

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 62, номер 3, 2022

---

---

- Зависимость возникновения коронального выброса от исходной длины эруптивного протуберанца  
*Б. П. Филиппов* 275
- Сходство и различие форбуш-понижений, связанных с потоками из корональных дыр, волоконными выбросами и выбросами из активных областей  
*А. А. Мелкумян, А. В. Белов, М. А. Абунина, Н. С. Шлык, А. А. Абунин, В. А. Оленева, В. Г. Янке* 283
- Эффективный индекс солнечной активности для краткосрочного прогноза среднего индекса этой активности  
*М. Г. Деминов* 302
- Вейбелевская неустойчивость и деформация внешнего магнитного поля в области распада сильного разрыва в плазме с горячими электронами  
*М. А. Гарасёв, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский* 307
- Глобальное развитие суперсуббури 28 мая 2011 года  
*И. В. Дэспирак, Н. Г. Клейменова, А. А. Любич, П. В. Сецко, Л. И. Громова, Р. Вернер* 325
- Пространственная структура области засветки ОНЧ аврорального хисса по данным наземных наблюдений в авроральных широтах  
*А. С. Никитенко, Ю. Маннинен, Ю. В. Федоренко, Н. Г. Клейменова, М. В. Кузнецова, А. В. Ларченко, Е. Б. Бекетова, С. В. Пильгаев* 336
- Корреляционный анализ глобальных ионосферных карт полного электронного содержания в марте 2015 г.  
*А. В. Тимченко, Ф. С. Бессараб, М. В. Клименко, А. В. Радиевский, В. В. Клименко* 345
- Влияние вариаций солнечной активности на изменчивость  $NmF2$  в геомагнито-спокойных условиях по данным ионозонда Москва  
*А. В. Павлов, Н. М. Павлова* 355
- Верификация плазмохимических моделей  $D$ -области ионосферы по радиофизическим данным геофизической обсерватории Михнево  
*С. З. Беккер* 365
- Экваториальные плазменные пузыри: влияние меридиональных термосферных ветров  
*Л. Н. Сидорова* 374
- Новый параметр для анализа ионосферных возмущений и поиска ионосферных предвестников землетрясений на основе формулы Барбье  
*С. А. Пулинец, В. В. Хегай, А. Д. Легенька, Л. П. Корсунова* 383

Суточно-сезонная вариация числа дистанционно наблюдаемых импульсных УНЧ-электромагнитных предвестников землетрясений и пространственное распределение зон их генерации на поверхности Земли	393
<i>Б. В. Довбня</i>	
Опыт использования детектора воды при изучении структуры мерзлых пород	401
<i>В. П. Мельчинов, А. А. Павлов</i>	

---

## **НЕКРОЛОГ**

Александр Григорьевич Яхнин (24.02.1948–11.02.2022)	408
---	-----

---

---

УДК 523.9-337

## ЗАВИСИМОСТЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА ОТ ИСХОДНОЙ ДЛИНЫ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

© 2022 г. Б. П. Филиппов\*

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

Поступила в редакцию 17.11.2021 г.

После доработки 19.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Анализируется модель эрупции магнитного жгута, концы которого жестко закреплены в фотосфере. Длинные и короткие жгуты демонстрируют различные сценарии эрупции при прочих равных условиях. Короткие жгуты ускоряются быстро, но кратковременно, и довольно легко могут быть остановлены на сравнительно небольшой высоте, приводя к так называемым несостоявшимся эрупциям. Эрупция длинного жгута вероятнее приведет к его подъему на большую высоту и формированию коронального выброса. Такая тенденция прослеживается в реальных наблюдениях эруптивных явлений на Солнце.

DOI: 10.31857/S0016794022030087

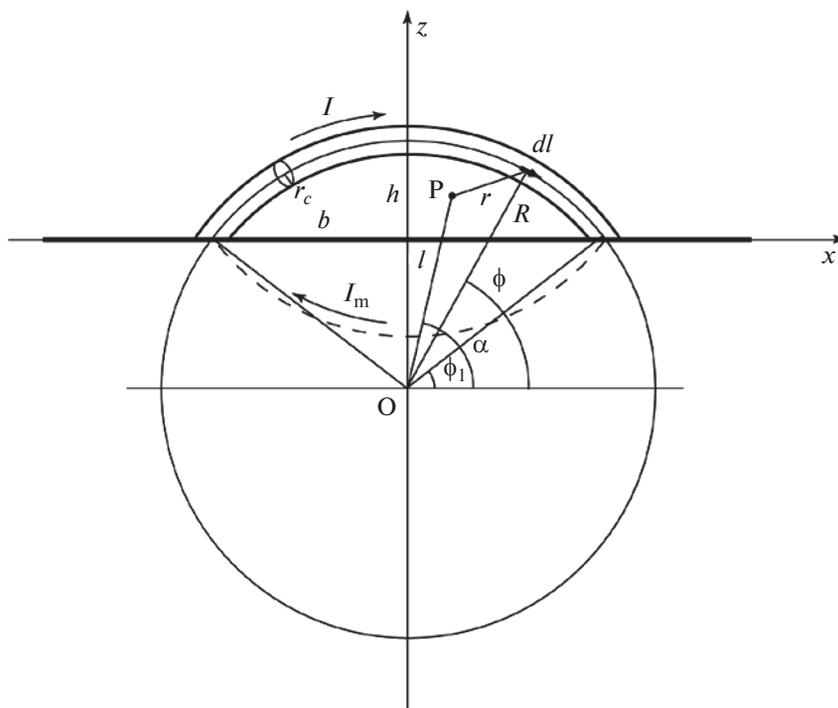
### 1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки, эрупции протуберанцев/волокон и корональные выбросы являются главными наблюдаемыми проявлениями спорадической солнечной активности [Филиппов, 2007]. Наблюдаемые различными методами и разными инструментами, они демонстрируют внезапное выделение огромной энергии, по всей видимости, запасенной в магнитном поле солнечной короны. Возможно, все три явления представляют собой различные стороны одного и того же физического процесса, который еще не до конца понят, и не все его аспекты доступны для наблюдений [Harrison, 1995; Forbes, 2000; Zhang et al., 2001; Priest and Forbes, 2002].

Протуберанцы состоят из вещества, которое гораздо плотнее плазмы окружающей короны. Чтобы поддерживать их на значительной высоте, нужна какая-то внешняя сила, и ее может обеспечить только магнитное поле короны. Несмотря на небольшую степень ионизации вещества протуберанцев, его проводимость достаточно высока для того, чтобы препятствовать движению поперек силовых линий. Чтобы вещество находилось в устойчивом равновесии необходимо, чтобы силовые линии были вогнутыми, образуя ямки, служащие ловушками для плотной плазмы. В ранних моделях протуберанцев полагалось, что подобная структура поля создается изначально подфотосферными источниками [Menzel, 1951; Kirpenhahn and Schluter, 1957]. Позднее было предложено,

что необходимую структуру могут обеспечить электрические токи, протекающие в короне [Kuperus and Raadu, 1974; van Tend and Kuperus, 1978]. Наличие коронального электрического тока может проявляться в виде аркады петель со сдвинутыми вдоль центральной оси основаниями [Antiochos et al., 1994; DeVore and Antiochos, 2000; Aulanier et al., 2002], которая в своем развитии может превратиться в магнитный жгут, состоящий из цилиндрически спиральных силовых линий [Chen, 1989; Lin et al., 1998; Titov and Demoulin, 1999; Amari et al., 2000; Low, 2001; Kliem and Török, 2006; Zuccarello et al., 2012].

Причину эрупции протуберанцев видят в превышении корональным током некоторого критического значения, за которым следует развитие неустойчивостей и потеря равновесия. Одной из основных причин, инициирующих эрупции, считается винтовая или изгибная неустойчивость (kink instability), хорошо известная по изучению лабораторных пинчей [Кадомцев, 1963; Török et al., 2004]. Условием ее начала является превышение углом закручивания силовой линии на длине трубки порогового значения (условие Крускала – Шафранова). Правда, эта неустойчивость может быть триггером, но не движущей силой эрупции, поскольку, несмотря на значительные изгибы токовой трубки, ось симметрии всей структуры остается на прежнем месте. Другая неустойчивость, которая связана с равновесием тока во внешнем поле, более перспективна для



**Рис. 1.** Схематическое представление магнитного жгута в короне в виде сегмента тора с концами, зафиксированными в фотосфере.

обеспечения эрупции. Она развивается при большом градиенте внешнего поля, удерживающего ток от увеличения размеров его контура. В двумерных моделях эта неустойчивость связана с катастрофической потерей равновесия [Молоденский и Филиппов, 1987; Priest and Forbes, 1990; Forbes and Isenberg, 1991; Forbes and Priest, 1995; Longcope and Forbes, 2014], после которого равновесие невозможно. В случае тороидальной трубки такая неустойчивость получила название “тороидальной неустойчивости” [Осовец, 1958; Bateman, 1978; Kliem and Török, 2006].

В данной работе мы рассмотрим особенности эрупции магнитных жгутов с концами, закрепленными в фотосфере. Будет показано, что сценарии эрупции жгутов при прочих равных условиях зависят от их первоначальной длины, точнее расстояния между зафиксированными в фотосфере концами.

## 2. МОДЕЛЬ РАВНОВЕСИЯ ЖГУТА С ЗАКРЕПЛЕННЫМИ КОНЦАМИ

В ряде исследований эруптивных явлений на Солнце использовалась модель магнитного жгута в короне в виде сегмента тора с концами, зафиксированными в фотосфере (рис. 1), с различными допущениями и приближениями [Chen, 1989; Cargill et al., 1994; Isenberg and Forbes, 2007; Olmedo and Zhang, 2010; Filippov, 2020, 2021]. Наиболее

строгий и последовательный подход был применен Isenberg and Forbes [2007], которые вывели точные аналитические выражения для магнитного поля, производимого электрическим током, протекающим по сегменту окружности. Однако формулы эти довольно громоздки, выражающиеся через неполные эллиптические интегралы первого и второго рода, и в любом случае требуют численных расчетов, поэтому ниже мы будем использовать исходные выражения для поля в квадратурах и численное интегрирование.

Магнитное поле внутри жгута с круговым сечением радиуса  $r_c$  полагается линейным бессильным (linear force-free field) [Lundquist, 1951; Lin et al., 1998]. Предполагается, что ось жгута все время остается в одной и той же вертикальной плоскости  $y = 0$  и сохраняет форму сегмента окружности радиуса

$$R = \frac{b^2 + h^2}{2h}, \quad (1)$$

где  $b$  – половина расстояния между концами жгута, а  $h$  – высота вершины дуги (апекса). Внешнее поле моделируется линейным диполем  $m$ , расположенным на глубине  $d$  под фотосферой, с горизонтальной компонентой

$$B_e = \frac{m \left[ y^2 - (z + d)^2 \right]}{\left[ y^2 + (z + d)^2 \right]^2}. \quad (2)$$

Выбор двумерного внешнего поля, не зависящего от координаты  $x$ , объясняется тем фактом, что фотосферные поля под волокнами имеют гораздо больший масштаб вдоль линии раздела полярностей, над которыми располагаются волокна, чем в поперечном направлении. С учетом того, что ось жгута остается в плоскости  $y = 0$ , в выражении (2) остается только зависимость от  $z$ .

Для максимальной простоты мы будем рассматривать уравнение движения только для элемента единичной длины на вершине петли

$$M \frac{d^2 h}{dt^2} = F_R + F_{Im} + F_B + F_g + F_d, \quad (3)$$

где  $M$  – масса отрезка волокна единичной длины;  $F_R$  – сила, растягивающая жгут по большому радиусу  $R$  тора из-за самодействия электрического тока вследствие кривизны оси;  $F_{Im}$  – сила магнитного воздействия фотосферы на корональный ток, эквивалентная отталкиванию тока от своего изображения (“зеркального тока”, показанного штриховой линией на рис. 1);  $F_B$  – сила взаимодействия коронального тока с внешним магнитным полем (2);  $F_g$  – сила тяжести;  $F_d$  – сила торможения из-за сопротивления окружающей среды.

Выражение для радиальной силы, растягивающей тороидальный жгут, было выведено Шафрановым [Шафранов, 1963]

$$F_R = \frac{I^2}{c^2 R} \left[ \ln \left( \frac{8R}{r_c} \right) - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} \right], \quad (4)$$

где  $I$  – величина тороидального электрического тока;  $r_c$  – радиус поперечного сечения тора;  $l_i$  – внутренняя самоиндукция жгута на единицу длины. Последняя зависит от распределения тока внутри трубки и  $l_i = 1$  для внутреннего линейного бессилового поля [Lundquist, 1951; Lin et al., 1998; Isenberg and Forbes, 2007].

Третий и четвертый член в правой части (3) очевидно выражаются как

$$F_B = \frac{I}{c} B_e \quad (5)$$

и

$$F_g = Mg \frac{R_\odot^2}{(h + R_\odot)^2}, \quad (6)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения на уровне фотосферы (на расстоянии  $R_\odot$  от центра Солнца).

Магнитное поле сегмента кольцевого тока в точке  $P$  (рис. 1) может быть найдено согласно за-

кону Био и Савара интегрированием вдоль дуги  $l$  [Ландау и Лифшиц, 2005]

$$\mathbf{B}_l = \frac{I}{c} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор от элемента дуги  $d\mathbf{l}$  до точки  $P$ ;  $\phi_1$  и  $\phi_2$  – угловые координаты концов дуги. Имеется только одна  $y$ -компонента поля в плоскости дуги

$$B_l = \frac{I}{c} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{\left[ R^2 - Rl \cos(\alpha - \phi) \right] d\phi}{\left( R^2 + l^2 - 2Rl \cos(\alpha - \phi) \right)^{3/2}}, \quad (8)$$

где все переменные понятны из рис. 1. Поскольку начало оси  $z$  помещено на фотосферу

$$l^2 = x^2 + (R - h + z)^2, \quad \sin \alpha = \frac{R - h + z}{l}. \quad (9)$$

То же самое выражение (8) можно использовать для вычисления поля зеркального тока  $B_{Im}$  с заменой  $l$  на  $l_m$ :

$$l_m^2 = x^2 + (R - h - z)^2, \quad \sin \alpha_m = \frac{R - h - z}{l_m}. \quad (10)$$

Тогда

$$F_{Im} = \frac{I}{c} B_{Im}(0, h). \quad (11)$$

Тороидальный ток  $I$  изменяется за счет индукции во время быстрой эволюции магнитного жгута. Зависимость величины тока от высоты вершины дуги может быть найдена из сохранения полоидального магнитного потока между фотосферой и осью жгута

$$\Phi_p = \Phi_l + \Phi_s = \frac{I}{c} L_e + \int_S (B_e + B_{Im}) ds = \text{const}, \quad (12)$$

где  $S$  – площадь между жгутом и фотосферой, а  $L_e$  – внешняя самоиндукция дуги, которая для тока тонкой трубки выражается как [Ландау и Лифшиц, 2005]

$$\begin{aligned} L_e &= \int_0^\Delta \int_{\omega_0}^\Delta \frac{R \cos \omega}{2 \sin \frac{\omega}{2}} d\omega' d\omega = \\ &= 2R\Delta \left( \ln \operatorname{tg} \frac{\Delta}{4} + 2 \cos \frac{\Delta}{2} + \ln \frac{8R}{r_c} - 2 \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= 2 \arcsin \frac{b}{R}, \quad \text{если } h < b, \\ \Delta &= 2\pi - 2 \arcsin \frac{b}{R}, \quad \text{если } h \geq b \end{aligned} \quad (14)$$

и

$$\omega_0 \approx \frac{r_c}{2R}. \quad (15)$$

Интеграл (13) вычисляется вдоль корональной части контура, потому что вследствие условия вмороженности магнитного поля в фотосферу вектор-потенциал остается постоянным на поверхности фотосферы при эволюции жгута и не влияет на индукционные изменения тока [Isenberg and Forbes, 2007].

