. Geophys. Res.* V. 117. A09213.2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
- *Hughes W.J., Southwood D.J., Mauk B., McPherron R.L. and Barfield J.N.* Alfvén waves generated by an inverted plasma energy distribution // *Nature.* V. 275. P. 43–45. 1978. <https://doi.org/10.1038/275043a0>
- *Kataoka R., Fukunishi H., Lanzerott L.J., Rosenberg T.J., Weatherwax A.T., Engebretson M.J., Watermann J.* Traveling convection vortices induced by solar wind tangential discontinuities // *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 107 (A12). SMP 22-1-SMP 22-12. 2002. <https://doi.org/10.1029/2002JA009459>
- *Korotova G., Sibeck D., Engebretson M., Balikhin M., Thaller S., Kletzing C., Spence H., and Redmon R.* Multi-point observations of compressional Pc 5 pulsations in the dayside magnetosphere and corresponding particle signatures // *Ann. Geophys.* V. 38. P. 1267–1281. 2020. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-1267-2020>
- *Leonovich A.S., Mishin V.V., and Cao J.B.* Penetration of magnetosonic waves into the magnetosphere: influence of a transition layer // *Ann. Geophys.* V. 21. P. 1083–1093. 2003. <https://doi.org/10.5194/angeo-21-1083-2003>
- *Lühr H., Blawert W.* Ground Signatures of Travelling Convection Vortices Solar Wind Sources of Magnetospheric ULF Waves. M.J. Engebretson, et al. (Eds.) // *Geophys. Monogr.* V. 81, AGU, Washington. P. 231–251. 1994. <https://doi.org/10.1029/GM081p0231>
- *Makarov G.A., Soloviyev S.I., Engebretson M., Yumoto K.* Azimuth propagation of geomagnetic sudden pulse in high latitudes at the December 15, 1995 sharp decrease in a solar wind density // *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 42. 1. P. 42–50. 2002.
- *Mishin V.V.* Accelerated motions of the magnetopause as a trigger of the Kelvin Helmholtz instability // *J. Geophys. Res.* V. 98. № 12. P. 21365–21372. 1993. <https://doi.org/10.1029/93JA00417>
- *Motoba T., Kikuchi T., Lühr H., Tachihara H., Kitamura T.I., Hayash K, et al.* Global Pc 5 caused by a DP2-type ionospheric current system // *J. Geophys. Res.* V. 107. P. 1032–1047. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA900156>
- *Mann I.R., Voronkov I., Dunlop M., Donovan E., Yeoman T.K., Milling D.K., Wild J., Kauristie K., Amm O., Bale S.D., Balogh A., Viljanen A., Opgenoorth H.J.* Coordinated ground-based and Cluster observations of large amplitude global magnetospheric oscillations during a fast solar wind speed interval // *Ann. Geophys.* V. 20. P. 405–426. 2002. <https://doi.org/10.5194/angeo-20-405-2002>
- *Pronin V.E., Zakharov V.I., Pilipenko V.A., Martines-Bedenko V.A., Murr D.L.* Response of ionospheric total electron content to convective vortices // *Cosmic Res.* V. 57. 2. P. 69–78. 2019.
- *Pulkkinen A., Amm O., Viljanen A., and BEAR working group.* Separation of the geomagnetic variation field on the ground into external and internal parts using the spherical elementary current system method // *Earth Planets Space.* V. 55. P. 117–129. 2003. <https://doi.org/10.1186/BF03351739>
- *Saito T.* Long-period irregular magnetic pulsation Pi3 // *Space Sci. Rev.* V. 21. P. 427–467. 1978. <https://doi.org/10.1007/BF00173068>
- *Samson J.C., Harrold B.G., Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A., Walker A.D.M.* Field line resonances associated with MHD waveguides in the magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 19. № 5. P. 441–444. 1992. <https://doi.org/10.1029/92GL00116>
- *Southwood D.J.* Some features of field line resonances in the magnetosphere // *Planet. Space Sci.* V. 22. P. 483–491. 1974.
- *Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J.* Bounce resonant interaction between pulsations and trapped particles // *Planet. Space Sci.* V. 17. P. 349–361. 1969. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(69\)90068-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(69)90068-3)
- *Vanhamäki H., Juusola L.* Introduction to Spherical Elementary Current Systems. // *Ionospheric Multi-Spacecraft Analysis Tools.* V. 17. P. 5–33. 2020. https://doi.org/10.1007/978-3-030-26732-2_13
- *Vorobiev V.G.* Dynamics of Hall vortices in the daytime high-latitude region // *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 33. № 5. P. 58–68. 1993.
- *Wright A.N.* Dispersion and wave coupling in inhomogeneous MHD waveguides // *J. Geophys. Res.* V. 99. P. 159–167. 1994. <https://doi.org/10.1029/93JA02206>
- *Yeoman T.K., Tian M., Lester M., Jones T.B.* A study of Pc 5 hydromagnetic waves with equatorward phase propagation // *Planet. Space Sci.* V. 40. P. 797–810. 1992. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(92\)90108-Z](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90108-Z)
- *Zhao H., Liu Y., Zong Q., Yang H., Hu Z., Zhou X., Sun J.* Poleward-Moving Black Aurora Associated with Impulse-Excited Field-Line Resonances in the Dawnside Sector: THEMIS and Ground Observations // *Universe.* 9(6), 250 2023. <https://doi.org/10.3390/universe9060250>
- *Zesta E., Hughes W.J., Engebretson M. J.* A statistical study of traveling convection vortices using the Magnetometer Array for Cusp and Cleft Studies // *J. Geophys. Res.* V. 107. P. 18.1–18.21. 2002. <https://doi.org/10.1029/1999JA000386>
- *SuperMAG Web Service API.* <http://supermag.jhuapl.edu/mag>.
- *Coordinated Data Analysis Web (CDAWeb).* <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>.
- *Vanhamäki and Juusola 2020.* Program code as supplementary material to the paper https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-26732-2_2#Sec18

Comparative Analysis of the Propagation of Magnetic Variations and Equivalent Current Vortices of Geomagnetic *Pc5* Pulsations Along the Meridian and Azimuth

A. V. Moiseev^{1, *}, V. I. Popov^{1, **}, S. A. Starodubtsev^{1, ***}

¹*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, Russia*

**e-mail: moiseev@ikfia.ysn.ru*

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

****e-mail: starodub@ikfia.ysn.ru*

For a number of events, the propagation velocities of geomagnetic *Pc5* pulsations in the azimuthal and meridional directions were analyzed. Two methods were used: by the phase delays of the signal between stations and by the displacement of the vortex centers of their equivalent current systems. The analysis showed that the distribution of pulsations and vortices coincides in direction: along the meridian they predominantly propagate to the north. In most cases, the propagation velocity of pulsations is 5 km/s, and that of vortices is 2 km/s. In azimuth, pulsations and vortices propagate westward, the propagation velocity of pulsations is 10 km/s, and the vortices velocity is 3 km/s. However, in the distribution of azimuthal velocities of both pulsations and vortices there are maxima of comparable magnitude, corresponding to the eastward propagation: pulsations with a velocity of 10 km/s, and vortices with a velocity of 5 km/s. It is concluded that at the ionospheric level, the phase velocities of pulsations measured by us are approximately 2 times greater than the group velocities of the vortices.

УДК 550.382

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЕКТОРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ОДНОКОМПОНЕНТНЫМ ДАННЫМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВОЛЮЦИОННОГО АЛГОРИТМА

© 2024 г. Р. А. Рытов^{1, *}, Н. А. Усов^{1, **}, В. Г. Петров^{1, ***}

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

*e-mail: ruslan.rytov2017@ya.ru

**e-mail: usov@obninsk.ru

***e-mail: vgpetrov2018@mail.ru

Поступила в редакцию 02.08.2023 г.

После доработки 14.12.2023 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

Предложен простой эволюционный алгоритм для восстановления вектора аномального магнитного поля по данным измерения одной его компоненты. Алгоритм подбирает положения и магнитные моменты ансамбля точечных магнитных диполей, совокупное магнитное поле которых приближает с необходимой точностью данные однокомпонентных магнитных измерений на известной высоте над земной поверхностью. Найденное таким образом распределение источников позволяет восстановить все три компоненты магнитного поля. В данной работе с помощью эволюционного алгоритма решена задача восстановления компонент H_x и H_y магнитного поля по данным измеренной вертикальной H_z -компоненты. Предложена также итерационная процедура для расчета H_x , H_y , H_z -компонент магнитного поля по известным данным для аномальной составляющей геомагнитного поля.

DOI: 10.31857/S0016794024040104, EDN: RSQEXY

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение векторного магнитного поля необходимо для ряда прикладных задач, например, для нужд навигации и направленного бурения [Kaji et al., 2019; Buchanan et al., 2013; Колесова, 1985].

Полное магнитное поле описывается трехмерным вектором (H_x, H_y, H_z) , модуль которого равен $T = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$. Однако, в зависимости от типа магнитометра, не всегда удается провести измерения всех трех компонент поля. Например, множество измерений локальных магнитных полей в геофизике проводится с помощью протонного магнитометра. Такой магнитометр почти не требует специальной ориентации в пространстве, но с его помощью измеряется только модуль полного магнитного поля T [Liu et al., 2022]. Однако для приложений в навигации и направленном бурении необходима карта именно векторного магнитного поля [Park and Choi, 2020; Kaji et al., 2019].

Альтернативой проведению прямых измерений векторного магнитного поля являются методы расчета, продолжения и сепарации магнитных полей по данным одной компоненты [Arturi et al., 2004; Zuo et al., 2020; Baniamerian et al., 2020; Munsch and Fleury, 2011; Pilkington and Boulanger, 2017]. Один из таких методов был предложен в работе [Lourenco and Morrison, 1973], где компоненты поля описывались двойными рядами Фурье, коэффициенты которых связаны через потенциал аномального магнитного поля. Однако эта задача рассматривалась в предположении, что магнитные моменты всех источников ориентированы только в направлении главного магнитного поля Земли на всей площади наблюдений.

Для решения аналогичных задач по поиску и определению параметров залегающих магнитных источников, широко используются методы из семейства мягких вычислений [Ibrahim, 2016]. К их числу относятся эволюционные и генетические алгоритмы [Montesinos et al., 2016; Maier et

al., 2019; Kaftan, 2017; Ding et al., 2022], алгоритм имитации отжига [Biswas and Acharya, 2016], оптимизация роem частиц [Pace et al., 2021; Essa and Elhussein, 2020], которые уже успешно применялись для инверсии потенциальных полей в задачах разведочной геофизики.

Целью данной работы является разработка простого эволюционного алгоритма для расчета трех компонент аномального магнитного поля по данным одной компоненты с помощью набора фиктивных дипольных источников. На вход алгоритма поступает карта распределения одной компоненты аномального магнитного поля, измеренного на некоторой высоте над поверхностью Земли. Далее алгоритм подбирает положения и магнитные моменты заданного количества дипольных источников, восстанавливая с необходимой точностью распределение векторного магнитного поля.

Алгоритм был протестирован на синтетическом примере карты магнитного поля, которая создается 50 случайно ориентированными диполями, распределенными случайно в 3D пространстве под поверхностью наблюдений. Далее, на основе данных спутниковой съемки геомагнитного поля, представленных в моделях IGRF, которая использовалась как нормальное поле [Alken, 2021] и EMM [The National Centers for Environmental

Information, 2018] в качестве полного поля, вычислялось аномальное поле и с помощью разработанного эволюционного алгоритма были восстановлены H_x , H_y , H_z -компоненты магнитного поля по вычисленному на высоте 100 м над уровнем моря в прямоугольной области площадью 300×300 км² над полуостровом Ямал аномальному полю.

2. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

В качестве источников аномального магнитного поля в данной работе используются точечные диполи, так как магнитное поле намагниченного тела на расстояниях, превышающих его размеры, эквивалентно полю точечного диполя. Поле точечного магнитного диполя определяется известной формулой [Яновский, 1978]

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{3\vec{R}(\vec{m}, \vec{R})}{|\vec{R}|^5} - \frac{\vec{m}}{|\vec{R}|^3}, \quad (1)$$

где \vec{R} – вектор из точки нахождения диполя в точку измерения, $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$ – магнитный момент диполя в декартовой системе координат.

Общая геометрия рассматриваемой задачи показана на рис. 1а. Пусть векторное магнитное поле необходимо восстановить по данным измерения одной его компоненты на плоскости $L_x \times L_y$,

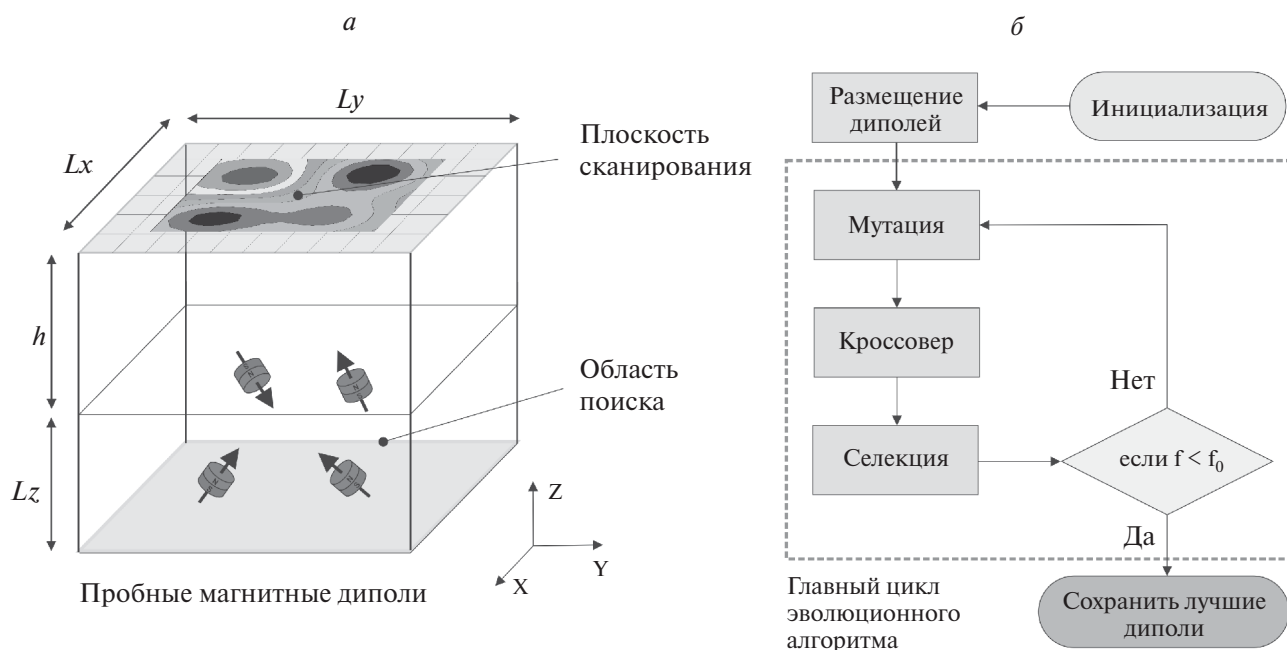


Рис. 1. (а) – Схематичное изображение набора пробных диполей и создаваемого ими аномального магнитного поля, иллюстрирующее геометрию задачи; (б) – блок-схема эволюционного алгоритма для расчета аномального магнитного поля с помощью набора точечных дипольных источников.