Радиус сечения жгута  $r_c$  тоже меняется при его перемещении. Для внутреннего линейного бессилового поля, сохранение тороидального магнитного потока внутри трубки влечет обратную зависимость радиуса сечения от величины тока [Lin et al., 1998]

$$r_c = r_{c0} \frac{I_0}{I}. \quad (16)$$

Полоидальный магнитный поток  $\Phi_s$  тоже будем находить численным интегрированием:

$$\Phi_s(b, h) = \int_{-b_l}^{b_l} \int_{z_1}^{z_2} (B_e + B_{lm}) dx dz, \quad (17)$$

где  $b_l$  – полуширина площади между жгутом и фотосферой

$$b_l = \begin{cases} b - r_c, & h \leq b \\ R - r_c, & h > b \end{cases} \quad (18)$$

$z_1$  – координата внутренней границы нижней части жгута при превышении сегментом половины окружности, а  $z_2$  – координата внутренней границы верхней части жгута

$$z_1 = \begin{cases} 0, & |x| \leq b \\ \frac{h^2 - b^2 - ((b^2 + h^2)^2 - 4h^2 x^2)^{1/2}}{2h} + r_c, & |x| > b, \end{cases} \quad (19)$$

$$z_2 = \frac{h^2 - b^2 + ((b^2 + h^2)^2 - 4h^2 x^2)^{1/2}}{2h} - r_c. \quad (20)$$

### 3. ЭРУПЦИЯ ЖГУТОВ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНЫ

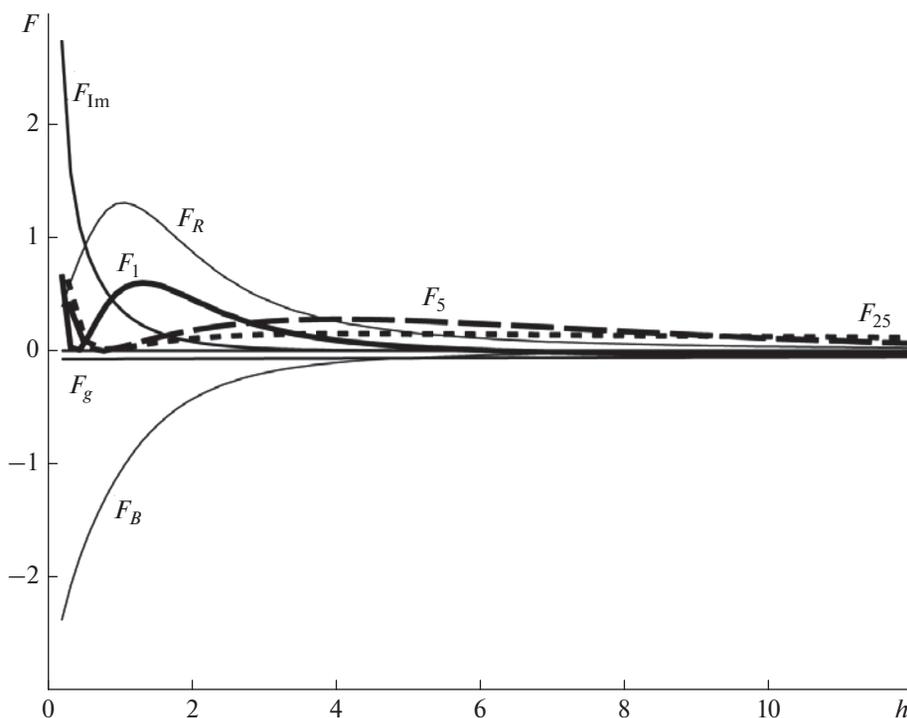
Рассмотрим зависимость каждого из слагаемых в правой части (3) (за исключением последнего) и их суммы от высоты апекса дуги для жгутов различной исходной длины. На рисунке 2 тонкими сплошными линиями показаны профили всех компонентов силы, действующей на апекс жгута, и сама суммарная сила (жирной сплошной линией) для значения  $b = d$ . Далее мы будем все линейные размеры указывать в единицах  $d$  – глубины залегания дипольного источника коронального магнитного поля, характеризующего масштаб этого поля в окрестностях жгута. Также жирными штриховыми линиями с длинным и коротким штрихом показаны профили суммарной силы для  $b = 5$  и  $b = 25$  соответственно.

На малой высоте поле зеркального тока имеет большой градиент, поэтому сила взаимодействия коронального тока с внешним магнитным полем  $F_B$  убывает с высотой медленнее, чем сила отталкивания от зеркального изображения  $F_{lm}$ . Обе они уменьшаются и имеют, разумеется, противоположные знаки. Растягивающая радиальная сила  $F_R$  мала на малой высоте, так как велик радиус кривизны оси жгута согласно выражению (1), но она быстро растет, достигая максимума при  $h = b$ , когда радиус кривизны оси  $R$  минимален. На больших высотах  $F_R$  так же уменьшается, оставаясь доминирующей на большом интервале высот. Сила тяжести  $F_g$  выбрана малой по сравнению с электромагнитными силами на малой высоте, как это следует из оценки массы протуберанцев, электрического тока и коронального магнитного поля [Labrosse et al., 2010; Ballester, 1984; Куликова и др., 1986; Vrsnak et al., 1988; Srivastava et al., 1991; Forbes, 2000], однако она практически не меняется в интересующем нас интервале высот и может оказаться существенной или даже доминирующей на относительно большой высоте.

Исходное значение электрического тока подбиралось таким образом, чтобы кривая  $F(h)$  имела локальный экстремум (минимум) и касалась оси абсцисс на небольшой высоте. Очевидно, что эта точка касания соответствует неустойчивому равновесию, которое выливается в катастрофическую потерю равновесия, знаменующую начало эрупции жгута. Действительно, небольшое смещение от точки равновесия вниз приводит к появлению силы, направленной вверх, возвращающей жгут к равновесию, но смещение вверх тоже дает силу, направленную вверх, и толкает жгут дальше от точки равновесия.

Чем больше исходная длина жгута, тем более пологой становится кривая  $F(h)$ . Критическая высота  $h_c$ , т.е. точка касания кривой абсциссы, немного увеличивается с увеличением длины жгута.  $h_c = 0.45$  для  $b = 1$ , а для  $b = 5$  и  $b = 25$  –  $h_c = 0.8$  и  $h_c = 0.85$  соответственно. При этом значение критического тока, т.е. равновесного тока в критической точке, практически не зависит от длины жгута. По многочисленным наблюдениям эруптивных протуберанцев [McCauley et al., 2015] критическая высота составляет ~50 Мм. То есть глубина диполя обычно лежит в пределах 20–40 Мм.

Пересечение кривой  $F(h)$  оси абсцисс сверху вниз означает существование высокой точки устойчивого равновесия. В отсутствие силы тяжести, т.е. для “ненагруженного” жгута, ни одна из трех кривых  $F_1$ ,  $F_5$ ,  $F_{25}$  не пересекает ось абсцисс, так что эрупция каждого из них не прервется и будет “успешной”. Наличие даже небольшой массы, практически не влияющей на исходное равновесие, создает необходимое условие для остановки эрупции (failed eruption). Рассмотрим



**Рис. 2.** Графики зависимости от высоты  $h$  суммарной силы  $F_1$  (сплошная жирная линия), действующей на элемент единичной длины на вершине дугообразного магнитного жгута (вся правая часть уравнения (3)), и ее компонентов (тонкие сплошные линии) для значения  $b = 1$ . Жирными штриховыми линиями с длинным и коротким штрихом показаны профили суммарной силы  $F_5$  и  $F_{25}$  для  $b = 5$  и  $b = 25$  соответственно. Высота  $h$  — в единицах  $d$ , силы — в произвольных безразмерных единицах.

такую возможность подробнее, численно решая уравнение движения (3).

Очевидно, что в отсутствие диссипации жгут, достигнув верхней точки равновесия, будет осциллировать около нее с большой амплитудой, довольно резко “отскакивая” от области сильного поля около исходного положения равновесия и медленно возвращаясь с большой высоты. Чтобы предотвратить такое поведение, которое не наблюдается в эрупциях на Солнце, необходимо ввести диссипацию, описываемую последним членом в уравнении движения (3). Используем для простоты линейную зависимость силы сопротивления от скорости движения, соответствующую движению тела в вязкой жидкости при малых числах Рейнольдса [Ландау и Лифшиц, 2001]

$$F_d = -kv. \quad (21)$$

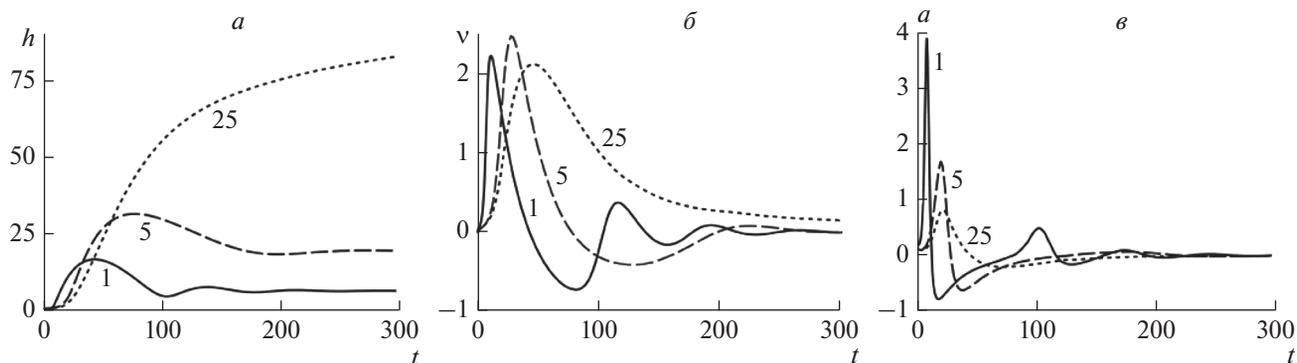
Величину коэффициента  $k$  мы просто подбираем таким образом, чтобы избежать осцилляций с большой амплитудой. Возможна и квадратичная зависимость силы сопротивления от скорости, которая более типична для движения при больших значениях числа Рейнольдса. В действительности природа диссипации механических движений в солнечной короне не вполне ясна. Размерные оценки коэффициентов, обеспечивающих

похожие на наблюдения результаты, отличаются от значений, следующих из формул гидродинамики на порядки [Zaitsev and Stepanov, 2018; Filippov, 2021].

На рисунке 3 показаны решения для трех жгутов с одинаковой массой на единицу длины и в одинаковых внешних условиях. Отличие только в исходной длине, расстоянии между зафиксированными в фотосфере концами жгута. Более короткие жгуты, действительно, останавливаются на высоте тем меньшей, чем короче жгут, а самый длинный продолжает подъем, хотя и с замедлением. Максимальное значение скорости, приобретаемой жгутом, примерно одинаково во всех трех случаях, но ускорение имеет более высокие и узкие пики для более коротких жгутов. Поэтому скорость для длинных жгутов нарастает медленнее и дольше сохраняет большие значения, позволяя им достичь большей высоты и избежать остановки.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель эрупции магнитного жгута с концами, зафиксированными в фотосфере, демонстрирует различие сценариев эрупции для длинных и коротких жгутов при прочих равных условиях. Короткие жгуты ускоряются быстро, но кратковре-



**Рис. 3.** Зависимости высоты (*a*), скорости (*б*) и ускорения (*в*) полученные в результате решения уравнения движения (3) для трех значений длины жгута  $b = 1$ ,  $b = 5$  и  $b = 25$ . Высота  $h$  – в единицах  $d$ , скорость, ускорение и время – в произвольных безразмерных единицах.

менно, и довольно легко могут быть остановлены на сравнительно небольшой высоте, производя так называемые несостоявшиеся эрупции. Эрупция длинного жгута вероятнее приведет к его подъему на большую высоту и формированию коронального выброса. Конечно, на динамику жгута влияет множество факторов: величина коронального поля, его структура, масса протуберанца, который “нагружает” жгут, однако такой параметр как исходная длина жгута перед эрупцией никогда не рассматривался в качестве критерия, позволяющего в какой-то мере прогнозировать развитие эруптивного процесса. Мы не ставили задачи определить критическое значение длины волокна, которое гарантирует успешность эрупции. Оно зависит и от массы протуберанца, и от величины аэродинамического торможения жгута в короне. Если первый параметр, в принципе, может быть измерен, например, спектроскопическими средствами, то второй остается весьма неопределенным. Оценки на основе гидродинамической теории дают значения, которые довольно плохо согласуются с наблюдениями затухания осцилляций плазменных образований в короне [Zaitsev and Stepanov, 2018; Filippov, 2021]. При параметрах, использованных для построения графиков на рис. 3, пороговое значение составляет  $\sim 10 d$ , или  $\sim 200\text{--}400$  Мм. При принятой за единицу длины величине 20 Мм размерные значения для других параметров, показанных на графиках, можно получить, используя следующие масштабные коэффициенты: для силы –  $4 \times 10^{10}$  дн  $\text{см}^{-1}$ , времени – 0.75 мин, скорости –  $180 \text{ км с}^{-1}$ , ускорения –  $5 \times 10^4 \text{ см с}^{-1}$ .

Критическое значение электрического тока, при котором начинается эрупция, составляет  $2 \times 10^{10}$  А, а начальный радиус поперечного сечения жгута в этой точке  $r_{c0} = 2$  Мм. Коэффициент торможения принят  $k = 90 \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , что почти на порядок больше оценки, приведенной в работе

[Zaitsev and Stepanov, 2018], и примерно на два порядка меньше использованного в работе [Filippov, 2021].

Если обратиться к результатам наблюдения эрупций на Солнце, то можно убедиться, что, действительно, эрупции длинных волокон, как правило, сопровождаются корональными выбросами, а эрупции коротких – нередко заканчиваются остановкой в нижней короне, но при этом чаще связаны со вспышечными проявлениями.

В работе [Sinha et al., 2019] анализируется выборка из 33 эруптивных явлений, наблюдавшихся в 2012–2016 гг. Среди них отмечаются события, которые сопровождались только вспышкой, только корональным выбросом или и тем, и другим. Эруптивных волокон, связанных только со вспышками и не сопровождавшихся корональными выбросами зафиксировано немного, всего 4. Средняя длина таких волокон до эрупции (расстояние между основаниями эруптивной петли) оставляла 130 Мм. Эрупций волокон, связанных только с корональными выбросами, наблюдалось вдвое больше – 8. Их средняя длина –  $\sim 350$  Мм, почти втрое больше. Остальные события, самые многочисленные, были связаны как с выбросами, так и вспышками. Длина волокон в них варьируется в широких пределах от 80 до 450 Мм при среднем значении 215.

В исследовании 16 несостоявшихся эрупций, наблюдавшихся вблизи максимума 24-го солнечного цикла, отмечается расстояние между основаниями петель эруптивных протуберанцев тоже в 130 Мм [Filippov, 2020]. С другой стороны, средняя длина волокон, которые примерно в тот же период приводили к формированию быстрых корональных выбросов (5 событий) – 333 Мм, а тех, что сопровождались медленными выбросами (тоже 5 событий), 350 Мм.