на высоте h над земной поверхностью. Восстановление поля проводится с помощью набора диполей $S = \{d_i, i = 1 \dots N_d\}$, залегающих на глубине не более L_z от поверхности земли. Каждый точечный диполь d_i из набора S характеризуется шестью параметрами $d_i = \{x_i, y_i, z_i, M_i, I_i, D_i\}$, где x_i, y_i, z_i – положение точечного i -го диполя в декартовой системе координат, M_i – модуль магнитного момента i -го диполя, а I_i и D_i – склонение и наклонение магнитного момента i -го диполя, так что компоненты магнитного момента диполя равны $m_{xi} = M_i \cos I_i \cos D_i, m_{zi} = M_i \sin I_i$.

Решение обратной задачи по восстановлению векторного поля происходит путем подбора координат и магнитных моментов диполей из набора S так, чтобы создаваемое ими однокомпонентное магнитное поле $H^S(x, y, h)$ совпадало с принятой точностью с измеренным однокомпонентным полем $H^{\text{exp}}(x, y, h)$. Пусть, например, по условию задачи известна только вертикальная компонента магнитного поля, $H_z(x, y, h)$. Тогда, после того, как оптимальный набор диполей найден, поперечные компоненты поля в рассматриваемой плоскости, $H_x(x, y, h)$ и $H_y(x, y, h)$, вычисляются с использованием формулы (1).

Поиск оптимального распределения магнитных диполей в данной работе реализуется с помощью эволюционного алгоритма [Maier et al., 2019], который имитирует процесс естественного отбора в биологической системе. Потенциальные решения оптимизационной задачи, то есть в данном случае множество наборов диполей S^j , рассматриваются как особи некоторой биологической популяции. К популяции последовательно применяются эволюционные операторы *скрещивания* и *мутации*. Затем, качество каждой особи оценивается с помощью специальной *fitness*-функции. Наконец, к популяции применяется оператор *селекции*, в результате которого лучшие особи популяции отбираются и переходят на следующую итерацию алгоритма, после чего цикл алгоритма повторяется. Работа алгоритма продолжается до тех пор, пока значение *fitness*-функции не уменьшится до требуемой величины, и оптимальное решение в смысле данной *fitness*-функции не будет найдено. Блок-схема эволюционного алгоритма показана на рис. 1б. Ниже приведены описания операторов эволюционного алгоритма.

2.1. Инициализация

Исходными данными при работе алгоритма являются известные размеры области сканирования магнитного поля на плоскости, L_x и L_y , высота сканирования h , количество N_{st} точек, в которых проводились измерения аномального магнитного поля,

их координаты и значения известной компоненты магнитного поля, например, компоненты H_z .

На этапе инициализации алгоритма задается максимальная глубина L_z залегания точечных диполей и их скалярные магнитные моменты M . Потенциальными решениями задачи являются наборы диполей $S_j, j = 1 \dots N_s$. В каждом наборе имеется N_d диполей. В реализованном варианте алгоритма $N_s = 10$. Параметры диполей $d_i = \{x_i, y_i, z_i, I_i, D_i\}, i = 1 \dots N_d$, то есть их положения и ориентация, на этапе инициализации алгоритма задаются случайно, а оптимальное количество диполей N_d и их магнитные моменты M выбираются с помощью специальной процедуры.

2.2. Скрещивание

К случайно созданной популяции сначала применяется оператор *скрещивания*. Оператор скрещивания случайным образом выбирает из популяции два различных набора S_a и S_b и создает новый набор S_c из случайно выбранных диполей наборов S_a и S_b , при этом число диполей N_d в наборе сохраняется. Получившийся новый набор S_c добавляется к общей популяции. В реализованной версии алгоритма с помощью операции скрещивания в общую популяцию добавляется 5 дополнительных наборов S , так что общее число наборов в популяции становится равным $N_s = 15$.

2.3. Мутация

Оператор мутации выбирает произвольный набор S_m из популяции $S_j, j = 1 \dots N_s$, где $N_s = 15$, и затем вносит малые случайные изменения в параметры диполей этого набора. Оператор мутации также применяется к популяции 5 раз, в результате чего общее число наборов популяции становится равным $N_s = 20$.

2.4. Селекция

Оператор селекции производит оценку качества отдельных членов популяции с помощью расчета для каждого члена популяции $S_j, j = 1 \dots 20$ целевой функции

$$f_j = \frac{1}{N_{st}} \sum_{x,y} \frac{|H^{\text{exp}}(x, y, h) - H^{S_j}(x, y, h)|}{\langle H^{\text{exp}}(x, y, h) \rangle}. \quad (2)$$

В формуле (2) $H^{\text{exp}}(x, y, h)$ есть измеренная компонента аномального магнитного поля

в точках измерения (x, y, h) , $\langle H^{\text{exp}}(x, y, h) \rangle = \sum_i^{N_{st}} |H^{\text{exp}}(x_i, y_i, h)| / N_{st}$ – средняя компонента

поля на всей области измерений, $H^S(x, y, h)$ есть соответствующая компонента поля пробных диполей из набора S в тех же точках, N_{st} — общее число точек измерений, а суммирование производится по узлам сетки, на которой проводились измерения поля в плоскости над источниками. Целевая функция (2) в худшем случае принимает значения $f \approx 1$, но может уменьшаться до $f = 0$, если истинное и пробное магнитные поля полностью совпали. Проведенные тестовые расчеты показывают, что, как правило, векторное магнитное поле восстанавливается с хорошей точностью при значениях целевой функции $f < 0.2$.

Наконец, алгоритм выбирает из общей популяции 10 лучших наборов диполей с наименьшими значениями целевой функции, а остальные наборы удаляет. Ко вновь образованной популяции снова последовательно применяются операторы *скрещивания*, *мутации* и *селекции* до тех пор, пока для наилучшего набора диполей *fitness*-функция не достигнет достаточно малых значений, порядка $f_0 = 0.05 - 0.2$.

Для достижения указанной точности алгоритму обычно требуется 50 – 500 итераций в простом случае, если восстанавливаемое магнитное поле создается 5 – 10 дипольными источниками и $10^3 - 10^5$ итераций, если количество диполей $N_d > 10$.

2.5 Усреднение решений

С помощью эволюционного алгоритма можно последовательно получить несколько различных оптимальных распределений диполей с близкими и достаточно малыми значениями *fitness*-функции. Результирующее аномальное магнитное поле в данной работе строится путем суперпозиции, то есть объединения всех найденных лучших решений. При этом модули магнитных моментов всех диполей при расчете компонент магнитного поля уменьшаются в соответствующее число раз, так что $M_{final}^i = M^i / N_{best}$, где N_{best} есть число найденных оптимальных наборов диполей с близкими значениями *fitness*-функции. Результаты проведенных расчетов показывают, что операция суперпозиции позволяет заметно уменьшить итоговое значение *fitness*-функции при расчетах с большим количеством диполей, а также при восстановлении аномальных магнитных полей сложной конфигурации.

3. СЛУЧАЙНО РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ДИПОЛИ

Разработанный алгоритм был протестирован путем расчета поперечных компонент магнитного поля H_x, H_y по известной вертикальной компо-

ненте поля H_z , заданной на некоторой плоскости. Тестовое магнитное поле создается 50 точечными магнитными диполями с фиксированной величиной магнитного момента $M = 3 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Направления же магнитных моментов и координаты диполей при этом задаются случайно в области с размерами $L_x = 100 \text{ см}$, $L_y = 100 \text{ см}$ и $L_z = 10 \text{ см}$, высота сканирования магнитного поля $h = 10 \text{ см}$.

При восстановлении векторного магнитного поля по заданным значениям H_z компоненты, необходимо определить количество пробных диполей N_d , их средний момент M , а также положения и направления моментов пробных диполей $d_i = \{x_i, y_i, z_i, I_i, D_i\}$, $i = 1 \dots N_d$ в указанной области. Количество варьируемых параметров задачи при этом крайне велико, поэтому на первом этапе определяются оптимальные значения величин M и N_d с помощью следующей процедуры.

Сначала рассчитывается среднее значение заданной компоненты магнитного поля на известной плоскости, $\langle H_z \rangle = \sum_i^{N_{st}} |H_z(x_i, y_i, h)| / N_{st}$. Эту же величину можно оценить, создавая в области поиска случайные распределения пробных диполей с различными значениями M и N_d . Оптимальные значения указанных величин можно получить, минимизируя функцию невязки $f_{er} = \left| \langle H_z^{exp} \rangle - \langle H_z \rangle \right| / \langle H_z^{exp} \rangle$. Распределение функции невязки для диапазона значений магнитного момента $M = 10^{-4} - 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ и коли-

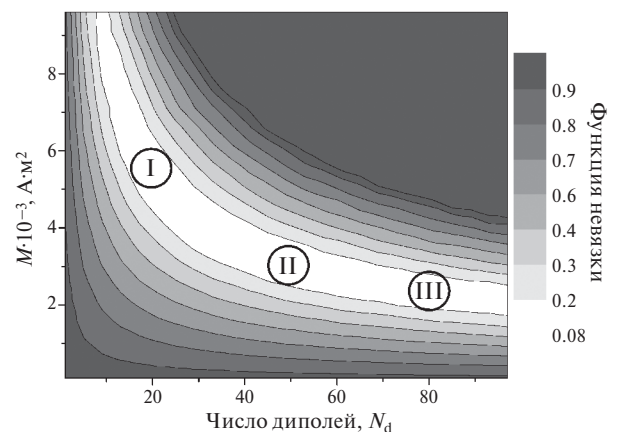


Рис. 2. Распределение функции невязки для различных значений магнитных моментов диполей, M , и числа магнитных диполей, N_d . Римскими цифрами I – III обозначены области параметров M и N_d , для которых проводились расчеты с помощью эволюционного алгоритма.

Таблица 1. Значения параметров M и N_d для проведения оптимизационной процедуры, а также финальное значение $fitness$ -функции

	Магнитный момент, M , А·м ²	Число диполей, N_d	Финальное значение $fitness$ -функции
Область I	$5.5 \cdot 10^{-3}$	20	0.045
Область II	$3 \cdot 10^{-3}$	50	0.05
Область III	$2.3 \cdot 10^{-3}$	80	0.05

чества диполей $N_d = 1 - 100$ для заданного тестового магнитного поля $\langle H_z^{exp} \rangle$ показано на рис. 2.

На рис. 2 видно, что оптимальным значениям параметров M и N_d соответствует значение функции невязки $f_{er} < 0.2$. Стоит отметить, что полный расчет диаграммы на рис. 2 занимает около минуты на персональном компьютере. Этот прием можно использовать для предварительной оценки оптимальных значений магнитных моментов и количества дипольных источников, необходимых для восстановления конкретного векторного магнитного поля. На основе такой диаграммы можно выбрать несколько лучших пар значений M и N_d , для которых и проводится дальнейший расчет с помощью эволюционного алгоритма. В данной работе для проведения дальнейших расчетов были выбраны области I–III, показанные на рис. 2, которым соответствуют различные M и N_d , приведенные в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что оптимальная область II соответствует заданным значениям $M = 3 \cdot 10^{-3}$ А·м² и $N_d = 50$. Однако, как показывает рис. 2, оптимальными также являются область I, включающая меньшее число диполей, но с большим магнитным моментом, а также область III, включающая большее число диполей с меньшим магнитным моментом. Расчеты показывают, что финальные значения $fitness$ -функции для областей I–III совпадают с хорошей точностью и достигают значений около 0.2. Это показывает, что наборы диполей I – III фактически являются эквивалентными.

Результаты восстановления векторного магнитного поля с параметрами M и N_d из области III показаны на рис. 3. В данном тестовом расчете магнитное поле задавалось в 400 дискретных точках, которые показаны на рис. 3а. Расстояние между соседними точками составляет 1 см. Заданные значения вертикальной H_z компоненты магнитного поля в указанных точках плоскости поступали на вход эволюционного алгоритма и ис-

пользовались при вычислении $fitness$ -функции по уравнению (2).

На рис. 3 каждая масштабная шкала соответствует одному из распределений H_z , H_x или H_y компонент магнитного поля. Как показывают рис. 3а–в, абсолютная величина каждой компоненты магнитного поля достигает значений порядка 350–450 нТ. На вход эволюционного алгоритма поступали только данные о распределении перпендикулярной H_z компоненты магнитного поля, рис. 3а. Поперечные же заданные компоненты поля H_x и H_y приведены на рис. 3б и 3в для сравнения с восстановленными компонентами, показанными на рис. 3д и 3е, соответственно.

Найденные с помощью эволюционного алгоритма контуры магнитных полей H_z , H_x и H_y на рис. 3г и 3е хорошо совпадают с соответствующими известными контурами магнитного поля, представленными на рис. 3а–в.

На рисунках 3ж–и представлены распределения невязки для трёх компонент магнитного поля. Здесь видно, что на основной площади измерений удается достичь локальных значений невязки, много меньших 0.05. Однако из-за влияния локальных краевых эффектов, рис. 3з–и, общая невязка увеличивается, $f_{er} = 0.05$. Если же исключить края из расчета ошибки, то значение $fitness$ -функции в данном примере $f_{er} = 0.015$.

Подчеркнем, что результаты, представленные на рис. 3г и рис. 3е, были получены для параметров M и N_d из области III. Однако близкие распределения полей были получены также для расчетов с параметрами M и N_d из областей I и II на рис. 2.

4. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕКТОРНОГО ПОЛЯ ПО ИЗМЕРЕННЫМ ДАННЫМ АНОМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

С помощью разработанного эволюционного алгоритма можно также рассчитать векторное

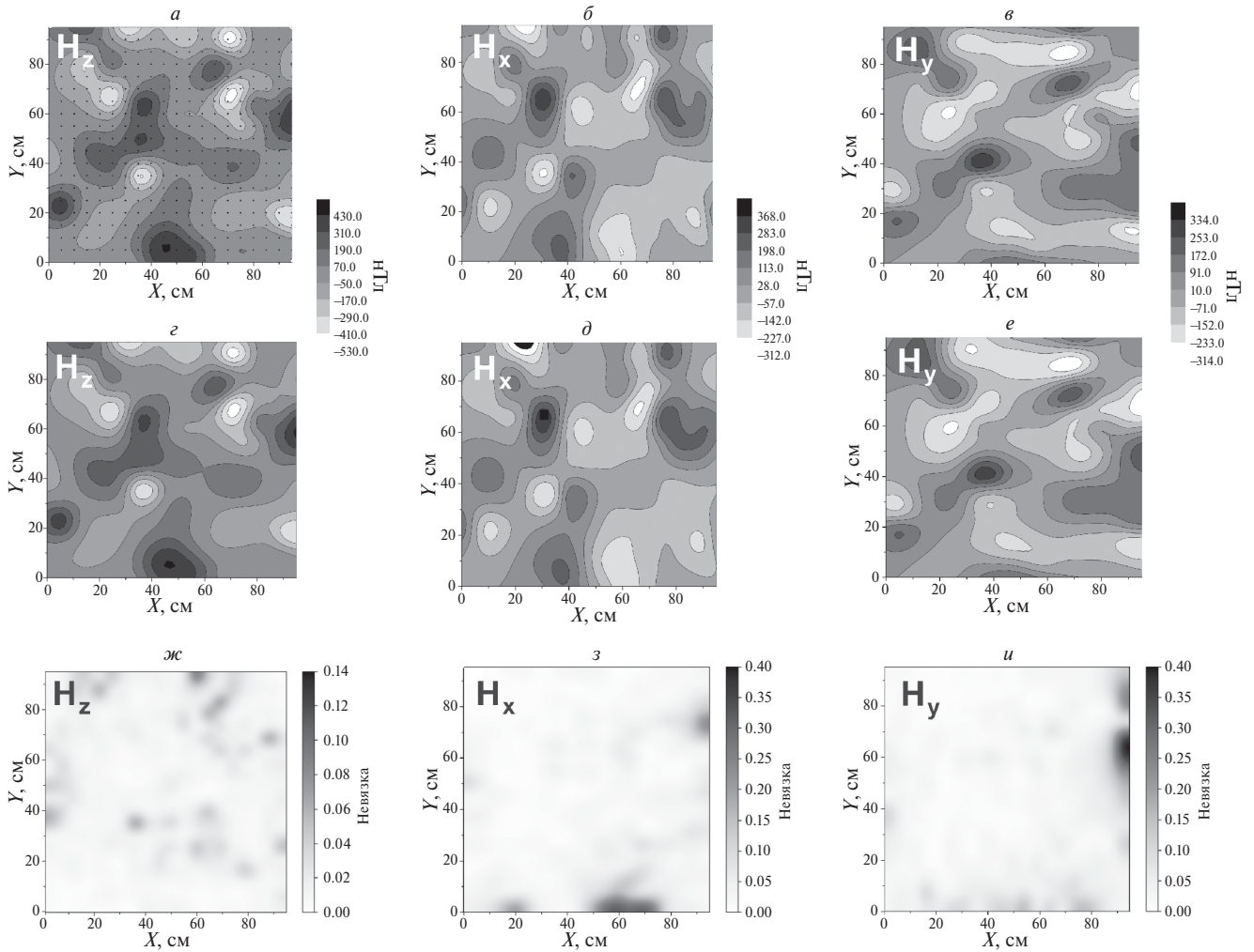


Рис. 3. (а, б, в) – Заданное распределение компонент H_x, H_y, H_z магнитного поля; (г, д, е) – найденные с помощью эволюционного алгоритма распределения тех же компонент H_z, H_x, H_y , по данным одной вертикальной компоненты H_z для случая значений $M = 2.3 \cdot 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ и $N_d = 80$ (область III на рис. 2); (ж, з, и) – распределение невязки для компонент найденного магнитного поля.

магнитное поле по данным аномальной составляющей полного геомагнитного поля. Для получения модульных данных аномального магнитного поля Земли в данной работе использовались модели IGRF и EMM [Alken et al., 2021; The National Centers for Environmental Information, 2018]. Данные модели представляют магнитное поле Земли в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам. Модель IGRF описывает главное магнитное поле Земли, создаваемое источниками в жидком ядре Земли, и использует 13 сферических гармоник для аппроксимации скалярного магнитного потенциала. Более подробная модель EMM описывает сумму главного и аномального магнитного поля, которое создается источниками в земной коре. Таким образом, вычитая из моду-

ля поля модели EMM модуль поля модели IGRF, можно получить данные об аномальной составляющей полного магнитного поля

$$\Delta T_1^A(\vec{r}_i) = T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{IGRF}(\vec{r}_i), \quad (3)$$

где $\vec{r} = (x, y, z)$ – координаты точки измерения, $T(\vec{r}) = \sqrt{H_x(\vec{r})^2 + H_y(\vec{r})^2 + H_z(\vec{r})^2}$ – модуль соответствующего магнитного поля, а число точек измерения $i = 1 \dots N_{st}$. Поле (3) можно получить, например, если из измеренной протонным магнитометром сетки данных вычесть модуль главного магнитного поля модели IGRF.

С помощью простой итерационной процедуры по таким модульным данным можно рассчитать векторное аномальное магнитное поле, при условии, что компоненты главного поля, $H_X^{IGRF}(\vec{r}_i)$, $H_Y^{IGRF}(\vec{r}_i)$, $H_Z^{IGRF}(\vec{r}_i)$, известны.

Пусть \vec{H}_0 и \vec{H}_1 есть главное и аномальное магнитное поле, соответственно. В нашем случае $T^{EMM} = |\vec{H}_0 + \vec{H}_1|$, а $T^{IGRF} = |\vec{H}_0|$. Воспользуемся тем, что модуль главного магнитного поля, как правило, много больше модуля аномального поля [Яновский, 1978; Lourenco and Morrison, 1973]. Тогда имеем

$$\Delta T_1^A(\vec{r}_i) = T^{EMM} - T^{IGRF} = |\vec{H}_0 + \vec{H}_1| - |\vec{H}_0| \approx \approx |\vec{H}_0| \sqrt{1 + 2\vec{H}_0\vec{H}_1/H_0^2} - |\vec{H}_0| \approx \vec{H}_0\vec{H}_1/|\vec{H}_0|. \quad (4)$$

Следовательно, в результате операции (4) получается компонента аномального поля в направлении глобального поля. Если глобальное поле вблизи полюса направлено практически вертикально, то в результате мы получаем с большой точностью вертикальную проекцию аномального магнитного поля, $H_Z^A(\vec{r}_i) = \Delta T_1^A(\vec{r}_i)$.

Далее, по данным $H_Z^A(\vec{r}_i)$ с помощью эволюционного алгоритма рассчитывается компоненты поля в плоскости $H_X^A(\vec{r}_i)$, $H_Y^A(\vec{r}_i)$. Затем, зная все компоненты аномального поля, $H_X^A(\vec{r}_i)$, $H_Y^A(\vec{r}_i)$, $H_Z^A(\vec{r}_i)$, а также все компоненты главного поля, $H_X^{IGRF}(\vec{r}_i)$, $H_Y^{IGRF}(\vec{r}_i)$, $H_Z^{IGRF}(\vec{r}_i)$, находим модуль полного поля на первой итерации

$$\vec{H}^{Total}(\vec{r}_i) = \vec{H}^{IGRF}(\vec{r}_i) + \vec{H}^A(\vec{r}_i), \quad (5)$$

$$T^{Total}(\vec{r}_i) = \sqrt{H_X^{Total}(\vec{r}_i)^2 + H_Y^{Total}(\vec{r}_i)^2 + H_Z^{Total}(\vec{r}_i)^2}. \quad (6)$$

На второй итерации вычитаем из полного поля модели ЕММ модуль полного поля (6), найденного на первой итерации

$$\Delta T_2^A(\vec{r}_i) = T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{Total}(\vec{r}_i). \quad (7)$$

Новая разница модулей полей (7) вновь подается на вход эволюционного алгоритма в качестве приближения к вертикальной компоненте искомого поля, после чего вышеописанная процедура (5)–(7) повторяется. Этот итерационный процесс продолжается до тех пор, пока разница между известным и расчетным полным магнитным полем не будет удовлетворять условию

$\sum_i |T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{Total}(\vec{r}_i)| / N_{st} \leq \delta$, где δ – малая величина в сравнении с характерным значением аномального магнитного поля.

На первой стадии расчета проводилось определение оптимального количества диполей и их магнитных моментов по описанной в пункте 3 процедуре. Как показывает рис. 4, для восстановления векторного магнитного поля использовались $N_d = 26$ диполей с магнитным моментом $M = 30 \cdot 10^{12}$ А·м². Размещение диполей проводилось в области с размерами $L_x = 300$ км, $L_y = 300$ км и $L_z = 60$ км, высота сканирования магнитного поля $h = 100$ м.

Источниками аномального магнитного поля в Земной коре обычно являются залежи, включающие в свой состав мелкие магнитные частицы, например, магнетит [Яновский, 1978]. Соответственно, намагниченность дипольных источников, используемых в алгоритме, по крайней мере, не должна превышать характерных значений намагниченности естественных горных пород.

В рассматриваемом случае намагниченность набора точечных диполей, распределенных в немагнитном объеме, можно оценить по формуле $J = MN_d/V_a$, где $V_a = L_x L_y L_z$ – объем области размещения диполей под поверхностью земли. Так, набору диполей с параметрами $M = 30 \cdot 10^{12}$ А·м² и $N_d = 26$, обозначенному окружностью на рис. 4, соответствует намагниченность $J = 0.14$ А/м, при этом характерное значение намагниченности горных пород составляет $J_R = 3$ А/м [Montesinos et al., 2016]. Сравнивая J_R с полной намагниченностью дипольных источников J , находим отношение $J/J_R = 0.046$, что указывает на то, что намагниченность набора диполей J соответствует намагниченности горной породы с низкой концентрацией магнетита.

На рис. 5а показана область полуострова Ямал с координатами: 69° – 72° N и 66° – 74° E, для которой проводился расчет векторного поля по аномальной составляющей геомагнитного поля. Измерения проводились на сетке 23×23 точек, показанной на рис. 5б. Всего для расчета компонент поля проводилось усреднение по 100 запускам алгоритма. Итоговая величина невязки целевой функции $f = 0.05$.

Рисунок 5б показывает, что аномальная составляющая геомагнитного поля ΔT , вычисленная по уравнению (4) в исследуемой области, принимает значения от – 230 нТ до 284 нТ. С помощью эволюционного алгоритма по данным на рис. 5б было рассчитано векторное магнитное поле, компоненты которого показывают рис. 5в–д. Видно, что контуры распределения вертикальной компонен-

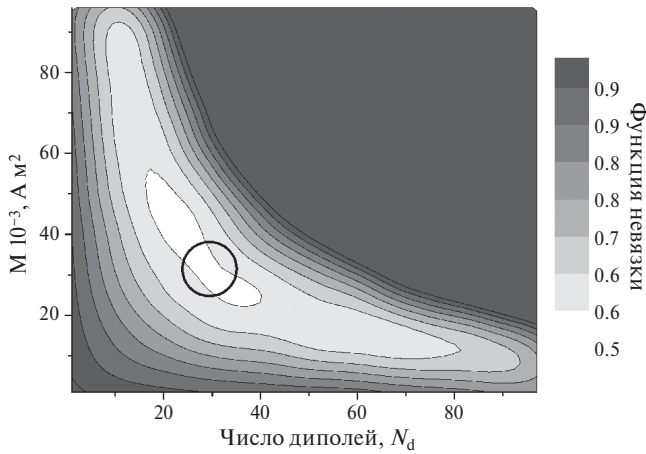


Рис. 4. Распределение функции невязки для магнитного поля в районе полуострова Ямал для различных значений магнитных моментов диполей, M , и числа магнитных диполей, N_d . Окружность выделяет область, для которой проводились расчеты с помощью эволюционного алгоритма.

ты H_z , показанные на рис. 5д, совпадают контурами ΔT на рис. 5б, что находится в согласии с приближением (4). Далее, на рис. 5е–д показаны истинные распределения компонент аномального магнитного поля, полученные напрямую из разности известных компонент моделей EMM и IGRF, $H_i = H_i^{EMM} - H_i^{IGRF}$, $i = x, y, z$. Как показывают рис. 5е–д, контуры компонент рассчитанного аномального магнитного поля хорошо совпадают с истинными компонентами поля, рис. 5е–з.

Интересно проследить показанную на рис. 6 эволюцию разности $T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{Total}(\vec{r}_i)$ между модулем поля EMM и модулем поля, восстанавливаемого с помощью эволюционного алгоритма, в зависимости от номера итерации.

Как показывает рис. 6а, на первой итерации максимальная разность достигает значения в 140 нТ, на второй итерации, рис. 6б, разность уменьшается до значений порядка 70 нТ, но уже на третьей итерации, рис. 6в, максимальная разность

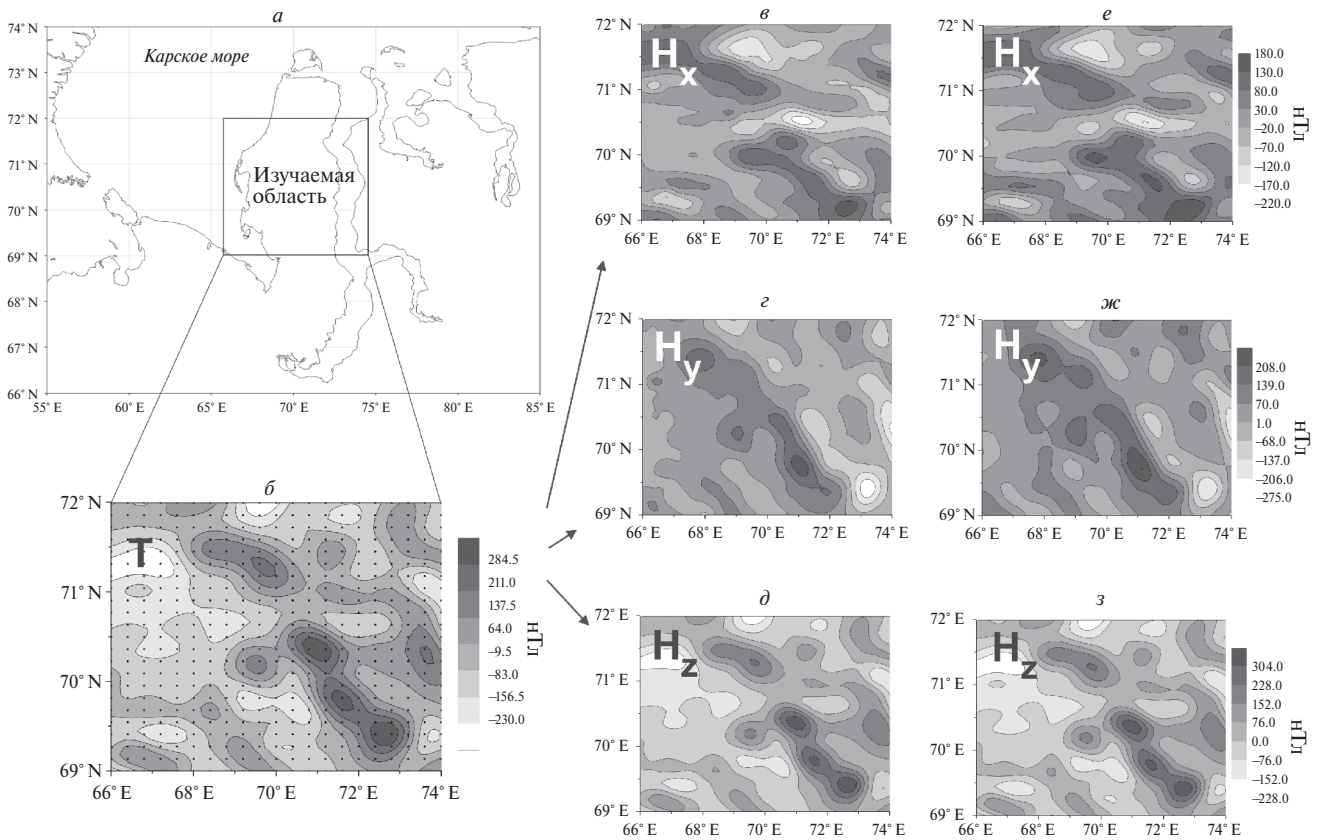


Рис. 5. (а) – Исследуемая область; (б) – исходные модульные данные аномального магнитного поля ΔT , полученные по уравнению (4) в исследованной области. (в, г, д) – найденные с помощью вычислений компоненты H_x, H_y, H_z магнитного поля; (е, ж, з) – истинные H_x, H_y, H_z компоненты магнитного поля, полученные из разности моделей EMM и IGRF, $H_i = H_i^{EMM} - H_i^{IGRF}$, $i = x, y, z$.