Таким образом, тенденция к тому, что более длинные волокна имеют более благоприятную

перспективу “породить” корональные выбросы прослеживается в реальных наблюдениях эруптивных явлений на Солнце. Хотя множество дополнительных и не менее важных факторов, которые не всегда легко учесть, делает проблему заблаговременного прогнозирования геоэффективных событий на Солнце по доступным в настоящее время измерениям параметров их “прародительских” областей еще далекой от окончательного решения.

Мы использовали свойства модели для анализа результатов наблюдений эрупций нескольких десятков волокон вне активных областей. Большинство из них относится к так называемому промежуточному типу (intermediate filaments) [Engvold, 2015]. Они располагаются между активными областями или противоположными полярностями старых, распавшихся активных областей и имеют некоторые признаки, характерные для двух крайних типов протуберанцев: спокойных (quiescent prominences), расположенных преимущественно выше широты  $50^\circ$ , и протуберанцев активных областей, находящихся внутри активных областей в непосредственной близости от пятен (active region prominences). Модель может быть применена и к последним, и в этом случае с ее помощью можно будет оценивать эффективность вспышечной активности, но это уже предмет другой статьи.

## 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Автор признателен рецензентам за полезные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Кадомицев Б.Б.* Гидромагнитная устойчивость плазмы / Вопросы теории плазмы. Вып. 2. Ред. М.А. Леонтович. М.: Госатомиздат. С. 132–176. 1963.
- *Куликова Г.Н., Молоденский М.М., Старкова Л.И., Филиппов Б.П.* Токи в активной области HR16927 по данным Н $\alpha$ . Солнечные данные. № 10. Л.: Наука. С. 60–65. 1986.
- *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Физматлит, 736 с. 2001.
- *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 656 с. 2005.
- *Молоденский М.М., Филиппов Б.П.* Быстрое движение волокон в солнечных активных областях. II // Астрон. журн. Т. 64. № 5. С. 1079–1087. 1987.
- *Филиппов Б.П.* Эруптивные процессы на Солнце. М.: Физматлит, 216 с. 2007.
- *Осовец С.М.* Плазменный виток в электромагнитном поле / Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 2. Ред. М.А. Леонтович. М.: изд. АН СССР. С. 238–241. 1958.
- *Шафранов В.Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле / Вопросы теории плазмы. Вып. 2. Ред. М.А. Леонтович. М.: Госатомиздат. С. 92–131. 1963.
- *Amari T., Luciani J., Mikic Z., Linker J.* A twisted flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flares // *Astrophys. J. V. 529. № 2. L49–L52. 2000.*
- *Antiochos S.K., Dahlburg R.B., Klimchuk J.A.* The magnetic field of solar prominences // *Astrophys. J. V. 420. № 1. P. L41–L44. 1994.*
- *Aulanier G., DeVore C. R., Antiochos S. K.* Solar prominence merging // *Astrophys. J. V. 646. № 2. P. 1349–1357. 2002.*
- *Ballester J.L.* // A note on magnetic fields and electric currents in solar prominences // *Solar Phys. V. 94. P. 151–154. 1984.*
- *Bateman G.* MHD Instabilities. Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology, 270 p. 1978.
- *Cargill P.J., Chen J., Garren D.A.* // Oscillations and evolution of curved current-carrying loops in the solar corona // *Astrophys. J. V. 423. № 2. P. 854–870. 1994.*
- *Chen J.* Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma // *Astrophys. J. V. 338. № 1. P. 453–470. 1989.*
- *DeVore C.R., Antiochos S.K.* Dynamical formation and stability of helical prominence magnetic fields // *Astrophys. J. V. 539. № 2. P. 954–963. 2000.*
- *Engvold O.* Description and classification of prominences // *Solar Prominences. Eds. J.-C. Vial, O. Engvold.* Cham, Switzerland: Springer International Publishing. P. 31–60. 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-10416-4>
- *Filippov B.* Failed prominence eruptions near 24 cycle maximum // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. V. 494. P. 2166–2177. 2020.* <https://doi.org/10.1093/mnras/staa896>
- *Filippov B.,* Mass of prominences experiencing failed eruptions // *Publ. Astron. Soc. Australia. V. 38. e018. 2021.* <https://doi.org/10.1017/pasa.2021.14>
- *Forbes T.G., Isenberg P.A.* A catastrophe mechanism for coronal mass ejections // *Astrophys. J. V. 373. № 1. P. 294–307. 1991.*
- *Forbes T.G.* A review on the genesis of coronal mass ejections // *J. Geoph. Res. V. 105. № A10. P. 23153–23166. 2000.*
- *Forbes T.G., Priest E.* Photospheric Magnetic Field Evolution and Eruptive Flares // *Astrophys. J. V. 446. № 1. P. 377–389. 1995.*
- *Harrison R. A.* The nature of solar flares associated with coronal mass ejection // *Astron. Astrophys. V. 304. P. 585–594. 1995.*
- *Isenberg P.A., Forbes T.G.* A three-dimensional line-tied magnetic field model for solar eruptions // *Astrophys. J. V. 670. № 2. P. 1453–1466. 2007.*
- *Kippenhahn R., Schluter A.* Eine Theorie der solaren Filamente // *Zitschr. Astrophys. V. 43. P. 36–62. 1957.*
- *Kliem B., Török T.* Torus instability // *Phys. Rev. Lett. V. 96. № 25. 255002. 2006.*
- *Kuperus M., Raadu M.A.* The support of prominences formed in neutral sheets // *Astron. Astrophys. V. 31. P. 189–193. 1974.*
- *Labrosse N., Heinzel P., Vial J.-C., Kucera T., Parenti S., Gunar S., Schmieder B., Kilper G.* Physics of solar prominences: I-spectral diagnostics and non-LTE modelling // *Space Sci. Res. V. 151. P. 243–332. 2010.*

- Longcope D.W., Forbes T.G. Breakout and tether-cutting eruption models are both catastrophic (sometimes) // *Solar Phys.* V. 289. 2091–2122. 2014.
- 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.
- Low B.C. Coronal mass ejections, magnetic flux ropes, and solar magnetism // *J. Geophys. Res.* V. 106. P. 25 141–25 164. 2001.
- Lundquist S. On the stability of magneto-hydrostatic fields // *Phys. Rev.* V. 83. P. 307–311. 1951.
- McCauley P.I., Su Y.N., Schanche N., Evans K.E., Su C., McKillop S., Reeves K.K. Prominence and filament eruptions observed by the solar dynamics observatory: statistical properties, kinematics, and online catalog // *Solar Phys.* V. 290. P. 1703–1740. 2015.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0699-7>
- Menzel D.H. Magneto-hydrostatics and solar prominences // *Astron. J.* V. 56. № 1. P. 135–135. 1951.
- Olmedo O., Zhang J. Partial torus instability // *Astrophys. J.* V. 718. № 1. P. 433–440. 2010.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/718/1/433>
- Priest E.R., Forbes T.G. Magnetic field evolution during prominence eruption and two-ribbon flares // *Solar Phys.* V. 126. № 2. P. 319–350. 1990.
- Priest E.R., Forbes T.G. The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 10. P. 313–377. 2002.
- Sinha S., Srivastava N., Nandy D. Solar filament eruptions as precursors to flare-CME events: Establishing the temporal connection // *Astrophys. J.* V. 880. № 2. 84. 2019.
- Srivastava N., Ambastha A., Bhatnagar A. Evolution of helically twisted prominence structures of March 11, 1979 // *Solar Phys.* V. 133. P. 339–355. 1991.
- Titov V.S., Démoulin P. Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares // *Astron. Astrophys.* V. 351. P. 707–720. 1999.
- Török T., Kliem B., Titov V.S. Ideal kink instability of a magnetic loop equilibrium // *Astron. Astrophys.* V. 413. P. L27–L30. 2004.
- 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.
- Vrsnak B., Ruzdjak V., Brajsa R., Dzubur A. Structure and stability of prominence with helical structure // *Solar Phys.* V. 116. P. 45–60. 1988.
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Prominence activation by increase in electric current // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 179. P. 149–153. 2018.
- Zhang J., Dere K.P., Howard R.A., Kundu M.R., White S.M. On the temporal relationship between coronal mass ejections and flares // *Astrophys. J.* V. 559. № 1. P. 452–462. 2001.
- Zuccarello F.P., Meliani Z., Poedts S. Numerical modeling of the initiation of coronal mass ejections in active region NOAA 9415 // *Astrophys. J.* V. 758. № 2. 117. 2012.

УДК 524.1.352+539.12

## СХОДСТВО И РАЗЛИЧИЕ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ С ПОТОКАМИ ИЗ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР, ВОЛОКОННЫМИ ВЫБРОСАМИ И ВЫБРОСАМИ ИЗ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

© 2022 г. А. А. Мелкумян<sup>1</sup>, \*, А. В. Белов<sup>1</sup>, \*\*, М. А. Абунина<sup>1</sup>, \*\*\*,  
Н. С. Шлык<sup>1</sup>, А. А. Абунин<sup>1</sup>, В. А. Оленева<sup>1</sup>, В. Г. Янке<sup>1</sup>

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

\*e-mail: amelkum@izmiran.ru

\*\*e-mail: abelov@izmiran.ru

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

Поступила в редакцию 15.12.2021 г.

После доработки 11.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

По материалам созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений исследовались Форбуш-понижения за период с 1997 по 2020 гг. С использованием статистических методов сравнивались Форбуш-понижения, связанные с: корональными выбросами массы из активных областей, сопровождающимися солнечными вспышками; волоконными выбросами за пределами активных областей; высокоскоростными потоками из корональных дыр; несколькими источниками. Исследовалось также различие между Форбуш-понижениями, вызванными корональными выбросами массы, когда в межпланетных возмущениях у Земли наблюдались или не наблюдались магнитные облака. Было показано, что для спорадических Форбуш-понижений распределения большинства параметров асимметричны, для рекуррентных – почти симметричны; самые сильные корреляции между параметрами Форбуш-понижений и межпланетных возмущений наблюдаются в группе корональных выбросов из активных областей, сопровождающихся солнечными вспышками и имеющих структуру магнитного облака.

DOI: 10.31857/S0016794022030117

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-эффектом, или Форбуш-понижением (ФП), называют изменение плотности и анизотропии космических лучей (КЛ) в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра [Forbush, 1937; Lockwood, 1971; Iucci et al., 1979a; Cane, 2000; Belov et al., 2001; Belov, 2009]. Во время ФП интенсивность галактических КЛ относительно быстро убывает, а за понижением, как правило, следует более медленное восстановление. В зависимости от типа возмущений межпланетной среды ФП делятся на две группы: спорадические – вызванные межпланетными возмущениями, связанными с корональными выбросами массы (*Coronal Mass Ejections* – CMEs) [Cane, 2000; Gopalswamy, 2010a; Richardson and Cane, 2011], и рекуррентные – вызванные высокоскоростными потоками плазмы из корональных дыр (*Coronal Holes* – CHs) [Iucci et al., 1979b; Richardson, 2004; Singh and Badruddin, 2007b]. Исследования ФП разного типа показывают их широкую

изменчивость по амплитуде, длительности, анизотропии КЛ, максимальному часовому понижению плотности КЛ и другим параметрам. Можно с уверенностью утверждать, что все ФП большой величины (>4%) и большая часть ФП средней величины (2–3%) связаны с CMEs; высокоскоростные потоки из корональных дыр могут быть главной причиной многих ФП, но эти эффекты не бывают большими (не превышают 3%) [Belov, 2009]. Влияние разного типа возмущений солнечного ветра на модуляцию галактических КЛ исследовалось во многих работах [например, Абунин и др., 2012; Dumbović et al., 2012, 2016; Chertok et al., 2013; Kumar and Badruddin, 2014a, b; Мелкумян и др., 2018; Melkumyan et al., 2019; Шлык и др., 2021]. В ряде работ это влияние исследуется по результатам наблюдений за достаточно длительным интервалом времени, что позволяет использовать статистические методы для выявления особенностей рекуррентных и спорадических ФП. Так, в работе [Мелкумян и др.,

2018] с использованием уравнений множественной регрессии было показано, что ФП, вызванные ICMEs, значительно сильнее зависят от скорости солнечного ветра и индукции межпланетного магнитного поля (ММП), чем ФП, вызванные высокоскоростными потоками из корональных дыр. В работе [Melkumyan et al., 2019] показано отличие распределений параметров ФП и вызывающих их межпланетных возмущений, а также силы корреляционной связи между параметрами, для рекуррентных и спорадических ФП.

В настоящем исследовании сравниваются ФП, связанные с воздействием на Землю высокоскоростных потоков из корональных дыр – группа событий СН, с двумя различными типами CMEs – группы событий CME1 (выбросы из активных областей на Солнце, сопровождающиеся вспышками) и CME2 (волоконные выбросы из регионов за пределами активных областей), а также смешанные события – группа MIX (ФП, вызванные двумя и более солнечными источниками). Различное влияние на гелиосферу корональных выбросов типа CME1 и CME2 описано, например, в работе [Gopalswamy et al., 2010b].

Так как ФП возникают при расширении частично закрытых магнитных структур в солнечном ветре [Lockwood, 1971; Cane, 1993; Belov, 2009], а магнитное облако (*Magnetic Cloud* – MC) [Burlaga et al., 1981, 2002] – очевидный пример такой структуры, то естественно, что ФП имеют тесную связь с MC. По данным Belov et al. [2015] большинство магнитных облаков модулируют КЛ, уменьшая их плотность, причем внутри MC наблюдается наиболее глубокое падение плотности. По данным Richardson and Cane [2010] именно в магнитных облаках чаще всего бывает большая  $B_z$ -компонента ММП, поэтому при прохождении MC возникают магнитные бури и геомагнитные индексы имеют наибольшие значения. Для магнитных облаков характерны также повышенная индукция ММП и аномально низкая протонная температура [Kim et al., 2013]. Воздействие MC на галактические КЛ рассматривалось во многих работах [например, Badruddin et al., 1986; Zhang and Burlaga, 1988; Lockwood et al., 1991; Singh and Badruddin, 2007a; Абунина и др., 2021]. Как было показано Zhang et al. [2013], все ICMEs содержат структуру, определяющую MC, но не во всех событиях такая структура может быть зарегистрирована: если Земля пересекает выброс в его периферийной части, магнитное облако, как правило, не наблюдается [Yashiro et al., 2013]. В настоящей работе для событий, связанных с двумя типами CMEs, исследована разница в статистических свойствах параметров ФП и вызывающих их межпланетных возмущений в случаях, когда магнитное облако приходит к Земле – группы событий CME1 + MC, CME2 + MC, и когда оно до Земли не доходит – группы CME1–MC, CME2–MC.

Таким образом, цель настоящей работы:

1) за длительный период (с января 1997 по декабрь 2020 гг.), используя базу данных FEID, сравнить статистические свойства параметров Форбуш-понижений для событий, связанных с разными типами солнечных источников: потоками из корональных дыр; корональными выбросами массы из активных областей, сопровождающимися солнечными вспышками; волоконными выбросами из регионов за пределами активных областей; несколькими источниками;

2) для Форбуш-понижений, связанных с выбросами из активных областей и волоконными выбросами, исследовать статистические свойства параметров в случаях наличия или отсутствия магнитного облака в теле выброса около Земли.

## 2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе использовались данные из созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush Effects and Interplanetary Disturbances – FEID*) (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>). База данных содержит информацию о ФП (с 1957 г.), параметрах солнечного ветра (с 1964 г.), солнечной и геомагнитной активности. Представленные в базе данных почасовые значения вариаций плотности и анизотропии КЛ рассчитаны по данным мировой сети нейтронных мониторов методом глобальной съемки [Белов и др., 2018]. Результаты получены для частиц с жесткостью 10 ГВ, наиболее близкой к эффективной жесткости частиц, регистрируемых нейтронными мониторами. Почасовые значения параметров солнечного ветра взяты из базы данных OMNI [King and Papitashvili, 2005; <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>]. Геомагнитные данные взяты из интернет-ресурса (<ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/>) и сетевой базы данных (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/index.html>). Информация по солнечным вспышкам основана на рентгеновских измерениях серии спутников GOES (<http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/lists/xray>, <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>).

Для сравнения ФП, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников, использовались события из базы данных FEID с января 1997 г. по декабрь 2020 г., для которых сделана уверенная привязка к источнику (всего 1509 событий). Для привязки каждого события к солнечному источнику проводился комплексный анализ вариаций КЛ, межпланетных и солнечных данных. Процедура идентификации ФП с солнечными источниками подробно описана в работах [Мелкумян и др., 2018, 2022]. Списки магнитных облаков, используемые при сравнении спорадических ФП в случаях, когда MC приходит к

Земле, и когда оно до Земли не доходит, взяты из статей [Lynch et al., 2003, 2005; Huttunen et al., 2005; Marubashi and Lepping, 2007; Ермолаев и др., 2009; Gopalswamy et al., 2010c; Richardson and Cane, 2010; Kim et al., 2013] и онлайн каталогов ([https://wind.nasa.gov/mfi/mag\\_cloud\\_pub1.html](https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html), [https://wind.nasa.gov/mfi/mag\\_cloud\\_S1.html](https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html), [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010\\_fluxrope/LWS\\_CDAW2010\\_ICMETbl.html](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_fluxrope/LWS_CDAW2010_ICMETbl.html), <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>, <http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/>).

В качестве параметров ФП использовались: амплитуда (величина) ФП ( $AF$ ); максимальное в течение события часовое уменьшение плотности КЛ ( $D_{min}$ ); максимальное значение экваториальной анизотропии КЛ ( $A_{x_{max}}$ ); размах азимутальной анизотропии КЛ ( $Az_{range}$ ). В качестве параметров межпланетных возмущений, вызывающих ФП, использовались: максимальное в течение события значение индукции ММП ( $B_{max}$ ); максимальное значение скорости солнечного ветра ( $V_{max}$ ); минимальное значение температурного индекса ( $KT_{min}$ ) [<http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/kt/tempindex.txt>]. Температурный индекс  $KT = T_{obs}/T_{exp}$  равен отношению наблюдаемой протонной температуры  $T_{obs}$  к ожидаемой температуре  $T_{exp}$ , вычисленной с помощью степенных моделей  $\lg T_{exp} = a + b \lg V$ , где  $V$  – почасовые значения скорости солнечного ветра. Коэффициенты  $a$  и  $b$  рассчитаны методом линейной регрессии по значениям температуры и скорости невозмущенного солнечного ветра [Мелкумян и др., 2020]. В качестве характеристик геомагнитной активности использовались: минимальное в течение события значение  $Dst$ -индекса ( $Dst_{min}$ ) и максимальное значение  $Ap$ -индекса ( $Ap_{max}$ ). За начало ФП принимался момент прихода ударной волны, в качестве индикатора которой использовалось внезапное начало геомагнитной бури (*Sudden Storm Commencement* – SSC) ([http://isgi.unistra.fr/data\\_download.php](http://isgi.unistra.fr/data_download.php)). При отсутствии этого признака началом ФП считались резкие изменения основных параметров межпланетной среды (скорости солнечного ветра и/или индукции ММП) и/или космических лучей.

Статистический подход к анализу данных предполагает, что свойства большого количества изучаемых объектов представляют доминирующие признаки индивидуального события. Для сравнения статистических свойств параметров ФП и связанных с ними межпланетных возмущений в группах событий, вызванных разными типами солнечных и межпланетных источников, строились диаграммы размаха и графики дополнительной кумулятивной функции распределения (*Complementary Cumulative Distribution Function* – CCDF); вычислялись средние значения, квартили распределений и парные коэффициенты корреляции между параметрами.

Для сравнения коэффициентов корреляции вычислялись  $z$ -статистика и уровень значимости  $p$ ; разница между двумя коэффициентами считалась статистически значимой при  $p < 0.05$ . Оценка силы корреляционной связи давалась по шкале Чеддока [Chaddock, 1925]:  $r < 0.3$  – слабая,  $0.3 \leq r < 0.5$  – умеренная,  $0.5 \leq r < 0.7$  – значительная,  $r \geq 0.7$  – сильная. Для оценки нормальности (логнормальности) распределений параметров использовался критерий согласия Колмогорова–Смирнова: вычислялись выборочные значения статистики Колмогорова–Смирнова и уровень значимости  $p$ ; гипотеза о нормальности (логнормальности) распределения принималась при  $p > 0.05$  [Corder and Foreman, 2009].

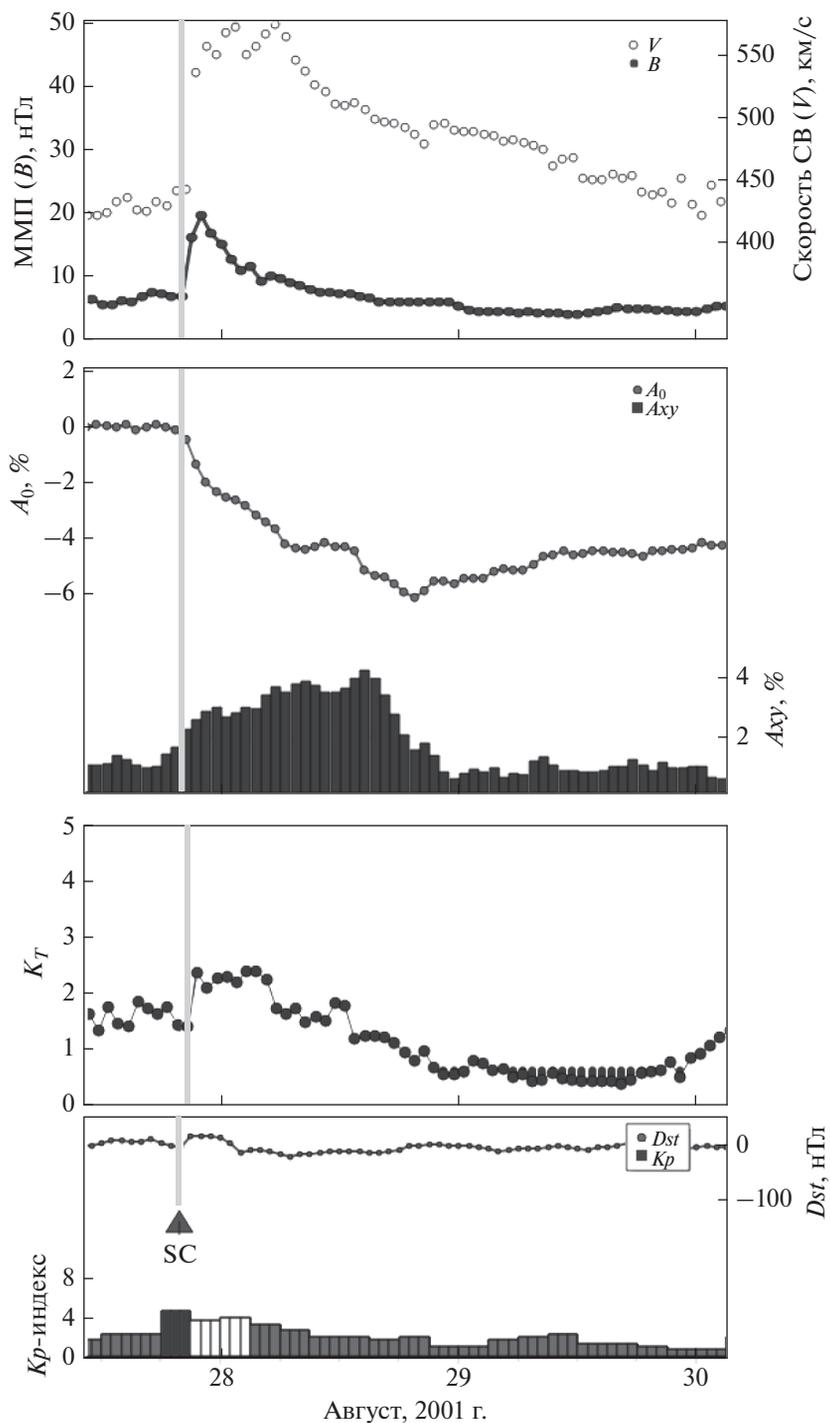
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. ФП, связанные с корональными выбросами из активных областей (группа CME1), волоконными выбросами вне активных областей (группа CME2), потоками из корональных дыр (группа CH) и несколькими источниками (группа MIX)

Как было указано во Введении, мы рассматривали четыре группы событий: CH, CME1, CME2, MIX. На рисунках 1–4 приведено поведение основных параметров солнечного ветра, ММП, КЛ и геомагнитной активности для событий из каждой группы: первая сверху панель показывает индукцию ММП и скорость солнечного ветра; вторая панель – вариации плотности КЛ ( $A_0$ , левая шкала) и экваториальной составляющей анизотропии КЛ ( $A_x$ , правая шкала); третья панель – температурный индекс ( $K_T$ ); четвертая панель – геомагнитные  $K_p$ - и  $Dst$ -индексы; вертикальные линии – начало ФП: светло-серая со значком SC – регистрация SSC; черная со значком ons – начало события в отсутствие SSC.

На рисунке 1 приведен пример ФП из группы CME1 27 августа 2001 г. Началом этого ФП считается регистрация ударной волны в 19:52 UT. Источником этого события был корональный выброс массы типа гало от 25 августа в 16:50 UT (со скоростью 1433 км/с), связанный с большой вспышкой X5.3 (E17S34) в 16:23 UT 25 августа. Во время этого межпланетного возмущения были зарегистрированы следующие значения основных параметров:  $V_{max} = 576$  км/с,  $B_{max} = 19.5$  нТл,  $AF = 6.2\%$ ,  $D_{min} = -0.71\%$ ,  $A_{x_{max}} = 4.29\%$ ,  $Az_{range} = 1.55\%$ ,  $KT_{min} = 0.35$ ,  $Dst_{min} = -23$  нТл,  $Ap_{max} = 39$ .

На рисунке 2 приведен пример ФП из группы CME2 30 мая 2014 г., вызванного эрупцией волокна на юго-западе солнечного диска утром 26 мая. Во время этого межпланетного возмущения были зарегистрированы следующие значения основных параметров:  $V_{max} = 358$  км/с,  $B_{max} = 11.4$  нТл,  $AF = 2\%$ ,  $D_{min} = -0.35\%$ ,  $A_{x_{max}} = 1.11\%$ ,  $Az_{range} =$



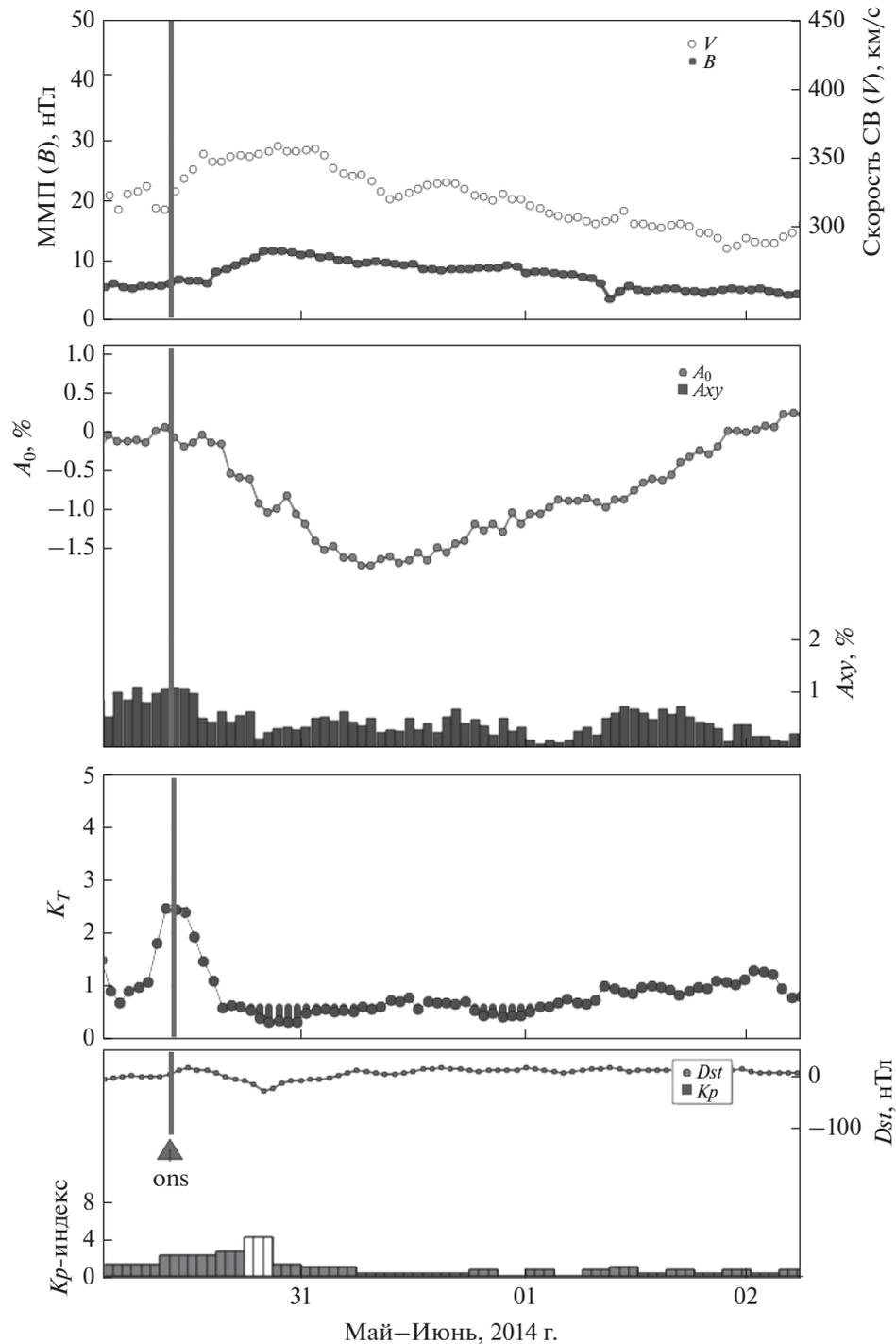
**Рис. 1.** Пример ФП, вызванного межпланетным возмущением, связанным с корональным выбросом из активной области (группа СМЕ1) 27 августа 2001 г.

$= 1.39\%$ ,  $KT_{\min} = 0.29$ ,  $Dst_{\min} = -28$  нТл,  $Ap_{\max} = 32$ .

На рисунке 3 приведен пример ФП из группы СН 6 февраля 2020 г., связанного с высокоскоростным потоком из корональной дыры, проходившей центральный меридиан солнечного диска 2–3 февраля. Во время этого межпланетного

возмущения были зарегистрированы следующие значения основных параметров:  $V_{\max} = 639$  км/с,  $B_{\max} = 9.5$  нТл,  $AF = 0.9\%$ ,  $D_{\min} = -0.26\%$ ,  $Ax_{\max} = 0.8\%$ ,  $Az_{\text{range}} = 0.67\%$ ,  $KT_{\min} = 0.64$ ,  $Dst_{\min} = -21$  нТл,  $Ap_{\max} = 27$ .