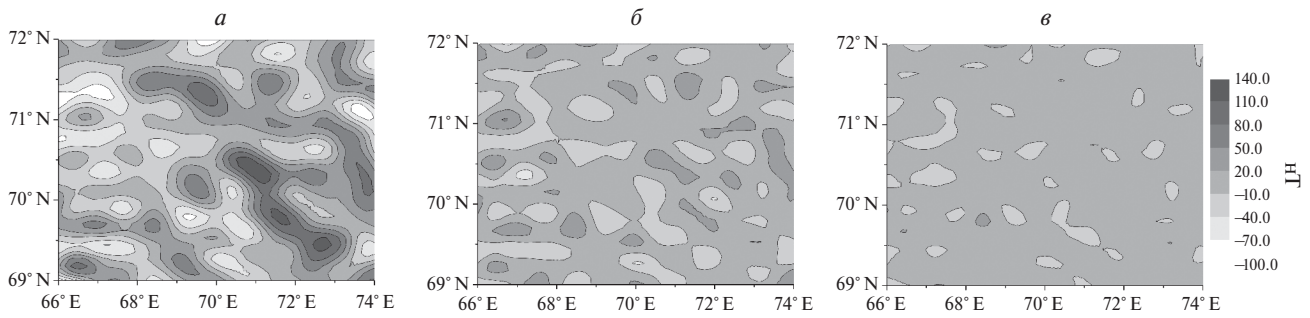


Рис. 6. Эволюция разности (в нТ) между истинным и рассчитанным с помощью эволюционного алгоритма распределением магнитного поля, $T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{Total}(\vec{r}_i)$, (а) – на первой итерации, (б) – на второй итерации и (в) – на третьей итерации по уравнениям (5) – (7).

$T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{Total}(\vec{r}_i)$ не превышает 30 нТ. Можно показать, что с увеличением числа итераций в процедуре (5)–(7) невязка $\sum_i |T^{EMM}(\vec{r}_i) - T^{Total}(\vec{r}_i)| / N_{st}$ стремится к нулю, что позволяет увеличить точность восстановления векторного магнитного поля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе разработан эволюционный алгоритм для расчета векторного магнитного поля по имеющимся данным вертикальной компоненты поля либо по известным модульным данным. Эволюционный алгоритм прост в реализации и ввиду своей стохастичности позволяет непосредственно получить набор потенциальных решений задачи.

Тестирование алгоритма на синтетических данных показало, что алгоритм эффективен в построении карт распределений полного векторного магнитного поля на некоторой поверхности.

В работе показано, что с помощью предлагаемой итерационной процедуры можно рассчитать векторное аномальное магнитное поле по измеренным данным для разности модулей полей ΔT в некоторой области. Тестовые расчеты по данным моделей IGRF и EMM показали эффективность разработанного метода, а определенная итерационной процедурой разница между известным и расчетным магнитными полями становится ниже 30 нТл уже на третьей итерации эволюционного алгоритма. На данный момент ведутся работы по тестированию алгоритма на базе измеренных локальных аномальных магнитных полей и дальнейшему применению разработанного метода для создания локальных моделей геомагнитного поля.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования выполнены в рамках государственного задания института.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Колесова В.И. Аналитические методы магнитной картографии. Отв. ред. В.И. Почтарев. Москва: Наука, 222 с. 1985.
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Ленинград: Изд-во ЛГУ, 591 с. 1978.
- Alken P., Thébaud E., Beggan C.D., et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets and Space. V. 73. № 1. 2021. doi:10.1186/s40623-020-01288-x
- Arturi C.M., Di Rienzo L., Hauelsen J. Information Content in Single-Component Versus Three-Component Cardiomagnetic Fields // IEEE Transactions on Magnetics. V. 40. № 2. P. 631–634. 2004. doi:10.1109/tmag.2004.824891
- Baniamerian J., Liu S., Hu X., Fedi M., Chauhan M.S., Abbas M.A. Separation of magnetic anomalies into induced and remanent magnetization contributions // Geophysical Prospecting. V. 68. № 7. P. 2320–2342. 2020. doi:10.1111/1365-2478.12993
- Biswas A., Acharya T. A very fast simulated annealing method for inversion of magnetic anomaly over semi-infinite vertical rod-type structure // Modeling Earth Systems and Environment. V. 2. № 4. P. 1–10. 2016. doi:10.1007/s40808-016-0256-x
- Buchanan A., Finn C.A., Love J.J. et al. Geomagnetic referencing—the real-time compass for directional drillers // Oilfield Review. V. 25. № 3. P. 32–47. 2013
- The National Centers for Environmental Information. (2018). [Online]. Available: <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/geomag.shtml>
- de Groot L.V., Fabian K., Béguin A., Kosters M.E., Cortés-Ortuño D., Fu R.R., Jansen C.M.L., Harrison R.J., van Leeuwen T., Barnhoorn A. Micromagnetic Tomography for Paleomagnetism and Rock-Magnetism // Journal of

- Geophysical Research: Solid Earth. V. 126. № 10. 2021. doi:10.1029/2021jb022364
- *Ding X., Li Y., Luo M., Chen J., Li Z., Liu H.* Estimating Locations and Moments of Multiple Dipole-Like Magnetic Sources From Magnetic Gradient Tensor Data Using Differential Evolution // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. V. 60. P. 1–13. 2022. doi:10.1109/tgrs.2021.3094057.
- *Essa K.S., Elhussein M.* Interpretation of Magnetic Data Through Particle Swarm Optimization: Mineral Exploration Cases Studies // Natural Resources Research. V. 29. № 1. P. 521–537. 2020. doi:10.1007/s11053-020-09617-3
- *Ibrahim D.* An overview of soft computing // Procedia Computer Science. V. 102. P. 34–38. 2016. doi:10.1016/j.procs.2016.09.366
- *Kaftan İ.* Interpretation of magnetic anomalies using a genetic algorithm // Acta Geophysica. V. 65. № 4. P. 627–634. 2017. doi:10.1007/s11600-017-0060-7
- *Kaji C.V., Hoover R.C., Ragi S.* Underwater Navigation using Geomagnetic Field Variations / 2019 IEEE Intern. Conference on Electro Information Technology (EIT). 2019. doi:10.1109/eit.2019.8834192
- *Lourenco J.S., Morrison H.F.* Vector magnetic anomalies derived from measurements of a single component of the field // Geophysics. V. 38. № 2. P. 359–368. 1973. doi:10.1190/1.1440346
- *Maier H.R., Razavi S., Kapelan Z., Matott L.S., Kasprzyk J., Tolson B.A.* Introductory overview: Optimization using evolutionary algorithms and other metaheuristics // Environmental Modelling & Software. V. 114. P. 195–213. 2019. doi:10.1016/j.envsoft.2018.11.018
- *Montesinos F.G., Blanco-Montenegro I., Arnosó J.* Three-dimensional inverse modelling of magnetic anomaly sources based on a genetic algorithm // Physics of the Earth and Planetary Interiors. V. 253. P. 74–87. 2016. doi:10.1016/j.pepi.2016.02.004
- *Munsch M., Fleury S.* Scalar, vector, tensor magnetic anomalies: measurement or computation? // Geophysical Prospecting. V. 59. № 6. P. 1035–1045. 2011. doi:10.1111/j.1365-2478.2011.01007.x
- *Pace F., Santilano A., Godio A.* A Review of Geophysical Modeling Based on Particle Swarm Optimization // Surveys in Geophysics. V. 42. № 3. P. 505–549. 2021. doi:10.1007/s10712-021-09638-4
- *Pilkington M., Boulanger O.* Potential field continuation between arbitrary surfaces — Comparing methods // Geophysics. V. 82. № 3. P. J9–J25. 2017. doi:10.1190/geo2016-0210.1
- *Zuo B., Hu X., Leão-Santos M., Wang L., Cai Y.* Downward Continuation and Transformation of Total-Field Magnetic Anomalies Into Magnetic Gradient Tensors Between Arbitrary Surfaces Using Multilayer Equivalent Sources // Geophysical Research Letters. V. 47. № 16. 2020. doi:10.1029/2020gl088678

Vector Magnetic Field Reconstruction from Single-Component Data Using Evolutionary Algorithm

R. A. Rytov^{1, *}, N. A. Usov^{1, **}, V. G. Petrov^{1, ***}

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

**e-mail: ruslan.rytov2017@ya.ru*

***e-mail: usov@obninsk.ru*

****e-mail: vgpetrov2018@mail.ru*

A simple evolutionary algorithm is proposed to reconstruct a vector anomalous magnetic field from measurement data of one of its components. The algorithm selects the positions and magnetic moments of an assembly of point magnetic dipoles, the total magnetic field of which approximates with the required accuracy the data of single-component magnetic measurements at a known height above the earth's surface. The distribution of sources obtained in this manner enables the reconstruction of all three components of the magnetic field. In this study, an evolutionary algorithm was utilized to solve the problem of reconstructing the magnetic field components H_x and H_y from the measured H_z vertical component data. Additionally, an iterative procedure was proposed for calculating the H_x , H_y and H_z components of the magnetic field from known data for the anomalous component of the geomagnetic field.

УДК 550.34.09

ЛИТОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ ПОЛЯРНОЙ АРКТИКИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА СНАМР

© 2024 г. Д. Ю. Абрамова¹, *, Л. М. Абрамова², **

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

²Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли
им. О.Ю. Шмидта РАН (ЦГЭМИ ИФЗ РАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: f.step2014@mail.ru

**e-mail: labramova@igemi.troitsk.ru

Поступила в редакцию 12.10.2023 г.

После доработки 11.01.2024 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

Изучение глубинного строения и тектоники Арктического региона актуально не только для решения фундаментальных проблем современной геодинамики, но и в контексте освоения природных ресурсов приполярных областей, а также представляет интерес с геополитической точки зрения при определении границ шельфов окраинных морей. Для анализа аномального магнитного поля в регионе Полярной Арктики были использованы экспериментальные данные спутника СНАМР, полученные на последнем этапе его работы, когда высота орбиты понизилась до 280–260 км, что позволило получить геомагнитные параметры с более высоким пространственным разрешением. Для нескольких секторов Полярной Арктики построены карты распределения поля литосферных магнитных аномалий различных масштабов и степени осреднения по площади. Проведен анализ параметров аномалий, предложено объяснение геологической и физической природы аномалий, являющихся образами наиболее значимых геолого-тектонических структур Северо-Атлантической магматической провинции и комплекса Центрально-Арктических подводных поднятий. Обсуждаются связи обнаруженных особенностей распределения литосферного аномального магнитного поля с известными геологическими структурами Амеразии и Евразии и протекавшими здесь в прошлом и протекающими в настоящее время тектоническими процессами. Полученные результаты представляют интерес для дальнейших комплексных геолого-геофизических исследований и построения обоснованных моделей эволюции литосферы Арктического региона.

DOI: 10.31857/S0016794024040116, EDN: RSPZQJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Полярная Арктика является исключительно важным регионом для понимания глубинного строения и истории формирования Мирового океана и Земли в целом. Необходимость геолого-геофизического изучения ее территории диктуется практическими задачами, связанными с разведкой месторождений нефти и газа и их дальнейшим освоением, а также геополитической потребностью разграничения особых экономических зон арктических шельфовых областей [Конторович и др., 2010]. Несмотря на сложности и высокую стоимость проведения полевых работ в этом труднодоступном северном регионе, российские ученые еще в начале 80-х годов прошло-

го столетия смогли провести и обобщить результаты аэромагнитной съемки практически всей акватории Северного Ледовитого океана [Карасик, 1980], что позволило составить представление не только о магнитных неоднородностях земной коры, но и о глубинном строении литосферы. В последние десятилетия теоретические и экспериментальные исследования Полярной Арктики развиваются быстрыми темпами, причем полученные результаты указывают на гораздо более сложную структуру арктической литосферы, чем считалось ранее [Глебовский, 2002; Mosher et al., 2012; Петрова и др., 2022].

Начиная с 2005 года несколькими национальными организациями России, Швеции, Финлян-

дии, Дании, США, Канады и Норвегии в рамках совместного проекта были проведены работы по сбору и систематизации геофизических и геологических данных для региона Полярной Арктики. Проект был направлен на создание атласа геолого-геофизических цифровых карт масштаба 1: 5 000 000 для области полярной шапки, ограниченной параллелью 60° N [Gaina et al., 2014]. Эти исследования показали, что вплоть до настоящего времени в Полярном Арктическом регионе продолжают развиваться геодинамические процессы тектонической активизации различного масштаба: от активного спрединга морского дна в Северной Атлантике и Евразийском бассейне до процессов субдукции плит в Северной части Тихого океана.

Учитывая, что различные области земной коры характеризуются контрастом плотности минералов и степенью намагниченности слоев, оказалось достаточно практичным использовать в комплексе с имеющимися геофизическими данными измерения аномального магнитного поля (АМП) литосферы. Причем одним из наиболее дешевых и доступных методов для этих труднодоступных территорий является именно спутниковая магнитная съемка, существенным преимуществом которой является возможность анализа и интерпретации огромных массивов данных и построения магнитных карт на различных уровнях наблюдений над земной поверхностью в регионах, где отсутствуют приземные измерения. Нужно отметить, что возможности анализа параметров литосферных магнитных аномалий (ЛМА) серьезно расширились после запуска в 2000 г. германского искусственного спутника Земли CHAMP, поставившего в течение более 10 лет высокоточные геомагнитные данные практически в масштабе реального времени [Reigber et al., 2002].

Пространственное распределение поля литосферных магнитных аномалий определяется структурой магнитоактивного слоя, поскольку именно в нем сосредоточены его источники. Магнитное поле контролируется степенью концентрации магнитных минералов в коре и верхней мантии и может использоваться как маркер для определения их структуры и состава [Nemant and Maus, 2005]. АМП отражает современное положение тектонических структур и их физические свойства, в связи с чем может быть использовано для установления различий типов коры и выделения зон тектонической активизации, например, таких, как Северо-Атлантическая магматическая провинция Арктики. Карты аномального магнитного поля полезны при исследовании вза-

имодействия литосферных плит с мантией, поскольку процессам сжатия и растяжения земной коры, сопровождаемым крупномасштабным вулканизмом, свойственны различные особенности магнитных полей [Roest et al., 1995; Bokelmann, Wustefeld, 2009]. Магнитные аномалии предоставляют возможность исследовать закономерности распределения магнитных неоднородностей в глубинной структуре земной коры, как бы “просвечивая” древние платформы [Nemant and Maus, 2005].