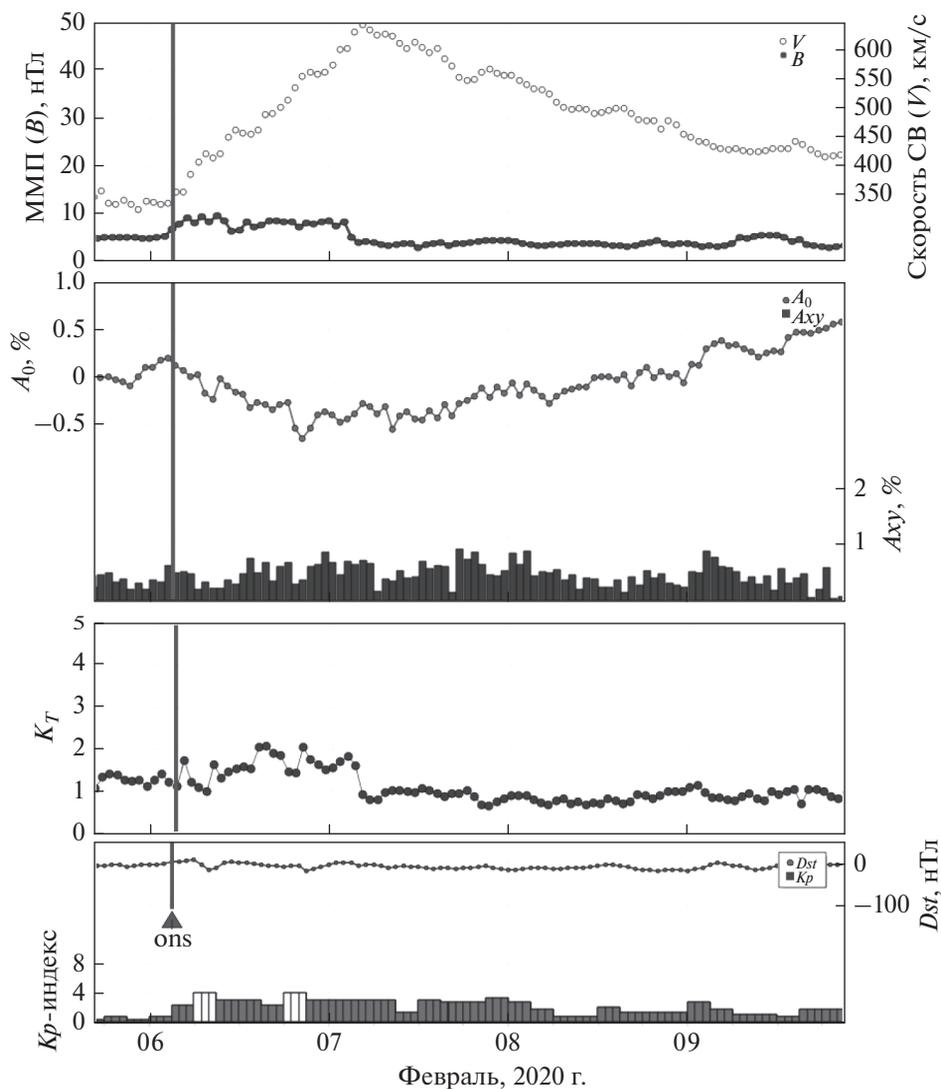
На рисунке 4 приведен пример ФП 21 апреля 2020 г., вошедший в группу МХ. Примерно за



**Рис. 2.** Пример ФП, вызванного межпланетным возмущением, связанным с корональным выбросом вне активной области (группа СМЕ2) 30 мая 2014 г.

сутки перед рассматриваемым событием было зарегистрировано межпланетное возмущение, связанное с волоконным выбросом (15 апреля, на северо-востоке диска), которое не успело полностью проявиться из-за начала воздействия потока из трансэкваториальной корональной дыры

(проходила центральный меридиан 18 апреля). Отметим, что внутри потока из корональной дыры явно видны признаки СМЕ (периоды низких значений температурного индекса во второй половине 23 апреля). В этом межпланетном возмущении были зарегистрированы следующие зна-



**Рис. 3.** Пример ФП, вызванного межпланетным возмущением, связанным с высокоскоростным потоком из корональной дыры (группа СН) 6 февраля 2020 г.

чения основных параметров:  $V_{\max} = 490$  км/с,  $B_{\max} = 11$  нТл,  $AF = 0.6\%$ ,  $D_{\min} = -0.13\%$ ,  $A_{x\max} = 1.06\%$ ,  $A_{z\text{range}} = 0.84\%$ ,  $KT_{\min} = 0.44$ ,  $Dst_{\min} = -28$  нТл,  $A_{p\max} = 18$ .

Далее мы рассмотрели статистические распределения параметров для указанных групп событий. На рисунке 5 представлены графики дополнительной кумулятивной функции распределения (CCDF) амплитуды ФП ( $AF$ ) для четырех групп событий: группа СМЕ1 (299 событий), СМЕ2 (209 событий), СН (309 событий), MIX (692 события). Из рисунка видно, что распределения величины ФП в разных группах событий значимо отличаются друг от друга, причем наибольшие значения наблюдаются в группе СМЕ1 и затем, в порядке убывания, следуют группы СМЕ2, MIX, СН. Это вполне объяснимо, поскольку самые

большие величины скорости солнечного ветра и ММП наблюдаются в событиях группы СМЕ1. Применение критерия Колмогорова–Смирнова показало, что распределения исследуемых параметров не подчиняются нормальному закону, но соответствуют логнормальному закону в отдельных группах событий ( $B_{\max}$  – во всех четырех группах;  $V_{\max}$  – во всех группах, кроме СН;  $A_{x\max}$ ,  $Dst_{\min}$  – во всех группах, кроме MIX;  $AF$ ,  $A_{z\text{range}}$  – в группах, связанных с СМЕ;  $KT_{\min}$  – в группе СН;  $A_{p\max}$  – в группе СМЕ1). Логнормальное распределение – простейший тип распределений, описывающих мультипликативные процессы, в которых изменение параметра под каким-либо внешним воздействием зависит от предыдущего значения этого параметра (нормальное распределение описывает аддитивные случайные процессы, в которых такая зависи-

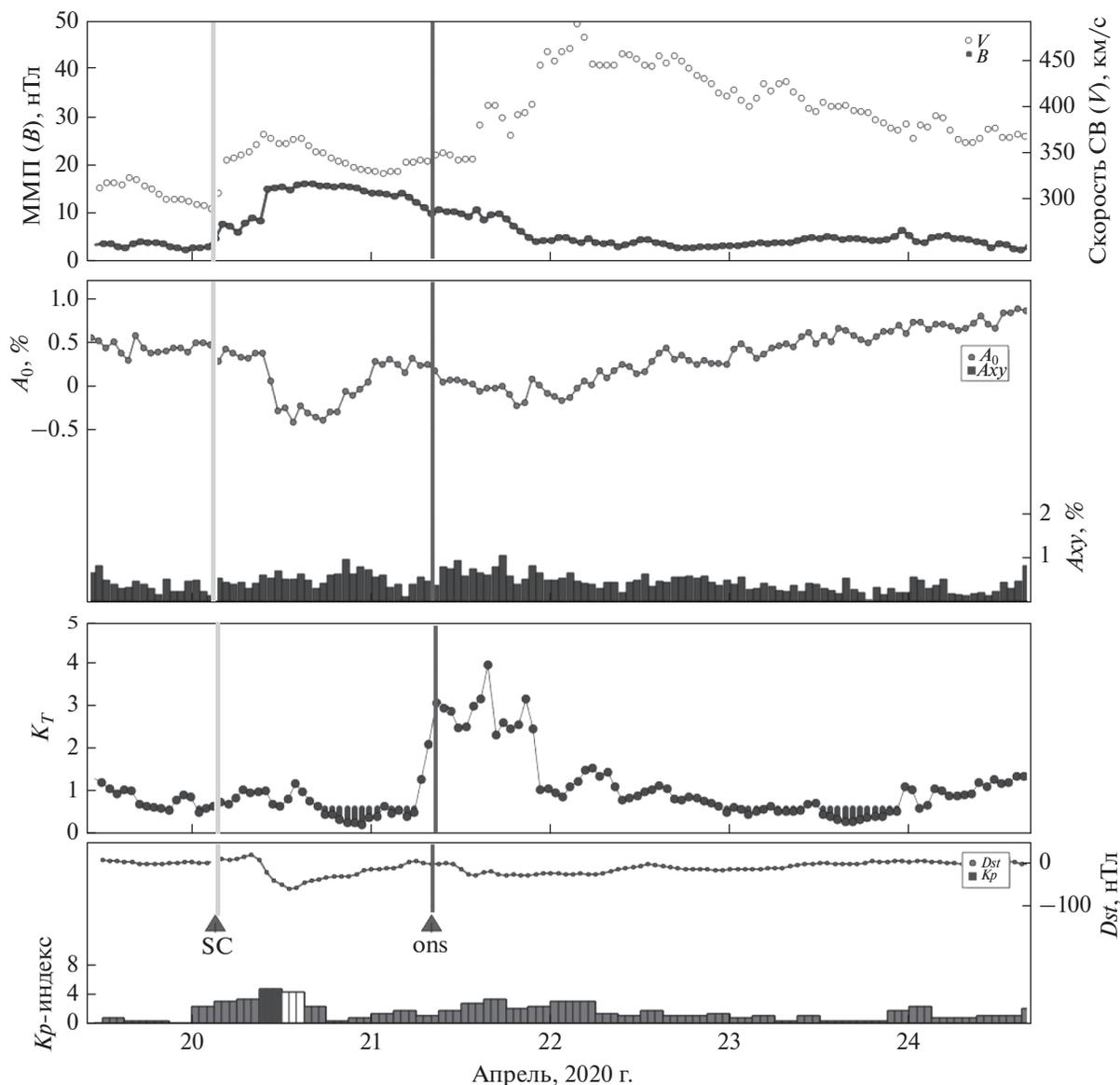


Рис. 4. Пример ФП, вызванного межпланетным возмущением, связанным с влиянием нескольких солнечных источников (группа М1Х) 21 апреля 2020 г.

мость отсутствует). Логнормальное распределение некоторых параметров ФП и вызывающих их межпланетных возмущений для рекуррентных и спорадических событий было отмечено в работах [Мелкумян и др., 2018; Melkumyan et al., 2019]. В таблице 1 представлены среднее и максимальное значения и квартили распределений параметров, а на рис. 6 – диаграммы размаха для четырех групп событий. На рисунке 6 не показаны экстремальные значения параметров:  $AF = 28.0\%$ ;  $A_{x\max} = 5.76, 6.23, 10.42\%$ ;  $B_{\max} = 54.8, 55.8, 62.0$  нТл;  $V_{\max} = 1800, 1876$  км/с;  $A_{p\max} = 400$  в группе СМЕ1 и  $KT_{\min} = 4.06$  в группе СН. Из табл. 1 и рис. 6 видно, что в группе СМЕ2, и особенно в группе СМЕ1, распределения всех па-

раметров характеризуются существенной асимметрией и имеют длинные “хвосты” в области больших значений. Это связано с тем, что события внутри каждой из этих групп существенно различаются между собой: у них различные положения солнечных источников, соответствующие возмущения солнечного ветра по-разному взаимодействуют с межпланетной средой и имеют разные характеристики (скорость, ММП и др.). В группе СН распределения параметров  $AF$ ,  $D_{\min}$ ,  $Az_{range}$ ,  $V_{\max}$ ,  $A_{p\max}$  почти симметричные, но отличаются от нормального закона за счет большого эксцесса (плосковершинные распределения). В отличие от ICME, межпланетные возмущения, обусловленные потоками из коро-

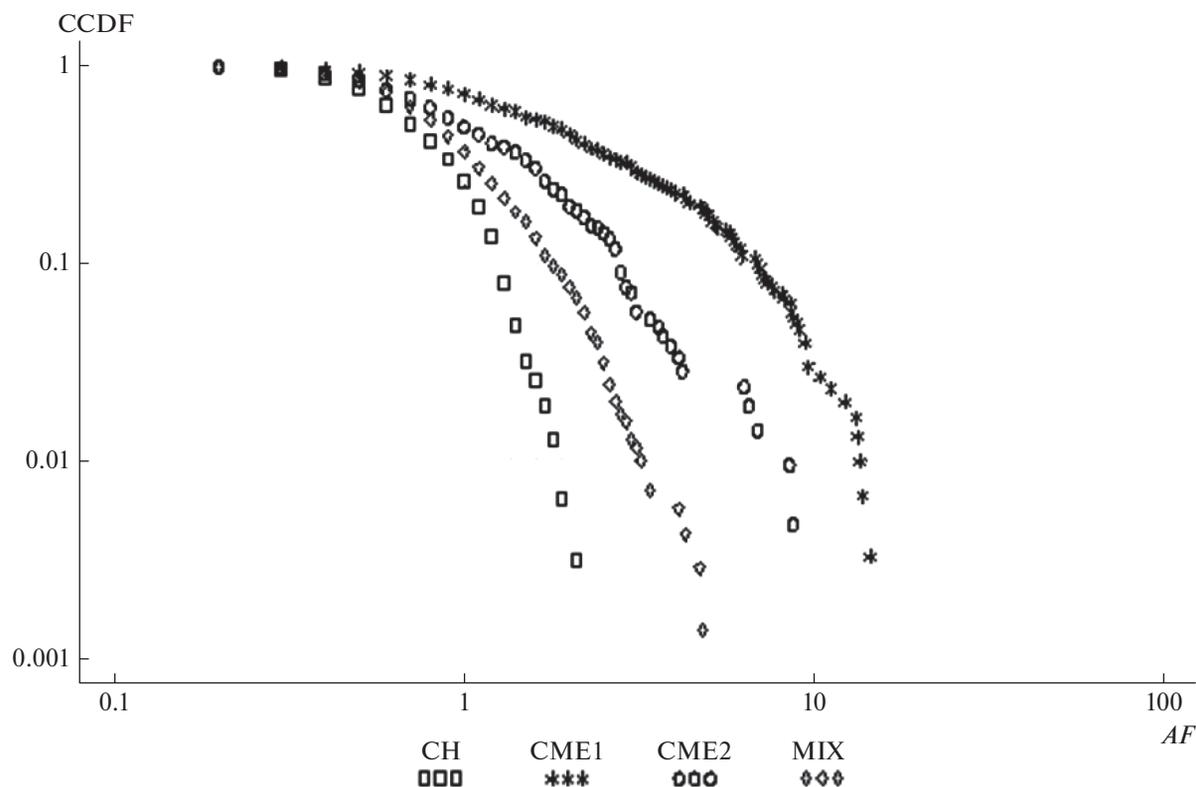


Рис. 5. Дополнительная кумулятивная функция распределения (CCDF) амплитуды ФП ( $AF$ ) для групп событий CME1, CME2, MIX, CH.

нальных дыр, меньше отличаются друг от друга: они имеют меньший разброс скорости солнечного ветра и индукции ММП и не вызывают больших ФП. Излом в области больших значений амплитуды ФП связан с маленькой статистикой в этой области и с отсутствием ФП величиной от 4.3% до 6.2% в группе CME2.