Таким образом, использование геомагнитных экспериментальных данных позволяет фиксировать тектонические границы различного вида, а именно, между континентальной и океанической зонами, между океаническими блоками с различной полярностью намагниченности и т.п. Целью данного исследования было изучение генетических связей ЛМА, полученных по данным спутниковых измерений магнитного поля в регионе Полярной Арктики, с известными геологическими структурами и протекающими здесь тектоническими процессами. Вопрос представляется достаточно актуальным, поскольку если тектоническая природа Северо-Атлантической магматической провинции в настоящее время не вызывает сомнений, то в отношении прилегающих структур Амеразии и Евразии такого согласия нет. Полученный авторами опыт исследования спутникового литосферного поля над территориями других тектонически активных областей, таких как Эфиопское плато, Тарим, Исландия [Абрамова и Абрамова, 2021; Абрамова и Абрамова, 2022; Абрамова и др., 2022], позволяет надеяться на успешное решение поставленной задачи.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ЛИТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ ИЗ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ

Для анализа аномального магнитного поля региона Полярной Арктики были использованы геомагнитные данные спутника CHAMP, полученные на последнем этапе его работы в 2010 году, когда высота его полета над поверхностью Земли снизилась до 280–260 км. Это позволило за счет “приближения” уровня измерений к источникам поля получить более высокие (примерно в 2 раза) значения амплитуд модуля полного вектора геомагнитного поля (T) и ортогональных векторных компонент (X , Y , Z), чем на стандартной высоте полета 450 км. Точность измерений модуля скалярным магнитометром OVM составляла ± 0.5 нТл, компонент феррозондовым FGM — ± 3 нТл. По

времени данные имеют секундное разрешение, что составляет в пространстве ~ 7 км.

Следует отметить, что анализ аномального магнитного поля в высоких геомагнитных широтах, кроме технических сложностей, имеет серьезные геофизические ограничения, поскольку наблюдения проводятся в области влияния сложных динамических ионосферных токовых систем, искажающих экспериментальные данные. Соответственно, для преодоления указанных ограничений с целью повышения надежности результатов обработка спутниковых данных проводилась с использованием усложненной методики. Значительная часть измерений ($\sim 35\%$), отобранных из базы данных СНАМРа для рассматриваемого региона, была отбракована по причине выявленных искажений локальными и региональными магнитными возмущениями, связанными с ионосферно-магнитосферными субполярными эффектами.

Несмотря на искажающее влияние, для Полярной Арктики удалось сформировать обширную базу данных ЛМА за 7 месяцев работы СНАМР в 2010 г. Количество данных, использованных для анализа поля, составило 10000 – 12000 значений каждой компоненты. Надежность построений пространственного распределения поля ЛМА обеспечивалась путем сравнения полученных карт для нескольких независимых наборов спутниковых данных. Сравнение рассчитанных вариантов подтвердило достаточно надежное воспроизведение структуры пространственного распределения поля магнитных аномалий.

Геомагнитное поле на спутниковых высотах является сложной функцией пространства и времени. Основная проблема при проведении анализа и выделении части, связанной с литосферным полем, состоит в корректном исключении из измеренного спутником суммарного магнитного поля составляющих, связанных с другими физическими источниками: главного поля, генерируемого в жидкой части земного ядра; полей от токов в проводящих слоях земной коры и верхней мантии; внешних полей магнитосферно-ионосферных токовых систем. Эта проблема решается с использованием технологии выделения параметров поля ЛМА из суммарного геомагнитного поля, измеренного на спутнике, опубликованной ранее [Abramova and Abramova, 2014], которая была скорректирована и усовершенствована применительно к особенностям изучаемого полярного региона.

Известно, что спутниковые наблюдения мало чувствительны к поверхностным структурам, т.к. мелкие локальные аномалии, расположенные

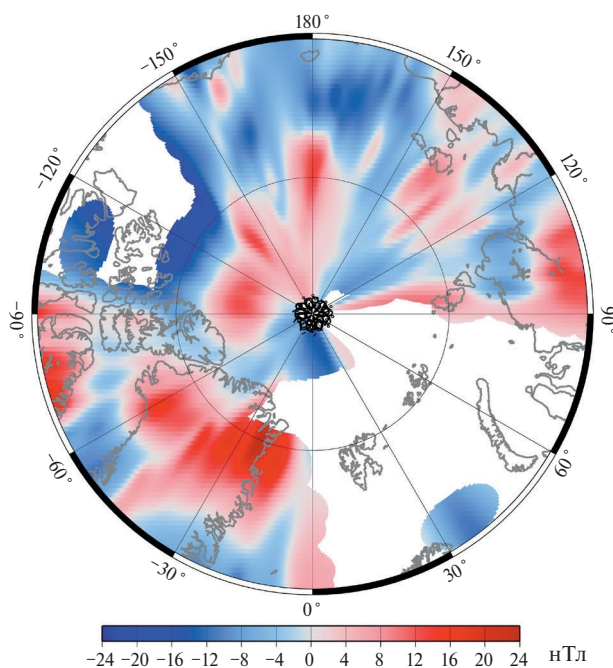


Рис. 1. Пространственное распределение поля ЛМА (литосферного аномального магнитного поля T_a) над Полярной Арктикой на уровне орбиты спутника ~ 260 – 280 км.

в верхних слоях земной коры, с увеличением расстояния от источника подавляются быстрее крупных региональных. Размеры выделяемых литосферных магнитных аномалий соотносимы с высотой съемки – измерение геомагнитного поля на спутниковых высотах является аналогом “фильтра низких частот”. Таким образом, на высоте орбиты спутника 260–280 км в магнитном поле будут отражаться структуры с горизонтальными размерами ~ 130 – 150 км, т.е. порядка половины пространственной длины волны. Более мелкие аномалии на получаемых картах АМП неразличимы.

На рис. 1 показана сводная карта аномального магнитного поля T_a , скомпилированная для рассмотренных секторов Арктического региона, ограниченного параллелью 70° N. Расчет параметров АМП по данным спутника СНАМР в области полярной шапки проводился по нескольким секторам, анализ которых приводится ниже. Все карты ЛМА построены с использованием средств GMT [Wessel and Smith, 2007].

3. КРАТКАЯ ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИССЛЕДУЕМОГО РЕГИОНА

Гипотезы, предлагаемые для объяснения происхождения и строения Полярной Арктики, зача-

стую радикально отличаются друг от друга и поддерживаются, к сожалению, практически только косвенными наблюдениями, ввиду чего остается множество нерешенных проблем.

Современная структура Северного Ледовитого океана определяется взаимным расположением двух крупнейших бассейнов: Амеразийского и Евразийского, разделённых в рельефе хребтом Ломоносова (рис. 2).

В строении Евразийского бассейна, кроме шельфовых морей, островов и архипелагов, участвуют структуры с океанической корой – глубоководные впадины и срединно-океанический хр. Гаккеля. Амеразийский бассейн включает шельфовые моря, острова Канадского Арктического архипелага, комплекс Центрально-Арктических подводных поднятий и Канадскую глубоководную котловину. Комплекс Центрально-Арктических поднятий состоит из крупных положительных форм рельефа дна – хребтов, поднятий, плато и разделяющих их депрессий – котловин и впадин, большинство из которых подстилается корой континентального типа, по строению соответствующей представлениям о растянутой рифтогенезом окраинно-континентальной области. В пределах этого комплекса выделяется крупная магматическая провинция с центром в Исландии – Северо-Атлантическая магматическая провинция NAIP (*North Atlantic Igneous Province*), являющаяся суммарным результатом спрединговых и магматических процессов [Saunders et al., 1997; Døssing et al., 2013; Hjartarson et al., 2017]. Географически NAIP находится в северной части акватории Атлантического океана в области его перехода к Северному Ледовитому океану и включает вулканические образования острова Элсмир, хребет Альфа, Землю Франца-Иосифа, Шпицберген и северную Гренландию. Северо-Атлантическая магматическая провинция – один из крупнейших (~1.3 млн км²) и наиболее интенсивных магматических комплексов на Земле, наиболее активная магматическая фаза которого была ~60.5–54.5 млн. лет назад. Северо-Атлантический хребет и горячая точка Исландии тектонически активны до сих пор, что свидетельствует о рифтогенезе и продолжении растяжения континентальной коры.

Исследования показали, что современная горячая точка Исландии соответствует более раннему “Североатлантическому мантийному плюму”, который мог бы создать NAIP, и магматическая активность провинции часто прослеживается по тому же пути, что и исландская горячая точка. Движение континентальных плит (Евразийской, Гренландской и Североамериканской), региональные рифтогенезы и распространение морского дна между Лабрадором и Гренландией, возможно, началось еще около 95–80 млн лет назад, около 81 млн лет назад и около 63–61 млн лет назад соответственно. Благодаря геохимическим наблюдениям и палеогеографическим реконструкциям предполагается, что современная горячая точка Исландии возникла как мантийный плюм на хребте Альфа около 130–120 млн лет назад [Saunders et al., 1997], мигрировала вниз по острову Элсмир, через остров Баффин, на западное побережье Гренландии и, наконец, прибыла на восточное побережье Гренландии примерно 60 млн лет назад.

Основная фаза спрединга северной части Атлантики проходила в период позднего палеоцена (57–55 млн лет), когда по всей территории формировались обширные магматические поля вплоть до окончательного раскрытия североатлантической рифтовой системы вдоль структурно слабых участков земной коры [Gaina et al., 2014]. Следы этих процессов с высокой долей вероятности должны найти свое отражение в литосферном аномальном магнитном поле.

Северный Ледовитый океан – самый молодой океан на Земле: его раскрытие произошло в юрско-меловой период, когда континент Пангея раскололся, открыв Амеразийскую котловину. NAIP раздвинул фрагменты этого континента по окра-

иской провинции NAIP (*North Atlantic Igneous Province*), являющаяся суммарным результатом спрединговых и магматических процессов [Saunders et al., 1997; Døssing et al., 2013; Hjartarson et al., 2017]. Географически NAIP находится в северной части акватории Атлантического океана в области его перехода к Северному Ледовитому океану и включает вулканические образования острова Элсмир, хребет Альфа, Землю Франца-Иосифа, Шпицберген и северную Гренландию. Северо-Атлантическая магматическая провинция – один из крупнейших (~1.3 млн км²) и наиболее интенсивных магматических комплексов на Земле, наиболее активная магматическая фаза которого была ~60.5–54.5 млн. лет назад. Северо-Атлантический хребет и горячая точка Исландии тектонически активны до сих пор, что свидетельствует о рифтогенезе и продолжении растяжения континентальной коры.

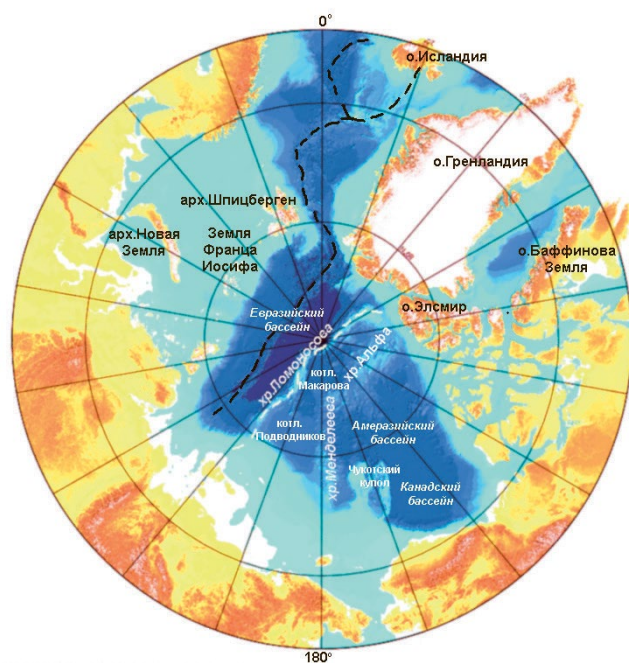


Рис. 2. Арктический регион: основные тектонические/географические элементы, пунктирной линией обозначено положение срединно-океанических хребтов.

инам Северного Ледовитого океана, где в настоящее время они представляют собой террейны и микроплиты, включенные в складчатые пояса или покрытые отложениями. Строение дна Северного Ледовитого океана, состоящего из молодых и древних океанических бассейнов и разбросанных среди них континентальных блоков, в настоящее время вызывает неподдельный интерес научного сообщества. Вопрос о том, к континентальному или океаническому типу относится земная кора этого региона, до сих пор является объектом постоянно продолжающихся дискуссий. Существование реликтов древней платформы в пределах Северного Ледовитого океана, изменившей свою форму в ходе тектонических процессов, подтверждается геофизическими исследованиями. Соответственно предполагается, что кора хребтов Ломоносова, Альфа и Менделеева построена породами континентального типа [Vogt et al., 1979; Grantz et al., 2001; Поселов и др., 2002; Филатова и Хаин, 2007; Артюшков, 2010].

4. ЛИТОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ НАД ОБЛАСТЬЮ СЕВЕРО-АТЛАНТИЧЕСКОЙ МАГМАТИЧЕСКОЙ ПРОВИНЦИИ

Определяющими источниками тектонического развития Полярной Арктики, как было отмечено выше, являлись мощное воздействие Исландского мантийного плюма и спрединг в северной части Атлантики. Результаты этих процессов не могли не отразиться в современном распределении поля ЛМА над рассматриваемой областью, в частности, построенном с использованием данных наблюдений спутника CHAMP. Рассмотрим подробнее полученное распределение на примере литосферного аномального магнитного поля T_a на высоте ~ 280 км над сектором NAIP в зоне перехода северной части акватории Атлантического океана к Северному Ледовитому океану (рис. 3). При построении использовано медианное осреднение по площади 80×80 км [Wessel, Smith, 2007].

Для океанической части изучаемой области (восточнее побережья острова Гренландия, обозначенного извилистой линией) характерны пониженные, над срединно-океаническим хребтом в полосе меридиана 350° W переходящие в отрицательные, значения аномального поля. Полученный результат хорошо согласуется с имеющимися геофизическими представлениями о влиянии спрединговых процессов на состояние литосферы: вследствие активных процессов разогрева астеносферы происходит потеря магнитных свойств [Alvey et al., 2008; Artemieva and Thybo, 2013].

Остров Гренландия, напротив, по данным современных сейсмических исследований является участком прочной континентальной литосферы, прежде всего докембрийского возраста. Наиболее тонкой корой характеризуется восточный край Гренландии, что предположительно обусловлено прохождением здесь в геологическом прошлом Исландского плюма [Lawver and Müller, 1994; Gaina et al., 2014]. Следует заметить, что $\sim 80\%$ поверхности острова, за исключением прибрежной области шириной ~ 300 км, покрыто толстым, до 3400 м, ледяным щитом, что препятствует получению точных сейсмических оценок [Alley et al., 2010].

Геометрия полученных региональных магнитных спутниковых аномалий (рис. 3) вполне согласуется с этими представлениями. Так, вся северная часть Гренландии характеризуется положительными значениями магнитного поля. Причем, достижение амплитудой аномального магнитного поля значений около 30 нТл на высоте ~ 280 км над геоидом свидетельствует о значительной величине источника данной ЛМА. Такой тип магнитных аномалий соответствует

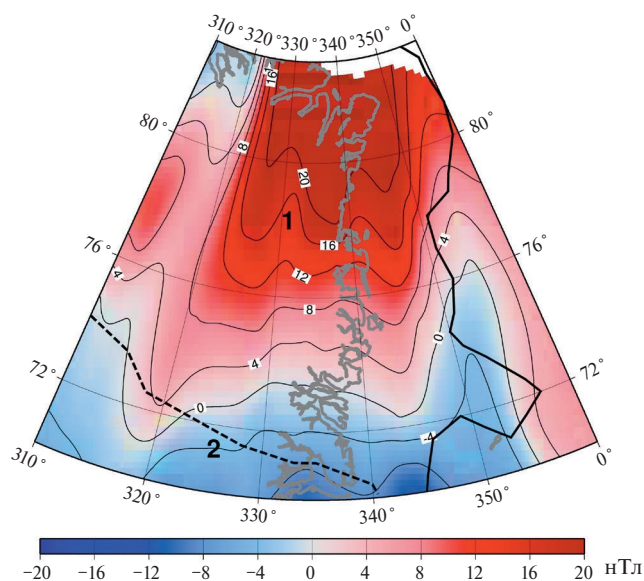


Рис. 3. Пространственное распределение поля ЛМА (T_a) на высоте ~ 280 км над территорией Центральной и Северной Гренландии и прилегающей акваторией Атлантического океана. Жирная сплошная линия – положение Срединно-Атлантического хребта, пунктир – предполагаемая траектория прохождения Исландского плюма. Цифрами обозначены: 1 – положительная ЛМА; 2 – зона отрицательных значений магнитного поля, обусловленная последствиями прохождения Исландского плюма.

природе древней архейской континентальной коры [Nemant and Maus, 2005]. Четко выраженная южная окраина рассматриваемой положительной аномалии проходит в ЮЗ – СВ направлении через территорию Центральной Гренландии, что практически точно совпадает с зоной предполагаемого раздела архейской и протерозойской её частей [Lawver and Müller, 1994; Henriksen, 2008].

Обширная область отрицательных значений T_a в центральной части Гренландии продолжается на восток в сторону Срединно-Атлантического хребта. Известно, что на востоке Центральной Гренландии и в центральной части ее западного побережья преобладает третичный вулканизм, что, как правило, связывается с процессами спрединга, протекавшими в Северной Атлантике в позднем палеоцене [Allen et al., 2002].

Между 60.5 и 54.5 млн лет назад Гренландская плита начала расходиться с Северо-Американской плитой, в результате этого процесса в Северной Атлантике была повышенная вулканическая активность — третья по мощности за последние 150 млн лет. Происходили обширные излияния лавы, особенно в Восточной Гренландии, которая в палеогене примыкала к Британии.

Томографическими исследованиями [Jakovlev et al., 2012] как раз в этой области выделена низкоскоростная аномалия, которая, весьма вероятно, отражает свойства литосферы, предположительно частично разрушенной Исландским плюмом. Поскольку земная кора растягивалась над горячей точкой мантии под воздействием напряжения, вызванного рифтогенезом плит, эта область пониженных значений сейсмических скоростей совпадает также с положением зоны аномального увеличения теплового потока и повышенной скоростью таяния льдов [Fahnestock et al., 2001]. Повышенный тепловой поток, в свою очередь, вызывает поднятие изотермической поверхности Кюри магнетита, приводя к уменьшению мощности магнитоактивного слоя, что приводит к понижению наблюдаемых значений аномального магнитного поля и объясняет существование отрицательной ЛМА в центральной части Гренландии.

Таким образом, пространственное распределение аномального магнитного поля корректно отражает суперпозицию процессов спрединга и магматической деятельности, протекающих в рассматриваемом регионе, причем не только непосредственно вдоль оси Срединно-Атлантического хребта, но и по периферийным ответвлениям, что дает возможность рассматривать

карты ЛМА в качестве образов последствий тектонических процессов, проходивших и развивающихся в регионе NAIP.

5. ЛИТОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ НАД ОСНОВНЫМИ ТЕКТОНИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ АМЕРАЗИИ

Топография и батиметрия Северного Ледовитого океана (СЛО) отражает сложное блочное строение его коры и литосферы. Поскольку покрытые льдом акватории Арктических бассейнов труднодоступны, слабо изучены, представления об эволюции верхней мантии, кристаллической коры и осадочного чехла развиваются медленнее, чем для незамерзающих океанических бассейнов. Наряду с шельфовыми участками окраинных морей с корой континентального типа, существование реликтов древней платформы подтверждается геофизическими исследованиями [Поселов и др., 2002; Филатова и Хаин, 2007; Артюшков, 2010] в пределах глубоководных частей СЛО. Определенной частью исследователей предполагается, что и кора положительных форм рельефа дна океана: хребтов Ломоносова, Менделеева, Альфа, представлена породами континентального типа [Vogt et al., 1979; Grantz et al., 2001; Артюшков, 2010]. В работе [Лаверов и др., 2013] сделано предположение, что структуры литосферы Центральной Арктики, расположенные в глубоководной части СЛО, принадлежат к фрагменту литосферы древнего континента Арктиды, сохранившего тектоническую связь с континентальными окраинами Евразии и Северной Америки. Соответственно, эти окраины имеют непосредственное продолжение в глубоководную часть СЛО, а провинция Центрально-Арктических поднятий и бассейнов представляет собой сохранившийся фрагмент разрушенного в ходе геологической эволюции палеоконтинента Арктиды и является естественным компонентом этих окраин.

Тем не менее, вопрос о генезисе и природе земной коры этой территории: является ли она континентальной или океанической — и поныне не имеет однозначного ответа. Использование измерений аномального литосферного поля в комплексе с другими геофизическими данными, как было показано выше, может внести свой вклад в изучение этого вопроса.

С этой целью для приполярного сектора акватории СЛО со стороны Америки по магнитным измерениям спутника CHAMP в 2010 г. были построены карты пространственного распределения поля ЛМА различных масштабов и степеней

осреднения. Необходимо отметить, что в силу наклона орбиты спутника СНАМР, данных, полученных в непосредственной близости от полюса, значительно меньше, чем в более низких широтах. Тем не менее, до широты 88° N покрытие измерениями оказалось достаточно плотным и равномерным. Это позволило рассчитать параметры аномального магнитного поля для изучаемого сектора 120° E – 140° W и 65° – 88° N с высокой степенью надежности (значения АМП были рассчитаны для нескольких независимых выборок данных и показали хорошую воспроизводимость результата). На рис. 4 приведен пример построенной карты T_a литосферного аномального магнитного поля (поля ЛМА) на высоте полета спутника. Применено медианное осреднение по блокам размером 80×80 км средствами GMT [Wessel and Smith, 2007].

Положительные и отрицательные магнитные сегменты различной формы и интенсивности на рис. 4 являются образами намагниченных структур, лежащих в нижних слоях земной коры. Пред-

ставляется интересным рассмотреть основные ЛМА в связи с геолого-тектоническими образованиями, к которым они топографически относятся, при этом принимая во внимание, что размеры и положение географических объектов на дне Северного Ледовитого океана могут значительно отличаться от соответствующих им глубинных структур литосферы.

5.1. Литосферные магнитные аномалии над хребтом Ломоносова

Хребт Ломоносова имеет протяженность 1800 км при ширине в пределах 50–150 км и как геологическая структура прослеживается от Новосибирских островов до Канадского архипелага, являясь двухсторонней континентальной границей, разделяющей между собой Евразийский и Американо-Азиатский бассейны (рис. 2). Ступенчатые и пилообразные профили рельефа в сочетании с крутизной склонов хребта свидетельствуют о блоковой тектонике, типичной для

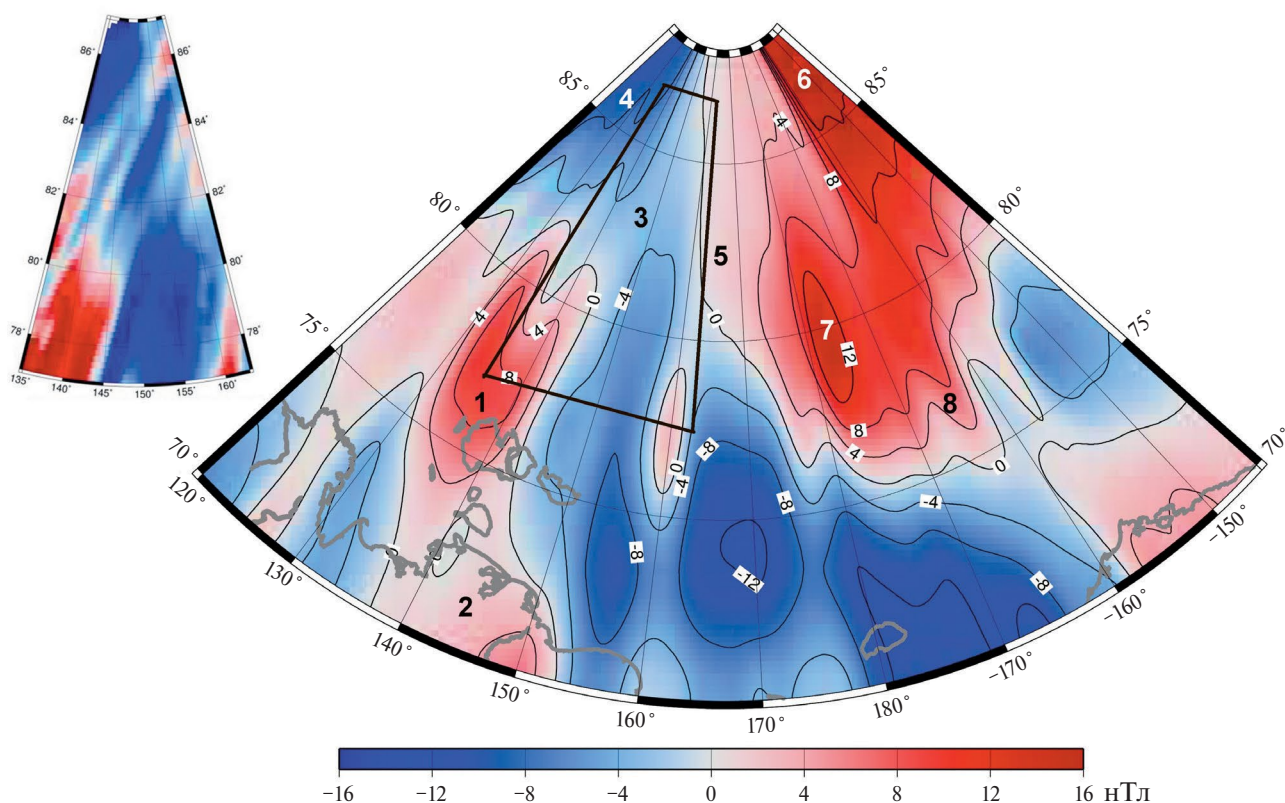


Рис. 4. Пространственное распределение поля ЛМА (T_a) на высоте ~280 км над акваторией Полярной Арктики. Цифрами обозначены: 1, 2, 3 – части ЛМА хребта Ломоносова и зоны его сопряжения с прилегающим шельфом; 4 – котловина Амундсена; 5 – котловина Подводников; 6 – хребт Альфа; 7 – поднятие Менделеева; 8 – поднятия Чукотского купола. На врезке слева – поле ЛМА для сектора 77–87° N; 135–163° E (контур выделен жирной линией), рассчитанное с меньшими параметрами осреднения.

континентальной коры. По геофизическим данным хр. Ломоносова представляет собой погруженный блок континентальной коры древней платформы значительной мощности (до 28 км), переработанной в процессе тектономагматической активизации [Vogt et al., 1979; Grantz et al., 2001; Backman et al., 2008; Артюшков, 2010].

Полученная по спутниковым данным литосферная магнитная аномалия, топографически приуроченная к этой структуре, точнее, к части хребта Ломоносова, находящейся в восточном полушарии, состоит из нескольких сегментов разного знака и различной интенсивности (на рис. 4 обозначены цифрами 1, 2, 3).

Положительный сегмент аномалии (1) расположен в пределах сектора $\sim 73\text{--}80^\circ \text{ N}$ по широте и $\sim 130\text{--}140^\circ \text{ E}$ по долготу. Наиболее интенсивная его часть с амплитудой T_a литосферного аномального магнитного поля порядка 8–12 нТл в центральной области наблюдается к северу от Новосибирских островов в пределах широт $\sim 73\text{--}80^\circ \text{ N}$. При уменьшении степени осреднения (рис. 4, врезка слева) оказывается, что она не однородна, а распадается на несколько полос с субмеридиональным простиранием, максимальные амплитуды которых достигают значений $\sim 14\text{--}16$ нТл. Данный результат хорошо согласуется с современными представлениями о том, что вблизи сибирского шельфа хребет разбит на комплекс параллельных структур шириной до 200 км.

Ближе к материкам к юго-восточной части рассмотренного сегмента примыкает континентальное продолжение (2) положительной ЛМА, также с достаточно большой для высоты 280 км амплитудой. Очевидно, что сегменты аномалии 1 и 2, несмотря на некоторое широтное смещение, имеют одинаковое простирание вдоль меридиана, соответствующее направлению хр. Ломоносова. Значительная для такой высоты измерения магнитного поля величина амплитуд T_a полученных аномалий свидетельствует о том, что источники в нижней коре, магнитными образами которых они являются, залегают достаточно глубоко и обладают большой мощностью магнитоактивного слоя. Из этого также следует, что изотермическая поверхность Кюри магнетита залегает здесь на значительной глубине. Обнаружение южного “материкового” сегмента (2) ЛМА свидетельствует в пользу существующих гипотез о том, что в области сопряжения с Евразией подножие и склон хребта Ломоносова морфологически связаны с ее континентальной окраиной, и указывает на их генетическую связь. Таким образом, хр. Ломоносова, по крайней мере, в восточном полушарии, должен рассматриваться как естественное про-

должение континентальной окраины. Этот результат, полученный по геомагнитным данным, вносит существенный вклад в изучение глубинного строения хр. Ломоносова и важен для понимания природы генезиса шельфовой зоны этого труднодоступного приполярного региона.