Для сравнения распределений параметров в разных группах событий использовались медианы (*Median* – Med) в качестве меры центральной тенденции и межквартильные интервалы (*Interquartile Range* – IR) в качестве меры разброса. Значения этих характеристик показывают, что амплитуда ФП в группе CME1 (Med = 1.8%, IR = 1.0–3.7%) существенно больше, чем в группах CME2 (1.0%, 0.7–1.8%), MIX (0.9%, 0.6–1.3%) и CH (0.8%, 0.6–1.1%), причем группа CME1 выделяется не только более высокими значениями, но и значительно большим разбросом амплитуды. Похожая картина наблюдается при сравнении распределений параметра  $A_{\text{утах}}$  (Med = 1.58%, IR = 1.17–2.23% для CME1), хотя здесь разница между группой CME2 (1.26%, 1.01–1.68%) и группами MIX (1.06%, 0.87–1.28%) и, особенно, CH (0.93%, 0.78–1.09%) существенно больше (межквартильные интервалы практически не пересекаются). Что касается параметров межпланетных возмущений, то из рис. 6 видно, что поведение

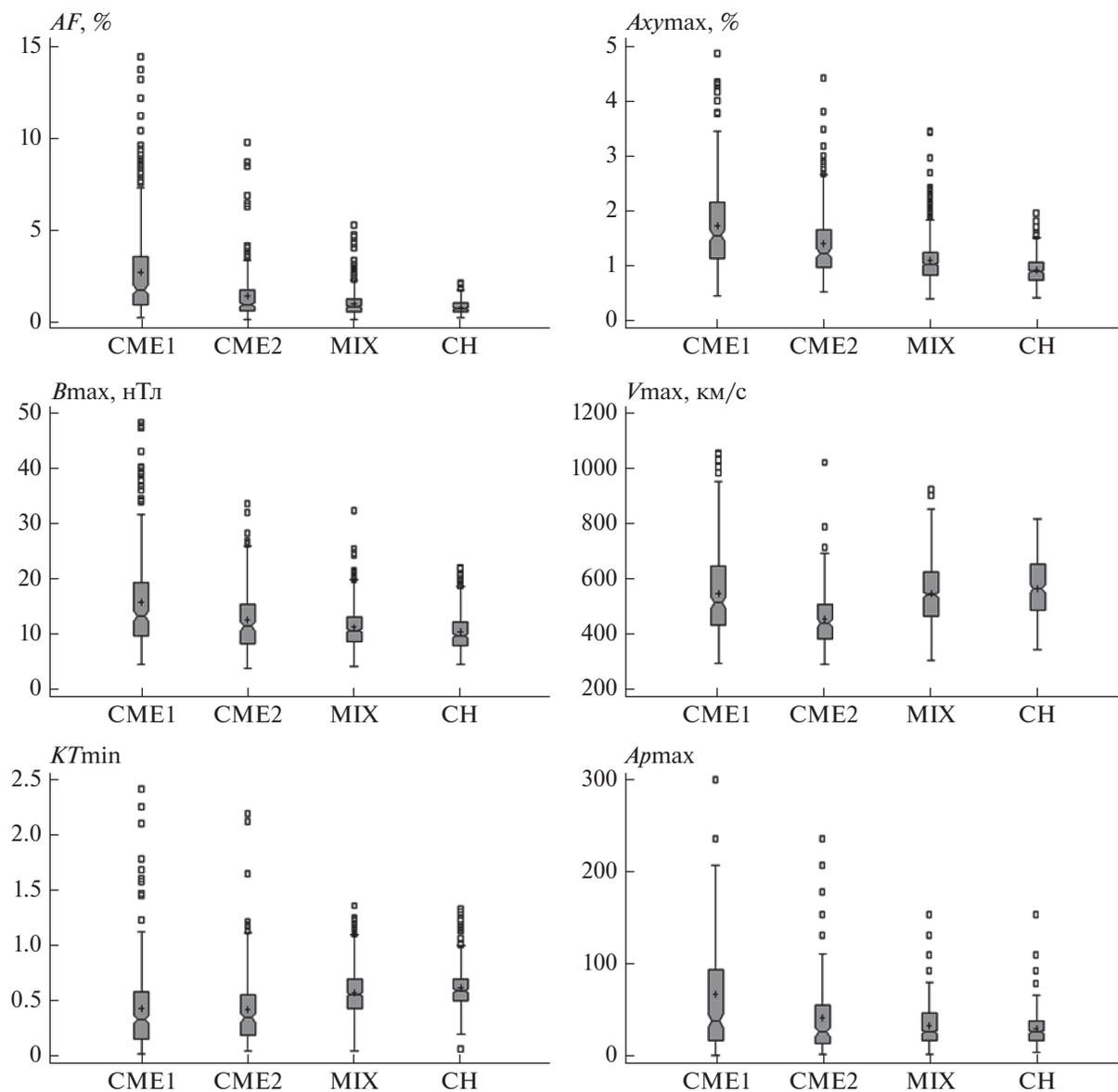
индукции ММП для разных групп событий, в общем, схоже с поведением параметров ФП (что и понятно, так как основное влияние на модуляцию КЛ оказывает именно магнитное поле), однако, для параметра  $V_{\text{тах}}$  различия распределений в разных группах выражены слабее. Как будет показано ниже, разница между распределениями  $V_{\text{тах}}$  существенно возрастает, если для ФП, связанных с CMEs, учесть наличие или отсутствие магнитного облака у Земли. Распределения скорости солнечного ветра  $V_{\text{тах}}$  для групп CME1 (Med = 518 км/с, IR = 437–665 км/с), MIX (545 км/с, 467–626 км/с), CH (568 км/с, 488–655 км/с) отличаются, в основном, величиной асимметрии (положительная для CME1 и практически нулевая для MIX и CH), а для группы CME2 (Med = 443 км/с, IR = 338–512 км/с) – существенно более низкими значениями и меньшим разбросом. Более высокие значения скорости солнечного ветра для выбросов, связанных с солнечными вспышками, объясняют более резкое часовое падение плотности КЛ в группе CME1, чем в группе CME2 (табл. 1), и подтверждают ожидаемый профиль ФП в этих группах. Самые высокие значения скорости солнечного ветра наблюдаются в группах CME1 (~1800 км/с) и CME2 (~1000 км/с); минимальные значения в группе CH (347 км/с) больше, чем в группах

**Таблица 1.** Среднее и максимальные значения и квартили распределений параметров ФП и межпланетных возмущений для событий, связанных с разными типами солнечных источников

Параметр	Группа	Среднее	Медиана	25–75%	Максимум
<i>AF</i>	CME1	2.94 ± 0.18	1.8	1.0–3.7	28.0
	CME2	1.49 ± 0.10	1.0	0.7–1.8	9.8
	CH	0.84 ± 0.02	0.8	0.6–1.1	2.2
	MIX	1.05 ± 0.02	0.9	0.6–1.3	5.3
<i>Dmin</i>	CME1	0.61 ± 0.04	0.38	0.25–0.69	5.93
	CME2	0.36 ± 0.02	0.27	0.20–0.42	2.54
	CH	0.22 ± 0.00	0.21	0.17–0.25	0.74
	MIX	0.25 ± 0.00	0.23	0.19–0.28	0.95
<i>Axymax</i>	CME1	1.83 ± 0.06	1.58	1.17–2.23	10.42
	CME2	1.43 ± 0.04	1.26	1.01–1.68	4.41
	CH	0.95 ± 0.01	0.93	0.78–1.09	1.98
	MIX	1.13 ± 0.02	1.06	0.87–1.28	3.45
<i>Azrange</i>	CME1	1.48 ± 0.05	1.21	0.84–2.00	6.45
	CME2	1.14 ± 0.04	1.00	0.69–1.46	4.04
	CH	0.82 ± 0.01	0.81	0.68–0.93	1.53
	MIX	0.95 ± 0.01	0.90	0.70–1.13	3.29
<i>Bmax</i>	CME1	16.44 ± 0.55	13.7	9.8–19.5	62.0
	CME2	12.87 ± 0.42	11.6	8.5–15.5	49.9
	CH	10.65 ± 0.19	9.9	8.1–12.4	22.2
	MIX	11.42 ± 0.14	10.9	8.8–13.3	22.5
<i>Vmax</i>	CME1	561.2 ± 10.7	518	437–665	1876
	CME2	458.5 ± 6.7	443	388–512	1024
	CH	567.6 ± 6.0	568	488–655	821
	MIX	550.8 ± 4.0	545	467–626	928
<i>KTmin</i>	CME1	0.43 ± 0.02	0.33	0.16–0.58	2.41
	CME2	0.43 ± 0.02	0.35	0.19–0.56	2.19
	CH	0.62 ± 0.01	0.59	0.50–0.70	1.33
	MIX	0.58 ± 0.01	0.56	0.43–0.70	1.36
<i>-Dstmin</i>	CME1	67.8 ± 4.2	46	23–87	422
	CME2	46.3 ± 2.9	34	15–65	235
	CH	27.9 ± 1.0	26	15–38	126
	MIX	35.8 ± 0.9	27	19–46	162
<i>Apmax</i>	CME1	72.1 ± 4.4	39	22–94	400
	CME2	42.6 ± 3.0	27	15–56	236
	CH	30.4 ± 1.2	30	17–39	154
	MIX	34.2 ± 0.9	27	18–48	154

CME1 (300 км/с) и CME2 (296 км/с). Такое соотношение нижних порогов скорости можно объяснить тем, что многие наблюдаемые ФП вызваны ICMEs с низкими скоростями, в то время как ФП от потоков из корональных дыр с низкой скоростью регистрируются достаточно редко, потому что требуют еще более низкой скорости фонового

солнечного ветра. На рисунке 6 показаны также распределения минимального значения температурного индекса *KTmin* в разных группах событий. Для ФП, связанных с двумя типами CMEs, распределения параметра *KTmin* почти совпадают (*Med* = 0.33, *IR* = 0.16–0.58 для CME1 и 0.35, 0.19–0.56 для CME2), при этом верхние границы



**Рис. 6.** Диаграммы размаха параметров  $AF$ ,  $A_{сuтaх}$ ,  $B_{тaх}$ ,  $V_{тaх}$ ,  $K_{Tmin}$ ,  $A_{рtах}$  в группах событий CME1, CME2, MIX, CH. Примечание: не показаны значения  $AF = 28.0\%$ ,  $A_{сuтaх} = 5.76, 6.23, 10.42\%$ ,  $B_{тaх} = 54.8, 55.8, 62.0$  нТл,  $V_{тaх} = 1800, 1876$  км/с,  $A_{рtах} = 400$  в группе CME1 и  $K_{Tmin} = 4.06$  в группе CH.

межквартильных интервалов близки к значению  $KT = 0.5$ , предложенному как верхний порог для выделения ICMEs в работе [Richardson and Cane, 1995] и подтвержденному в более поздних работах [например, Melkumyan et al., 2021]. Распределение параметра  $KTmin$  в группах MIX (Med = 0.56, IR = 0.43–0.70) и CH (0.59, 0.50–0.70) также почти совпадают между собой, при этом нижняя граница интервала для группы CH строго, а для группы MIX приблизительно, совпадает с пороговым значением  $KT = 0.5$ . Таким образом, температурный индекс является надежным критерием для разделения ФП, вызванных ICMEs и высокоскоростными потоками из корональных дыр, но

не различает события, связанные с CMEs из активных областей и с волоконными выбросами. Значения параметра  $A_{рtах}$  в группе CME1 (Med = 39, IR = 22–94) существенно больше, чем в группах CME2 (соответственно, 27 и 15–56), MIX (27, 18–48) и CH (30, 17–39), при этом группа CME1 выделяется не только более высокими значениями, но и значительно большим разбросом. В целом, поведение параметра  $A_{рtах}$  для разных групп событий похоже на поведение параметра  $B_{тaх}$ , но отличается большей положительной асимметрией для спорадических ФП.

В таблице 2 представлены коэффициенты корреляции  $r \geq 0.3$  между параметрами ФП и межпла-

**Таблица 2.** Парные коэффициенты корреляции  $r \geq 0.3$  между параметрами ФП и межпланетных возмущений для ФП, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников (группы СМЕ1, СМЕ2, СН, MIX)

Группа	$N$	Параметры	$AF$	$D_{min}$	$A_{x_{max}}$	$A_{z_{range}}$
СМЕ1	299	$V_{max}$	0.72	0.71	0.48	0.54
		$I_{max}$	0.71	0.69	0.63	0.57
СМЕ2	209	$V_{max}$	0.69	0.68	0.54	0.41
		$I_{max}$	0.48	0.48	0.38	0.31
СН	309	$V_{max}$	0.62	0.43	0.34	0.30
		$I_{max}$	0.48	–	–	–
MIX	692	$V_{max}$	0.40	0.37	–	–
		$I_{max}$	0.34	–	–	–

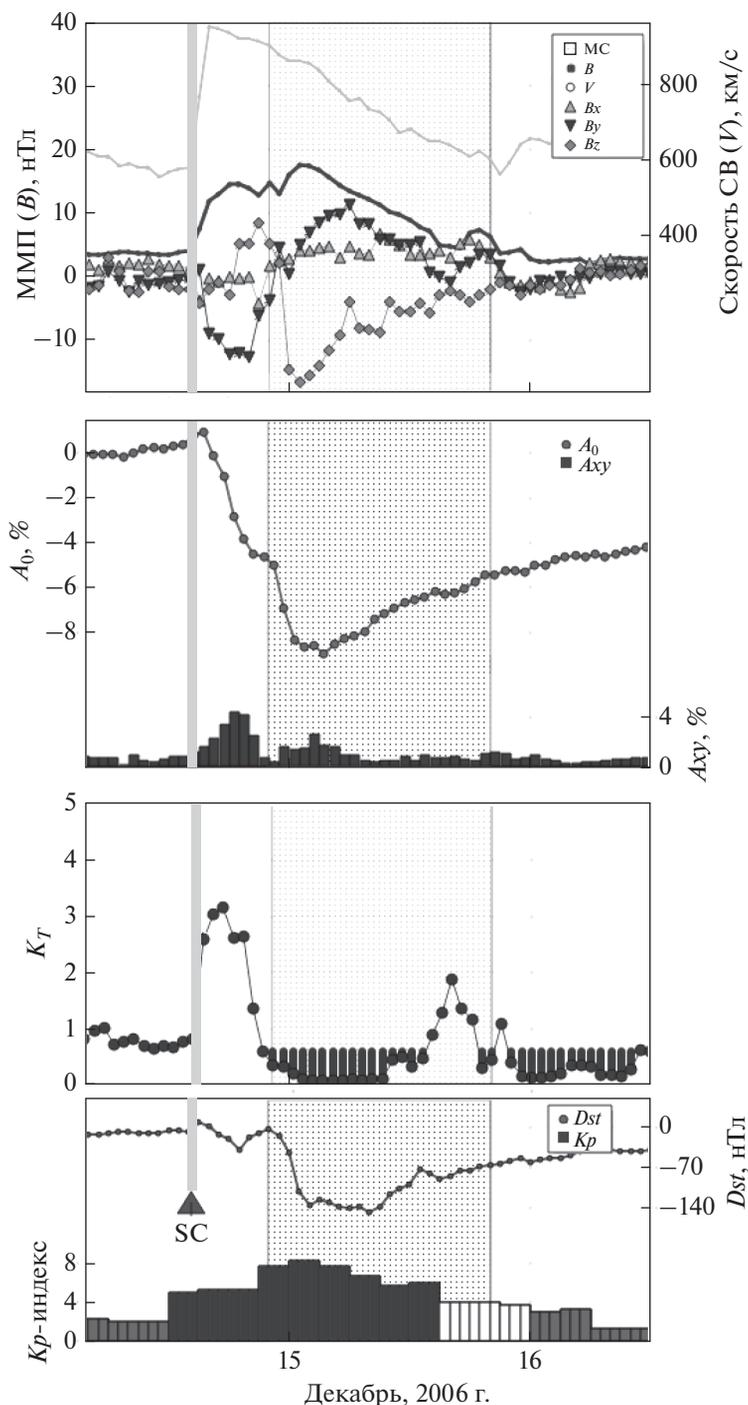
нетных возмущений для событий, связанных с волоконными и вспышечными выбросами, высокоскоростными потоками из корональных дыр и несколькими источниками. Проверка по  $z$ -статистике показала, что коэффициенты корреляции параметров ФП с индукцией ММП в группе СМЕ1 ( $r = 0.72$  для  $AF$ ,  $0.71$  для  $D_{min}$ ,  $0.48$  для  $A_{x_{max}}$ ,  $0.54$  для  $A_{z_{range}}$ ) отличаются статистически незначимо от группы СМЕ2 (соответственно,  $0.69$ ,  $0.68$ ,  $0.54$ ,  $0.41$ ). В то же время, корреляция параметров ФП со скоростью солнечного ветра сильнее в группе СМЕ1 ( $r = 0.71$  для  $AF$ ,  $0.69$  для  $D_{min}$ ,  $0.63$  для  $A_{x_{max}}$ ,  $0.57$  для  $A_{z_{range}}$ ), чем в группе СМЕ2 (соответственно,  $0.48$ ,  $0.48$ ,  $0.38$ ,  $0.31$ ). Корреляция параметров ФП и межпланетных возмущений в группе СН значительная ( $r = 0.62$ ) для амплитуды ФП и индукции ММП и умеренная для параметров  $AF - I_{max}$  ( $r = 0.48$ ),  $D_{min} - V_{max}$  ( $0.43$ ),  $A_{x_{max}} - V_{max}$  ( $0.34$ ),  $A_{z_{range}} - V_{max}$  ( $0.30$ ). Следует заметить, что максимальные значения поля наблюдаются в области взаимодействия, и достаточно тесная связь  $V_{max}$  и  $AF$  говорит о том, что ФП, связанные с потоками из корональных дыр, формируются именно в ней. Коэффициенты корреляции между индукцией ММП и скоростью солнечного ветра для разных групп событий различаются статистически незначимо ( $r = 0.55$  в группе СМЕ1,  $0.51$  в группе СМЕ2,  $0.47$  в группе СН). Можно было бы ожидать, что самая тесная корреляция скорости солнечного ветра и индукции ММП будет в группе СН, потому что в этой группе величина поля, в основном, определяется разницей скоростей спокойного и высокоскоростного солнечного ветра, а в событиях, обусловленных ICMEs, ситуация сложнее, потому что максимум поля может наблюдаться как в области взаимодействия, так и в теле ICME. Так как события, связанные с потоками из корональных дыр, имеют существенно меньший диапазон изменения скорости солнечного ветра и индукции ММП, чем события, связанные со вспышечными и волоконными выбросами (табл. 1), то интересно сравнить корреля-

цию параметров  $V_{max} - I_{max}$  в разных группах событий для интервала скоростей, характеризующего группу СН ( $347 \text{ км/с} \leq V_{max} \leq 821 \text{ км/с}$ ). Для этих скоростей коэффициент корреляции между индукцией ММП и скоростью солнечного ветра в группе СН ( $r = 0.47$ , 309 событий) значимо больше, чем в группе СМЕ2 ( $r = 0.34$ , 193 события); коэффициент корреляции в группе СМЕ1 ( $r = 0.50$ , 275 событий) не отличается от коэффициента в группе СН, но превосходит значение коэффициента в группе СМЕ2. По-видимому, в группе СМЕ2 максимальное поле редко создается при взаимодействии межпланетного возмущения со спокойным солнечным ветром, поскольку скорость такого выброса, как правило, низкая. А максимальное поле чаще всего наблюдается в теле выброса и слабо коррелирует со скоростью. В группе СМЕ1 максимальные поля значительно чаще наблюдаются в области взаимодействия, а в тех случаях, когда максимум поля наблюдается в теле выброса, следует помнить, что в самых мощных событиях, как правило, и скорости высокие, и поля сильные.

### 3.2. ФП, вызванные ICMEs, в которых у Земли наблюдались (группы СМЕ1 + МС, СМЕ2 + МС) или не наблюдались (группы СМЕ1–МС, СМЕ2–МС) магнитные облака

Приведем примеры событий групп СМЕ1 + МС, СМЕ2 + МС. На рисунках 7–8 показано то же, что и на рис. 1–4, но чтобы нагляднее продемонстрировать особенности поведения ММП внутри магнитного облака [Burlaga et al., 1981], на верхней панели добавлены компоненты ММП (треугольник вверх –  $V_x$ , треугольник вниз –  $V_y$ , ромбы –  $V_z$ ), заштрихованная область соответствует времени прохождения МС мимо Земли.

На рисунке 7 приведен пример ФП из группы СМЕ1 + МС 14 декабря 2006 г. ФП началось с регистрации ударной волны в 14:14 UT. Источником этого события был корональный выброс массы типа гало 13 декабря в 2:54 UT (со скоростью

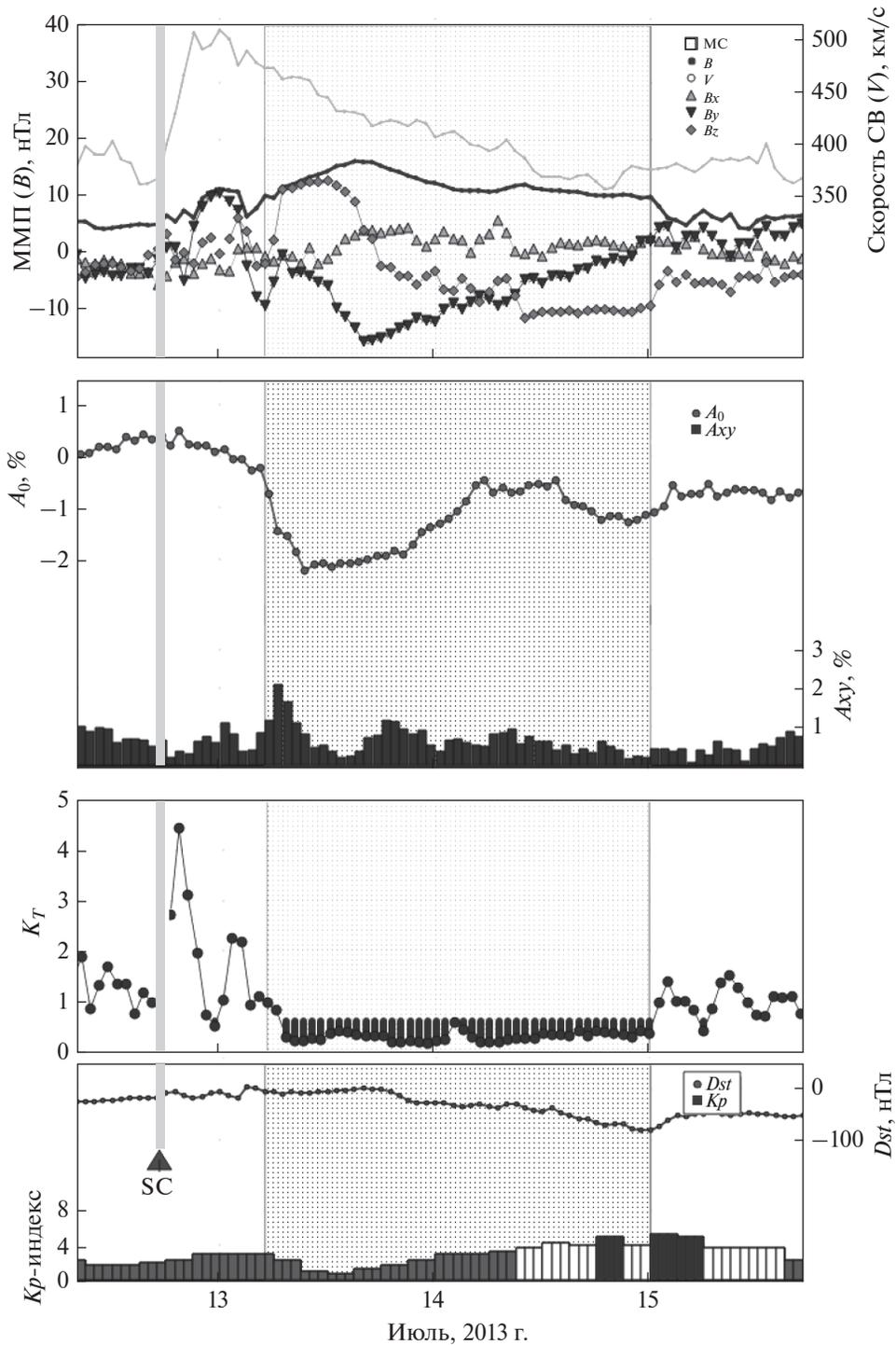


**Рис. 7.** Пример ФП, вызванного межпланетным возмущением, связанным с корональным выбросом из активной области, содержащим структуру магнитного облака (группа СМЕ1 + МС) 14 декабря 2006 г.

1774 км/с), связанный с большой вспышкой X3.4 (E06N23) в 2:14 UT 13 декабря. Во время этого межпланетного возмущения были зарегистрированы следующие значения основных параметров:  $V_{\max} = 955$  км/с,  $B_{\max} = 17.7$  нТл,  $AF = 9.6\%$ ,  $D_{\min} = -1.79\%$ ,  $A_{x\max} = 4.35\%$ ,  $A_{z\text{range}} = 1.52\%$ ,  $KT_{\min} = 0.06$ ,  $Dst_{\min} = -146$  нТл,  $A_{p\max} = 236$ .

Структура магнитного облака была зарегистрирована с 22:00 UT 14 декабря на протяжении 22 ч.

Форбуш-понижение 12 июля 2013 г. было вызвано межпланетным возмущением, связанным с корональным выбросом вне активной области с магнитным облаком и является примером группы СМЕ2 + МС (рис. 8). Источником данного ФП



**Рис. 8.** Пример ФП, вызванного межпланетным возмущением, связанным с корональным выбросом вне активной области с магнитным облаком (группа СМЕ2 + МС) 12 июля 2013 г.

была эрупция волокна в центральной зоне солнечного диска 9 июля, СМЕ типа гало от которого было зарегистрировано на коронографе в 15:12 UT со скоростью распространения 449 км/с. Во вре-

мя этого межпланетного возмущения были зарегистрированы следующие значения основных параметров:  $V_{max} = 509$  км/с,  $B_{max} = 16.3$  нТл,  $AF = 2.7\%$ ,  $D_{min} = -0.66\%$ ,  $A_{xumax} = 2.09\%$ ,

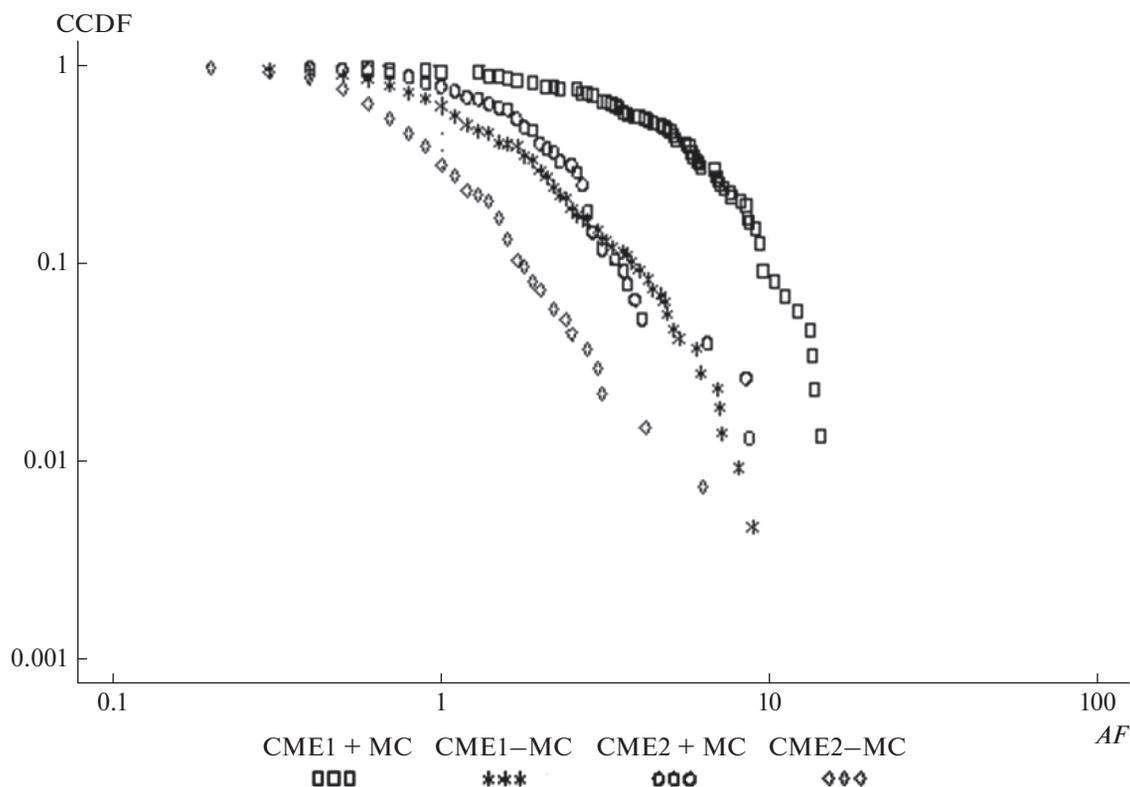


Рис. 9. Дополнительная кумулятивная функция распределения (CCDF) амплитуды ФП ( $AF$ ) для групп событий SME1–MC, SME2–MC, SME1 + MC, SME2 + MC.

$Az_{range} = 0.89\%$ ,  $KT_{min} = 0.15$ ,  $Dst_{min} = -65$  нТл,  $Ar_{max} = 32$ . Магнитное облако проходило мимо Земли с 05:00 UT 13 июля на протяжении 43 ч.

Отметим, что примеры событий групп SME1–MC, SME2–MC приведены на рис. 1 и 2 соответственно.