К северу от интенсивного положительного сегмента (1) на рис. 4 амплитуды поля ЛМА понижаются до нулевых значений и, начиная с широты 82° N , становятся отрицательными (3). Простирание хр. Ломоносова, который в области $83^\circ\text{--}84^\circ \text{ N}$ поворачивает к северо-востоку и далее в рассматриваемом диапазоне широт продолжается на север практически вдоль меридиана 150° E , прослеживается в области отрицательных значений достаточно четко, в особенности при расчете параметров ЛМА с меньшим осреднением.

Западнее хребта Ломоносова на карте ЛМА выделяется ярко выраженная область отрицательных значений магнитного поля (4), приуроченная к котловине Амундсена.

Котловина Амундсена на значительной части своей площади представляет собой глубоководное дно, образовавшееся, как принято считать, в кайнозойское время за счет прироста океанической коры в осевой зоне срединно-океанического хребта Гаккеля. Мощность кристаллической коры в котловине Амундсена оценивается равной 9 км. Отрицательные значения аномального магнитного поля обусловлены уменьшением мощности магнитоактивного слоя ввиду высокого положения нагретой астеносферы, а, следовательно, подъемом изотермической поверхности Кюри магнетита, что соответствует представлениям об океаническом типе коры этой структуры.

Котловина Подводников представляет собой обширную депрессию, расположенную между хребтом Ломоносова и системой поднятий дна Менделеева – Альфа. Котловина имеет континентальную кору толщиной 19–20 км, утоненную в результате меловых рифтогенных процессов. Этой области (5) соответствуют низкие, практически нулевые значения АМП, причиной которых является утонение земной коры и поднятие поверхности изотермы Кюри.

5.2. Литосферные магнитные аномалии над акваторией хребта Альфа

Наиболее интенсивной и самой большой по площади положительной аномалией литосферного поля на рассматриваемой акватории является область поднятия Менделеева (7) и примыкающего к нему хребта Альфа (6) (рис. 4), которые большинство исследователей относят

к единой морфоструктуре. Это предположение вполне подтверждается полученным по данным СНАМРа распределением поля: соответствующая магнитная аномалия выглядит практически как единый объект со значениями амплитуды T_a литосферного аномального магнитного поля, достигающими на высоте 280 км до 20 нТл, что свидетельствует о значительных размерах и намагниченности ее источника.

Хребет Альфа к настоящему времени достаточно хорошо исследован геологическими и геофизическими методами: он подстилается мощной корой от 20–25 км до 40 км [Asudeh et al., 1988]. Такие структуры принято связывать с выплавлением базальтовых магм из крупных мантийных плюмов, поступивших к океанической литосфере с большой глубины вблизи осей спрединга [MacLennan et al., 2001; Sobolev et al., 2007]. Однако, по крайней мере в отношении южной части хр. Альфа и области между ней и хр. Ломоносова, существует альтернативное мнение: по результатам анализа данных аэромагнитной съемки ряд исследователей [Døssing et al., 2013; Gaina et al., 2014] предполагают формирование здесь в мезозое сильно ослабленной континентальной коры. Гравиметрические данные также не дают однозначного ответа на вопрос определения типа коры в этой области [Alvey et al., 2008].

В работе [Døssing et al., 2013] были проанализированы материалы аэромагнитной съемки на площади 550 000 км² в районе слабо исследованной части хребта Ломоносова около Гренландии и прилегающих бассейнов Амеразии и Евразии. Эти результаты дали первое прямое доказательство подобия особенностей и согласованности параметров линейных магнитных аномалий поднятия Альфа и хребта Ломоносова, что позволяет сделать выводы об общности тектонической природы бассейна Амеразии и Северо-Атлантической магматической провинции.

Весьма значимым результатом явилось обнаружение над южной оконечностью хр. Альфа крупной региональной положительной магнитной аномалии в форме кольца с максимальными значениями амплитуды более 500 нТл, окружающего зону пониженных значений поля в центре структуры (обозначено буквой *E* на рис. 5*a*).

Батиметрия, связанная с кольцевой аномалией, представляет собой самую мелкую часть хребта и имеет форму вулканического сооружения. Эта ЛМА диаметром 300 км является самой интенсивной магнитной аномалией бассейна Амеразии и прослеживается на различных подборках магнитных данных даже с низкой степенью разрешения. Основываясь на данных сейсмического профилирования, имеющих для

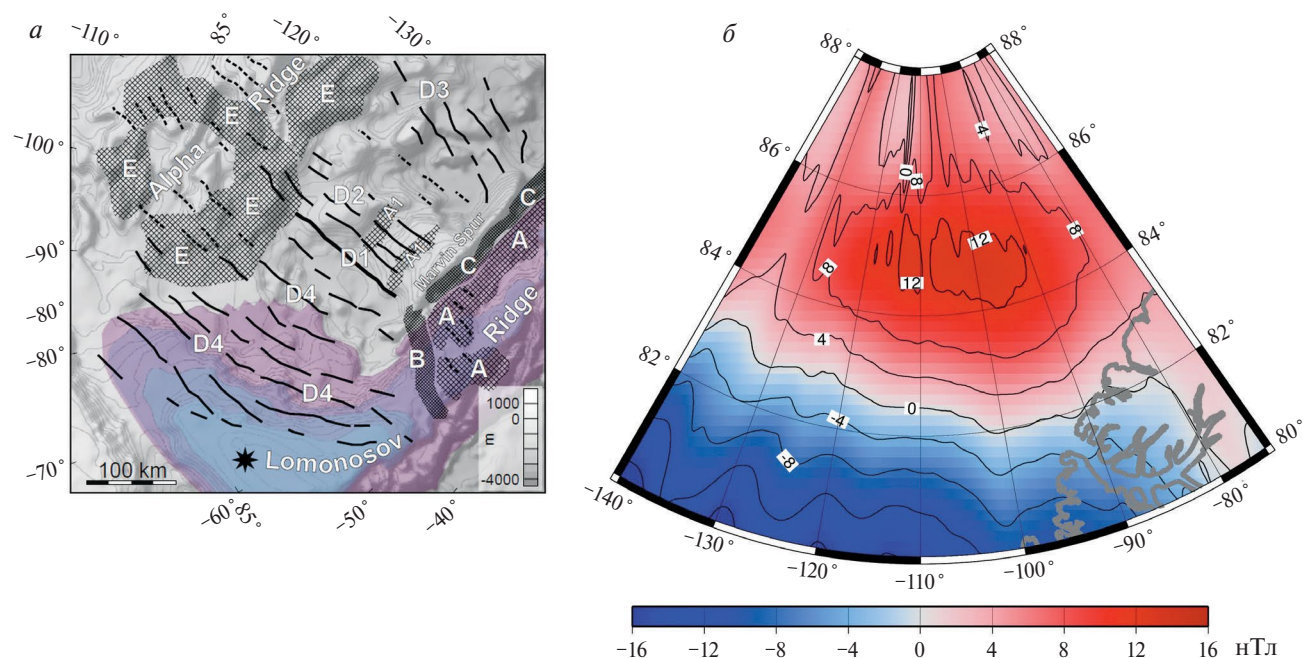


Рис. 5. Кольцевая магнитная аномалия над южной оконечностью хр. Альфа: (а) — интерпретация аэромагнитных аномалий [Døssing et al., 2013]; (б) — T_a литосферного аномального магнитного поля по данным спутника СНАМР на высоте 260 км.

южной оконечности кольцевой аномалии, с учетом морфологии региона авторы работы связывают ее с верхней корой и интерпретируют как вулканические экстрезии.

Спутниковые наблюдения малочувствительны к поверхностным структурам: скорость затухания амплитуды магнитных аномалий с высотой, в первую очередь определяется параметрами источников литосферных аномалий: чем больше глубина залегания намагниченного тела и его вертикальные и горизонтальные размеры, тем она меньше. Таким образом, в пространственном распределении поля ЛМА, построенном по геомагнитным данным спутника, естественным образом должны проявиться аномалии, вызванные крупномасштабными структурами, которые залегают на больших глубинах в низах земной коры [Nemant and Maus, 2005]. Представляется интересным выяснить, имеет ли источник этой оригинальной аномалии продолжение в нижней части земной коры, отклик от которого должен быть виден в геомагнитных измерениях на спутниковых высотах.

С этой целью по экспериментальным данным спутника CHAMP, полученным в июле–августе 2010 г., были дополнительно рассчитаны параметры поля ЛМА над территорией, ограниченной координатами 75° – 140° W, 80° – 88° N. На рис. 5б показано распределение аномального литосферного магнитного поля T_a для указанного сектора на высоте 260 км. При построении карты использовано медианное осреднение по блокам размером 40×40 км средствами GMT [Wessel and Smith, 2007].

Очевидно, что изолированная положительная ЛМА с амплитудой ~ 15 нТл и положением центра $\sim 105^{\circ}$ W/ 85° N, выделенная по измерениям спутника CHAMP, четко фиксируется над той же областью южной оконечности поднятия Альфа. Достаточно высокие для такой высоты измерений значения амплитуды поля и изометричная, практически круговая форма аномалии свидетельствуют о значительных размерах и однородности ее источника в нижней части земной коры. Размеры глубинной ЛМА по широте и долготе примерно составляют ~ 400 км в центральной, более интенсивной части, и ~ 700 км в целом, что существенно больше размеров кольцевой аномалии Е (рис. 5а) в верхней части коры. Данный факт не является противоречием, а лишь подтверждает, что вулканическое сооружение, продуцирующее литосферную аномалию, рассчитанную по аэромагнитным данным, которые фиксируют магнитное поле в верхних слоях земной коры, имеет в нижних слоях литосферы глубокие и мощные корни.

Основываясь на своих построениях, авторы работы [Døssing et al., 2013] полагают, что кольцевая аномалия над возвышенной областью хребта Альфа отмечает возможное местоположение мантийного плюма Северо-Атлантической магматической провинции и максимальной выпуклости земной коры. Полученный результат ставит под сомнение представление о хр. Альфа как о полностью мощном океаническом плато, которое сформировалось когда материал магматической провинции LIP (*large igneous province*) извергался на существующую океаническую кору возрастом 131–127.5 млн лет. Вместо этого, по крайней мере, южная часть хр. Альфа, а также большая часть акватории между хребтами Ломоносова и Альфа, по-видимому, подстилается сильно ослабленной и подвергшейся интрузивному вулканизму континентальной корой, то есть этот район может быть фрагментом (или фрагментами) вулканически пассивной окраины, образованной полифазным континентальным разломом с добавлением LIP вулканизма.

Вид ЛМА, полученной по данным спутника CHAMP, типичен для образов древних мантийных плюмов, рассмотренных нами ранее над различными территориями: древний мантийный плюм отражается в литосферном магнитном поле как конформная положительная аномалия значительной амплитуды [Абрамова и Абрамова, 2021; Абрамова и др., 2022].

Большие пространственные размеры обнаруженной региональной аномалии и высокие значения аномального магнитного поля на площади всей ее центральной части свидетельствуют о том, что вещество нижней части коры в этой области обладает достаточной намагниченностью, то есть литосфера здесь мощная и холодная. Можно предположить, что природа таких аномалий объясняется тем, что в областях, где при прохождении плюмов происходили процессы мощной тектонической активизации, под активные области были погружены отдельные микроплиты (микроконтиненты) разрушавшейся континентальной коры с высокими значениями намагниченности.

Таким образом, распределение литосферного аномального поля, полученное в настоящей работе по спутниковым данным для акватории южной части хр. Альфа, подтверждает гипотезу формирования данного тектонического региона [Døssing et al., 2013], интерпретирующую аномалию в форме кольца как центр мантийного плюма в предположении, что выраженная интрузивная активность, связанная с мантийным плюмом хребта Альфа, имела место задолго до позднего мела

и вызвала континентальный распад в северной части бассейна Амеразии.

5.3. Литосферные магнитные аномалии над акваторией поднятия Менделеева

Регион поднятия Менделеева изучен значительно слабее.

Поднятие Менделеева представляет собой крупную положительную морфоструктуру дна субпараллельную хребту Ломоносова (рис. 2). Поднятие протягивается в северном направлении более чем на 700 км, сужаясь от 450 км около шельфа Восточно-Сибирского моря до 150–200 км перед смыканием с хребтом Альфа.

В распределении поля ЛМА, полученном нами по данным СНАМРа (рис. 4), положение хребта Менделеева трассируется вытянутой в меридиональном направлении положительной аномалией (7) высокой интенсивности, что указывает на существование в нижней части земной коры магнитоактивного слоя большой мощности и глубокого положения изотермической поверхности Кюри магнетита. В то же время нельзя не отметить, что область положительных значений литосферного магнитного поля, ограниченная изолиниями 0–4 нТл в приполярном секторе 170° E – 140° W, рассматриваемая в целом, выглядит, скорее, как единая структура значительных размеров с достаточно высокой (принимая во внимание высоту наблюдений) амплитудой аномального магнитного поля на всей ее площади, и территориально приурочена к арктическим поднятиям Менделеева и Альфа.

Поднятие Менделеева характеризуется значительной мощностью земной коры с глубиной залегания границы Мохо около 34 км. Lawver et al. [2002] полагают, что эта структура с сильно повышенной мощностью коры представляет собой след на океанической коре горячего пятна, с которым были связаны мощные излияния траппов на Сибирской платформе. При этом большинством исследователей поднятия Менделеева и Альфа относятся к единой структуре в контурах крупной положительной магнитной аномалии и сложены корой континентального типа.

Магнитные параметры этой структуры, отражающие повышенную намагниченность земной коры, не противоречат результатам гравитационного 3D-моделирования [Глебовский и др., 2013], согласно которому эти поднятия представлены единым блоком с корой, утолщенной до 32 км. На континентальный тип земной коры поднятия Менделеева указывают также результаты сейсми-

ческого профилирования по широте 82° N [Lebedeva-Ivanova et al., 2006].

Южнее крупного сегмента положительных значений аномального поля наблюдается обширная область отрицательных значений амплитуды T_a , простирающаяся до континентальной области Евразии. На поднятиях Чукотского плато (8), представляющего собой выдвинутый в сторону глубоководного бассейна фрагмент континентальной окраины, амплитуда ЛМА снижается с севера на юг с 9 до 0 нТл. Такой результат выглядит противоречиво, принимая во внимание, что Чукотское плато по современным представлениям рассматривается как относительно неглубоко погруженный аваншельфовый выступ континентальной коры со значительной мощностью (~34 км).

Уменьшение значений амплитуды магнитных аномалий в южном направлении связаны, по-видимому, с дополнительным прогревом литосферы в регионе, что вызывает изменение положения изотермической поверхности Кюри магнетита и потерю корой магнитных свойств. Подтверждением протекания таких процессов под Чукоткой, Якутией и Аляской служит обнаружение по данным сейсмической томографии [Яковлев и др., 2012] обширных областей низкоскоростных аномалий, отражающих присутствие относительно тонкой сильно деформированной пластичной литосферы, а также очагов современного вулканизма Якутии и прилегающих шельфов с вероятно мантийной природой.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние десятилетия эффективность использования для изучения глубинного строения Земли данных литосферного аномального магнитного поля уже не вызывает сомнений, поскольку именно в коре и верхней мантии до глубин, где температура достигает температуры точки Кюри, расположены источники этой части геомагнитного поля.

В процессе предыдущих исследований авторами накоплен большой опыт использования спутниковых измерений для анализа пространственного распределения аномального магнитного поля, в том числе в высоких геомагнитных широтах, где кроме технических сложностей обработки имеются серьезные геофизические ограничения, поскольку наблюдения проводятся в области влияния сложных динамических ионосферных токовых систем, искажающих экспериментальные данные. Использование специальных подходов позволило сформировать обширную базу данных ЛМА для региона Полярной Арктики за

7 месяцев работы спутника CHAMP в 2010 г. и построить достаточно подробные карты распределения регионального литосферного магнитного поля, отражающие положение основных тектонических элементов рассматриваемой области.

Распределение аномалий геомагнитного поля, приведенное для литосферного аномального магнитного поля T_a на высоте 280 км над уровнем моря, как и следовало ожидать, демонстрирует те же общие тенденции, что и глобальные модели глубинного строения дна Северного Ледовитого океана, не противоречит другим известным параметрам литосферы исследуемого региона (мощности земной коры и литосферы, гравиметрическим и сейсмическим данным), и при этом характеризуются хорошей детализацией.

Полученные результаты подтверждают, что поле региональных литосферных магнитных аномалий Полярной Арктики представляет собой сложный комплекс положительных и отрицательных структур различной формы и амплитуды, что обусловлено тектоническим строением дна Северного ледовитого океана, состоящего из молодых и древних океанических бассейнов и континентальных блоков, разбросанных среди них. В современном распределении поля ЛМА над рассматриваемой областью можно наблюдать последствия тектонических процессов, проходивших ранее и развивающихся в настоящее время. В частности, пространственное распределение, построенное по данным CHAMP, корректно отражает суперпозицию процессов спрединга и магматической деятельности, протекающих в Северо-Атлантической магматической провинции, причем не только непосредственно вдоль оси Срединно-Атлантического хребта, но и по периферийным ответвлениям. В дискуссионном вопросе о происхождении и природе земной коры в области комплекса Центрально-Арктических подводных поднятий (к какому типу она относится) полученный результат свидетельствует в пользу гипотезы континентального типа. Подтверждением служит обнаружение в нижних слоях литосферы над южной оконечностью хр. Альфа мощной положительной аномалии, являющейся образом корней магнитной аномалии в форме кольца, связанной с верхней корой. Эта ЛМА диаметром 300 км является самой интенсивной магнитной аномалией бассейна Амеразии и прослеживается на различных подборках магнитных данных даже с низкой степенью разрешения.

Работа показывает перспективность использования спутниковых наблюдений геомагнитного поля для более детального изучения региональной тектоники, глубинного картирования неоднород-

ностей коры и верхней мантии, в особенности, в труднодоступных регионах, с целью построения геофизически обоснованных моделей эволюции литосферы и создания нового поколения карт прогноза скрытых месторождений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счёт бюджетных средств Российской Федерации в рамках плановых заданий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Абрамова Л.М., Абрамова Д.Ю.* Отражение процессов мантийного плюмового магматизма в литосферных магнитных аномалиях, полученных по данным спутника CHAMP // Исслед. Земли из космоса. № 4. С. 3–14. 2021. <https://doi.org/10.1134/S0001433821120021>
- *Абрамова Л.М., Абрамова Д.Ю.* Аномальное литосферное магнитное поле горячей точки Эфиопия/Афар (по данным миссии спутника CHAMP) // Исслед. Земли из космоса. № 5. С. 20–29. 2022. <https://doi.org/10.1134/S0001433822120027>
- *Абрамова Д.Ю., Филиппов С.В., Абрамова Л.М., Вареницов И.М.* Литосферные магнитные аномалии над территориями крупных магматических провинций // Геофизические процессы и биосфера. № 1. С. 33–42. 2022. <https://doi.org/10.1134/S0001433822100012>
- *Артюшков Е.В.* Континентальная кора на хребте Ломоносова, поднятии Менделеева и в котловине Макарова. Образование глубоководных впадин в неогене // Геология и геофизика. Т. 51. № 11. С. 1515–1530. 2010.
- *Глебовский В.Ю.* Цифровые базы данных и карты потенциальных полей Северного Ледовитого океана / В.Ю. Глебовский, А.В. Зайончек, В.Д. Каминский, С.П. Машенков // Российская Арктика: геологическая история, минерагения, геоэкология. СПб. С. 134–141. 2002.
- *Глебовский В.Ю., Астафурова Е.Г., Черных А.А., Корнева М.С., Каминский В.Д., Поселов В.А.* Мощность земной коры в глубоководной части Северного Ледовитого океана: результаты 3-D гравитационного моделирования // Геология и геофизика. Т. 54. № 3. С. 327–344. 2013.
- *Карасик А.М.* Основные особенности истории развития и структуры дна Арктического бассейна по аэромагнитным данным // Морская геология, седиментология, осадочная петрография и геология Океана. Л.: Недра. С. 178–193. 1980.
- *Конторович А.Э., Элов М.И., Бурштейн Л.М., Каминский В.Д., Курчиков А.Р., Малышев Н.А., Прищепина О.М., Сафронов А.Ф., Ступакова А.В., Супруненко О.И.* Геология, ресурсы углеводородов шельфов Арктических морей России и перспективы их освоения // Геология и геофизика. Т. 51. № 1. С. 7–17. 2010.
- *Лавров Н.П., Лобковский Л.И., Кононов М.В. и др.* Геодинамическая модель развития Арктического бассейна и примыкающих территорий для мезозоя и кайнозоя и внешняя граница континентального шельфа

- России // Геотектоника. № 1. С. 3–35. 2013. <https://doi.org/10.7868/s0016853x13010050>
- Петрова А.А., Латышева О.В., Копытенко Ю.А. Глубинное строение Арктики и Антарктики по магнитным аномалиям компонент и аномалиям силы тяжести // Космические исследования. Т. 60. № 4. С. 331–347. 2022.
- Поселов В.А., Грамберг И.С., Мурзин Р.Р., Буценко В.В., Каминский В.Д., Сорокин М.Ю., Погребницкий Ю.Е. Структура и границы континентальной и океанической литосферы Арктического бассейна / Российская Арктика: геологическая история, минерагения, геоэкология. Ред. Д.А. Додин, В.С. Сурков. СПб.: ВНИИ-Океангеология, С. 49–62. 2002.
- Филатова Н.И., Хаин В.Е. Тектоника Восточной Арктики // Геотектоника. № 3. С. 3–29. 2007.
- Яковлев А.В., Бушенкова Н.А., Кулаков И.Ю., Добрецов Н.Л. Структура верхней мантии Арктического региона по данным региональной сейсмотомографии // Геология и геофизика. Т. 53. № 10. С. 1261–1272. 2012.
- Abramova D.Yu., Abramova L.M. Lithospheric magnetic anomalies in the territory of Siberia (from measurements by the CHAMP satellite) // Russian Geology and Geophysics. V. 55. N. 7. P. 854–863. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2014.06.005>
- Allen R., Nolet G., Morgan W., et al. Plume-driven plumbing and crustal formation in Iceland // J. of Geophys. Res.: Solid Earth. 107 (B8). 2163. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JB000584>
- Alley R.B., Andrews J.T., Brigham-Grette J., et al. History of the Greenland ice sheet: paleo-climatic insights // Quaternary Science Rev. V. 29. (15–16). P. 1728–1756. 2010.
- Alvey A., Gaina C., Kuszniir N.J., Torsvik T.H. Integrated crustal thickness mapping and plate reconstructions for the high Arctic // Earth and Planet. Science Lett. № 27. P. 310–321. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.07.036>
- Artemieva I.M., Thybo H. EUNASEIS: A seismic model for Moho and crustal structure in Europe, Greenland, and the North Atlantic region // Tectonophysics. V. 609. P. 97–153. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.08.004>
- Asudeh I., Green A.G., Forsyth D.A. Canadian expedition to study the Alpha Ridge complex: results of the seismic refraction study // Geophys. J. Intern. V. 92. P. 283–302. 1988. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1988.tb01140.x>
- Backman J., Jakobsson M., Frank M. et al. Age model and core-seismic integration for the Cenozoic Arctic Coring Expedition sediments from the Lomonosov Ridge // Paleooceanography. V. 23. PA1S03. 15 p. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007PA001476>
- Bokelmann G.H.R., Wustefeld A. Comparing crustal and mantle fabric from the North American craton using magnetism and seismic anisotropy // Earth Planet. Sci. Lett. 277[3–4]. P. 355–364. 2009. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.10.032>
- Døssing A., Jackson H.R., Matzka J., Einarsson I., Rasmussen T.M., Olesen A.V., Brozina J.M. On the origin of the Amerasia Basin and the High Arctic Large Igneous Province – Results of new aeromagnetic data // Earth and Planet. Science Lett. V. 363. P. 219–230. 2013. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2012.12.013>
- Fahnestock M., Abdalati W., Joughin I., Brozina J., Gogineni P. High geothermal heat flow, basal melt, and origin of rapid ice flow in Central Greenland // Science. 294 (5550). P. 2338–2342. 2001. <https://doi.org/10.1126/science.1065370>
- Gaina C., Medvedev S., Torsvik T.H., Koulakov I., Werner S.C. 4D Arctic: A Glimpse into the Structure and Evolution of the Arctic in the Light of New Geophysical Maps, Plate Tectonics and Tomographic Models // Surv Geophys. V. 35. P. 1095–1122. 2014. <https://doi.org/10.1007/s10712-013-9254-y>
- Grantz A., Pease V.L., Willard D.A., Phillips R., Clark D. Bedrock cores from 89° North: implication of the geologic framework and Neogene paleoceanography of Lomonosov Ridge and a tie to the Barents shelf // Geol. Soc. Amer. Bull. V. 113. № 10. P. 1272–1281. 2001. [https://doi.org/10.1130/0016-7606\(2001\)113<1272:BCFNIF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1130/0016-7606(2001)113<1272:BCFNIF>2.0.CO;2)
- Hemant K., Maus S. Geological modeling of the new CHAMP magnetic anomaly maps using a geographical information system technique // J. Geophys. Res. V. 110. P. 1–23. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JB003837>
- Henriksen N. Geological history of Greenland: Four Billion Years of Earth Evolution / Geological Survey of Denmark and Greenland (GEUS), Copenhagen, 272 p. 2008. <https://doi.org/10.1017/S0032247409008560>
- Hjartarson Á., Erlendsson Ö., Blischke A. The Greenland–Iceland–Faroe Ridge Complex. In: G. Péron-Pinvidic, J.R. Hopper, T. Funck, M.S. Stoker, C. Gaina, J.C. Doornenbal, U.E. Ártung (Eds.) The NE Atlantic Region: a reappraisal of crustal structure, tectonostratigraphy and magmatic evolution / Geological Society. London. Special Publications, V. 447. P. 127–148. 2017. <https://doi.org/10.1144/SP447.14>
- Jakovlev A.V., Bushenkova N.A., Koulakov I.Yu., Dobretsov N.L. Structure of the upper mantle in the Circum-Arctic region from regional seismic tomography // Russian Geol. and Geophys. V. 53. № 10. P. 963–971. 2012. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2012.08.001>
- Lawver L.A., Müller R.D. Iceland hotspot track // Geology. V. 22. № 4. P. 311–314. 1994.
- Lawver L.A., Grantz A., Gahagan L.M. Plate kinematic evolution of the present Arctic region since the Ordovician // Geol. Soc. Amer. Spec. Pap. V. 360. P. 336–362. 2002.
- Lebedeva-Ivanova N.N., Zamansky Y.Y., Langinen A.E., Sorokin M.Y. Seismic profiling across the Mendeleev Ridge at 82 degrees N: evidence of continental crust // Geophys. J. Int. V. 165. P. 527–544. 2006. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02859.x>
- MacLennan J., McKenzie D., Gronvold K. Crustal accretion under northern Iceland // Earth Planet. Sci. Lett. V. 191. P. 295–310. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(01\)00420-4](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(01)00420-4)

- Mosher D., Shimeld J., Hutchinson D., Chian D., Lebedeva-Iyanova N., Jackson R. Canada Basin revealed / Offshore Technology Conference / Arctic Technology Conference. Houston. TX. 2012. <https://doi.org/10.4043/23797-MS>
- Reigber C., Lühr H., Schwintzer P. CHAMP mission status // Advances in Space Research. V. 30 № 2. P. 129–134. 2002. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00276-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00276-4)
- Roest W.R., Verhoef J., Macnab R. Magnetic anomalies and tectonic elements of northeast Eurasia / GSC Open File. 2574. / Geol. Surv. of Can, Dartmouth N. S., 1995.
- Saunders A.D., Fitton J.G., Kerr A.C., Norry M.J. Kent R.W. The North Atlantic igneous province. In: Mahoney, J.J., Coffin, M.F. (eds) Large Igneous Provinces / Amer. Geophys. Union, Geophysical Monograph. V. 100. P. 45–93. 1997. <https://doi.org/10.1029/GM100p0045>
- Sobolev A.V., Hofmann A.W., Kuzmin D.V. et al. The amount of recycled crust in sources of mantle-derived melts // Science. V. 316 (5823). P. 412–417. 2007. <https://dx.doi.org/10.1126/science.1138113>
- Vogt P.R., Taylor P.T., Kovacs L.C., Johnson G.L. Detailed aeromagnetic investigation of the Arctic basin // J. Geoph. Res. V. 84. P. 1071–1089. 1979.
- Wessel P., Smith W.H.F. The generic mapping tools / Technical reference and cookbook version 4.2. 2007. <https://doi.org/10.1029/98EO00426>

Lithospheric Magnetic Anomalies over the Polar Arctic (Based on the *CHAMP* Satellite Data)

D. Yu. Abramova^{1,*}, L. M. Abramova^{2,**}

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

²Geoelectromagnetic Research Centre, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: f.step2014@mail.ru

**e-mail: labramova@igemi.troitsk.ru

The study of the deep structure and tectonics of the Arctic region is actual both for the modern geodynamics fundamental problems solving and for the natural resources developing in the Polar Regions, besides it is of interest from a geopolitical perspective in determining the boundaries of the marginal seas shelf.

To analyze the anomaly magnetic field in the Polar Arctic region *CHAMP* satellite experimental data obtained at the last stage of its mission, when its orbit altitude dropped to 280–260 km, were used. The reduced height of passes made it possible to obtain geomagnetic parameters with a higher spatial resolution. The maps of the lithospheric magnetic anomalies field lateral distribution have been constructed for the various scales and degrees of space averaging over the discussed Arctic sectors. The analysis of the magnetic anomaly parameters is carried out and an explanation of their geological and physical nature is proposed supposing they are the images of the most significant geological and tectonic structures of the North Atlantic Igneous Province and of the Central Arctic ridges complex.

The connections of the discovered features of the lithospheric magnetic anomaly field distribution with the known geological structures of Amerasia and Eurasia and the tectonic processes that took place here in the past and are currently taking place are discussed. The obtained results could be useful for further comprehensive geological and geophysical studies and for construction of the reasonable lithosphere evolution models of the Arctic region.