На рисунке 9 представлены графики дополнительной кумулятивной функции распределения (CCDF) амплитуды ФП ( $AF$ ) для четырех групп событий: SME1 + MC (86 событий), SME1–MC (213 событий), SME2 + MC (75 событий), SME2–MC (134 события). Из рисунка видно, что распределения амплитуды ФП в группах SME1 + MC (самые большие значения  $AF$ ) и SME2–MC (наименьшие значения  $AF$ ) значительно отличаются друг от друга и от остальных групп событий. Это подтверждает результаты, полученные, например, Абуниной и др. [2021], что магнитные облака эффективнее модулируют КЛ. В то же время распределения амплитуды ФП в группах SME1–MC и SME2 + MC (промежуточные значения  $AF$ ) практически совпадают. Вычисление выборочных значений и уровня значимости статистики Колмогорова – Смирнова показало, что логнормальное распределение имеют: параметры  $Ax_{max}$ ,  $Az_{range}$ ,  $V_{max}$ ,  $Dst_{min}$  – во всех четырех группах событий;  $B_{max}$  и  $KT_{min}$  – во всех группах, кроме

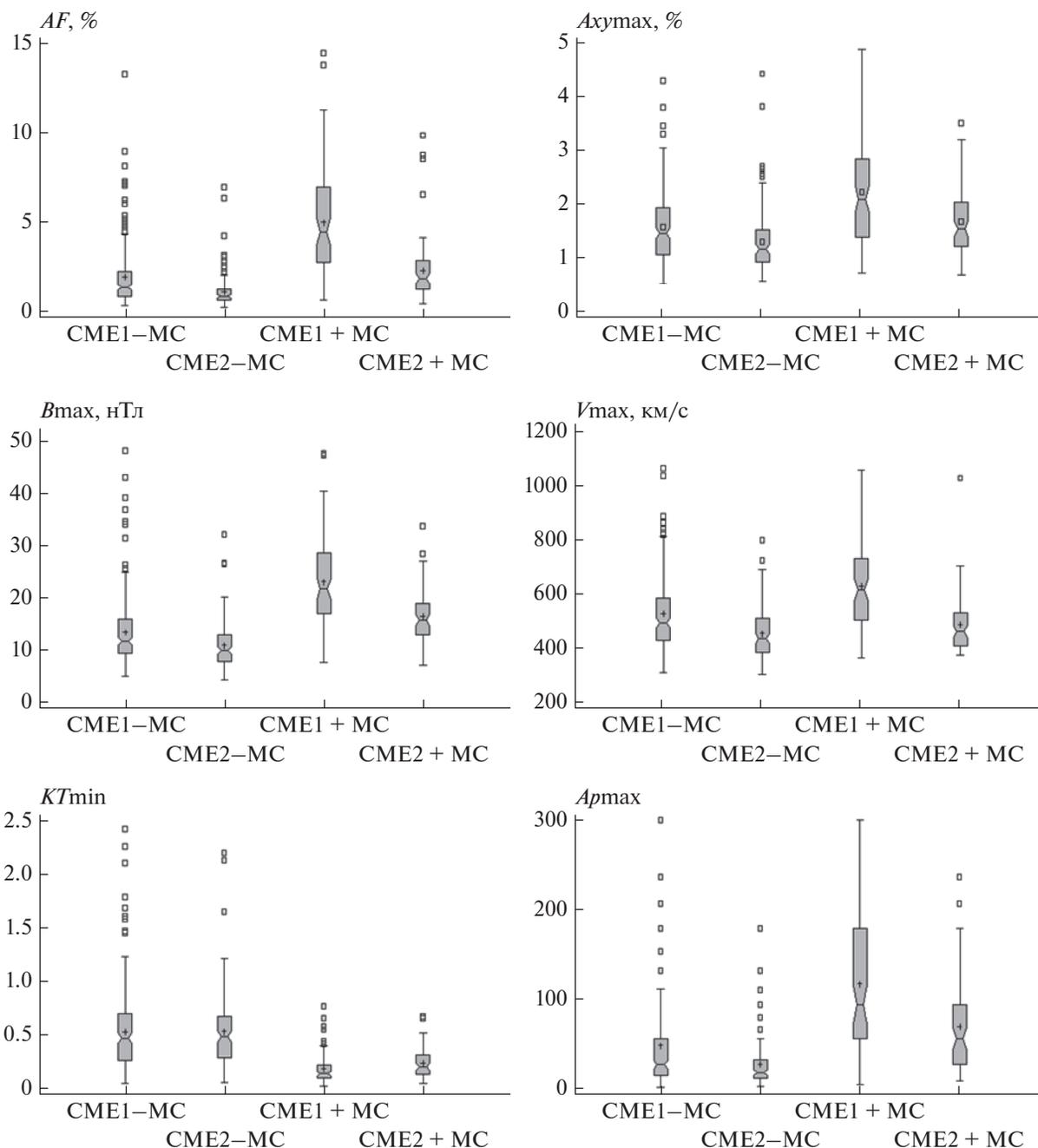
SME1–MC;  $AF$  – во всех группах, кроме SME2–MC;  $Ar_{max}$  – в группе SME1 + MC;  $D_{min}$  – в группе SME2 + MC. В таблице 3 представлены среднее и максимальное значения и квартили распределений параметров, а на рис. 10 – диаграммы размаха в четырех группах событий. На рисунке 10 не показаны экстремальные значения:  $AF = 28.0\%$ ;  $Ax_{max} = 10.42\%$ ;  $B_{max} = 54.8$ ,  $55.8$ ,  $62.0$  нТл;  $V_{max} = 1800$ ,  $1876$  км/с;  $Ar_{max} = 400$  в группе SME1 + MC и  $Ax_{max} = 5.76$ ,  $6.23\%$  в группе SME1–MC. Из рисунка и таблицы видно, что для обоих типов SMEs распределения амплитуды ФП, индукции ММП и геомагнитных индексов отличаются более высоким уровнем и значительно большим разбросом значений при наличии магнитного облака у Земли. Для амплитуды ФП в группах SME1 + MC (Med = 4.75%, IR = 2.7–7.2%) и SME1–MC (1.3%, 0.8–2.3%), а также в группах SME2 + MC (1.8%, 1.2–2.8%) и SME2–MC (0.8%, 0.6–1.2%), межквартильные интервалы не пересекаются, а медианы отличаются в несколько раз. Как и следовало ожидать, значения индукции ММП для обоих типов SMEs существенно больше при наличии MC у Земли, чем при отсутствии. Кроме того, при наличии магнитных облаков индукция ММП для ФП, связанных с SMEs из активных областей (Med = 22.3 нТл, IR = 16.8–29.0 нТл), значительно выше,

**Таблица 3.** Среднее и максимальные значения и квартили распределений параметров ФП и межпланетных возмущений для событий, связанных с разными типами межпланетных источников

Параметр	Группа	Среднее	Медиана	25%–75%	Максимум
<i>AF</i>	CME1–MC	1.89 ± 0.12	1.3	0.8–2.3	13.2
	CME2–MC	1.07 ± 0.08	0.8	0.6–1.2	6.9
	CME1 + MC	5.46 ± 0.44	4.75	2.7–7.2	28
	CME2 + MC	2.24 ± 0.20	1.8	1.2–2.8	9.8
<i>Dmin</i>	CME1–MC	0.41 ± 0.02	0.31	0.21–0.46	2.70
	CME2–MC	0.29 ± 0.02	0.23	0.18–0.32	1.18
	CME1 + MC	1.11 ± 0.10	0.82	0.46–1.43	5.93
	CME2 + MC	0.48 ± 0.04	0.40	0.27–1.55	2.54
<i>Axymax</i>	CME1–MC	1.61 ± 0.05	1.46	1.05–1.94	6.23
	CME2–MC	1.29 ± 0.05	1.16	0.92–1.52	4.41
	CME1 + MC	2.37 ± 0.14	2.09	1.53–2.94	10.42
	CME2 + MC	1.67 ± 0.07	1.53	1.21–2.03	3.49
<i>Azrange</i>	CME1–MC	1.24 ± 0.05	1.09	0.73–1.52	3.58
	CME2–MC	1.07 ± 0.05	0.94	0.66–1.31	3.69
	CME1 + MC	2.04 ± 0.12	1.84	1.18–2.73	6.45
	CME2 + MC	1.28 ± 0.09	1.14	0.73–1.71	4.04
<i>Bmax</i>	CME1–MC	13.26 ± 0.45	11.5	9.2–15.8	48.2
	CME2–MC	10.77 ± 0.39	9.7	7.6–12.9	32.1
	CME1 + MC	24.27 ± 1.18	22.3	16.8–29.0	62.0
	CME2 + MC	16.77 ± 0.78	15.6	12.7–20.7	49.9
<i>Vmax</i>	CME1–MC	520.4 ± 9.3	489	423–578	1059
	CME2–MC	446.9 ± 7.8	428	375–503	793
	CME1 + MC	660.8 ± 25.9	611	497–734	1876
	CME2 + MC	479.1 ± 11.8	454	401–522	1024
<i>KTmin</i>	CME1–MC	0.54 ± 0.03	0.47	0.26–0.69	4.06
	CME2–MC	0.53 ± 0.03	0.48	0.29–0.67	2.19
	CME1 + MC	0.18 ± 0.01	0.14	0.09–0.23	0.77
	CME2 + MC	0.24 ± 0.02	0.20	0.13–0.31	0.67
<i>–Dstmin</i>	CME1–MC	48.0 ± 3.5	34	18–63	387
	CME2–MC	31.8 ± 2.4	25	12–46	155
	CME1 + MC	116.1 ± 9.4	91.5	56–141	422
	CME2 + MC	72.7 ± 5.7	65	31–139	235
<i>Armax</i>	CME1–MC	48.8 ± 3.7	27	15–56	300
	CME2–MC	29.7 ± 3.1	18	12–32	300
	CME1 + MC	131.2 ± 9.8	111	61–179	400
	CME2 + MC	69.4 ± 6.0	56	27–94	236

чем для ФП, связанных с волоконными выбросами вне активных областей (15.6 нТл, 12.7–20.7 нТл). При отсутствии магнитных облаков разница между этими распределениями незначительна (Med = 11.5 нТл, IR = 9.2–15.8 нТл для CME1–MC и 9.7 нТл, 7.6–12.9 нТл для CME2–MC). Распределение скорости солнечного ветра *Vmax* в группе

CME1 + MC (Med = 611 км/с, IR = 497–734 км/с) отличается от остальных групп событий, которые практически неразличимы между собой (Med = 489 км/с, IR = 423–578 км/с в группе CME1–MC; 454 км/с и 401–522 км/с в группе CME2 + MC; 428 км/с и 375–503 км/с в группе CME2–MC). Возможно, это отчасти связано с тем, что магнит-



**Рис. 10.** Диаграммы размаха параметров  $AF$ ,  $A_{хутах}$ ,  $B_{тах}$ ,  $U_{тах}$ ,  $KT_{min}$ ,  $A_{ртах}$  в группах событий CME1-МС, CME2-МС, CME1 + МС, CME2 + МС. Примечание: не показаны значения  $A_{хутах} = 5.76, 6.23\%$  в группе CME1-МС и  $AF = 28.0\%$ ,  $A_{хутах} = 10.42\%$ ,  $B_{тах} = 54.8, 55.8, 62.0$  нТл,  $U_{тах} = 1800, 1876$  км/с,  $A_{ртах} = 400$  в группе CME1 + МС.

ные облака чаще регистрируются на Земле от центральных выбросов, для которых скорости выше, чем для периферийных. А также существенно, что медленные выбросы реже регистрируются в коронографах и поэтому отсутствуют в нашей статистике. Для температурного индекса  $KT_{min}$  распределения имеют существенно более низкий уровень и значительно меньший разброс при наличии магнитных облаков у Земли

(Med = 0.14, IR = 0.09–0.23 в группе CME1 + МС и 0.20, 0.13–0.31 в группе CME2 + МС), чем при отсутствии (соответственно, 0.47, 0.26–0.69 в группе CME1-МС и 0.48, 0.29–0.67 в группе CME2-МС). Отметим, что низкие температуры являются одним из характерных признаков магнитных облаков [Burlaga et al., 1981]. Как видно из рис. 10, поведение параметра  $A_{ртах}$  похоже на поведение параметра  $B_{тах}$ , с той разницей, что

**Таблица 4.** Парные коэффициенты корреляции  $r \geq 0.3$  между параметрами ФП и межпланетных возмущений для ФП, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников (группы СМЕ1 + МС, СМЕ1–МС, СМЕ2 + МС, СМЕ2–МС)

Группа	$N$	Параметры	$AF$	$D_{min}$	$A_{x_{max}}$	$A_{z_{range}}$
СМЕ1–МС	213	$V_{max}$	0.56	0.58	0.34	0.37
		$I_{max}$	0.55	0.55	0.45	0.40
СМЕ2–МС	134	$V_{max}$	0.68	0.60	0.55	0.41
		$I_{max}$	0.47	0.35	0.36	–
СМЕ1 + МС	86	$V_{max}$	0.66	0.66	0.41	0.50
		$I_{max}$	0.74	0.71	0.68	0.61
СМЕ2 + МС	75	$V_{max}$	0.59	0.66	0.41	0.36
		$I_{max}$	0.50	0.57	0.35	0.37

для геомагнитного индекса распределения в группах СМЕ1 + МС и СМЕ2 + МС отличаются слабее, а разброс значений и величина асимметрии при наличии магнитных облаков намного больше, что связано с разными конфигурациями магнитного поля внутри МС. Сравнивая рис. 6 и рис. 10, видим, что, в целом, при разделении спорадических событий двух типов на группы в зависимости от наличия или отсутствия магнитного облака у Земли, распределения параметров ФП и межпланетных, и геомагнитных возмущений отличаются сильнее.

В таблице 4 представлены значения коэффициентов корреляции между параметрами ФП и межпланетных возмущений для ФП, связанных с волоконными и вспышечными выбросами, при наличии или отсутствии магнитного облака у Земли. Анализ значений  $z$ -статистики и уровня значимости  $p$  показывает, что для СМЕs из активных областей коэффициенты корреляции параметров ФП с индукцией ММП при наличии МС ( $r = 0.66$  для  $AF$ ,  $0.66$  для  $D_{min}$ ,  $0.41$  для  $A_{x_{max}}$ ,  $0.50$  для  $A_{z_{range}}$ ) или его отсутствии (соответственно,  $0.56$ ,  $0.58$ ,  $0.34$ ,  $0.37$ ) отличаются статистически незначимо. В то же время, коэффициенты корреляции параметров ФП со скоростью солнечного ветра в группе СМЕ1 + МС ( $r = 0.74$  для  $AF$ ,  $0.71$  для  $D_{min}$ ,  $0.68$  для  $A_{x_{max}}$ ,  $0.61$  для  $A_{z_{range}}$ ) значимо больше, чем в группе СМЕ1–МС (соответственно,  $0.55$ ,  $0.55$ ,  $0.45$ ,  $0.40$ ). Наблюдаемая зависимость от скорости, видимо, объясняется местоположением солнечного источника, поскольку обычно магнитные облака на Земле регистрируются после выбросов в центральной зоне, тогда как отсутствие магнитного облака в выбросе может означать, что Земля оказалась в периферийной, более медленной части межпланетного возмущения. Сила корреляционной связи амплитуды ФП с индукцией ММП и со скоростью солнечного ветра в группе СМЕ1 практически одинакова как при наличии МС ( $r = 0.66$  для  $V_{max}$  и  $0.74$  для  $I_{max}$ ), так и при его

отсутствии (соответственно,  $0.56$  и  $0.55$ ). То же самое можно утверждать для параметров  $D_{min}$  и  $A_{z_{range}}$  в обеих группах событий и экваториальной анизотропии КЛ в группе СМЕ1–МС. Исключение составляет экваториальная анизотропия КЛ в группе СМЕ1 + МС, зависящая от скорости солнечного ветра ( $r = 0.68$ ) сильнее, чем от индукции ММП ( $0.41$ ). Что касается ФП, связанных с волоконными выбросами, то коэффициенты корреляции параметров ФП и межпланетных возмущений в группах СМЕ2 + МС и СМЕ2–МС различаются статистически незначимо. В группе СМЕ2–МС коэффициенты корреляции параметров ФП с индукцией ММП ( $r = 0.68$  для  $AF$ ,  $0.60$  для  $D_{min}$ ,  $0.55$  для  $A_{x_{max}}$ ) больше, чем со скоростью солнечного ветра (соответственно,  $0.47$ ,  $0.35$ ,  $0.36$ ). В группе СМЕ2 + МС корреляция параметров ФП с ММП ( $r = 0.59$  для  $AF$ ,  $0.66$  для  $D_{min}$ ,  $0.41$  для  $A_{x_{max}}$ ,  $0.36$  для  $A_{z_{range}}$ ) не отличается от корреляции со скоростью солнечного ветра ( $r = 0.50$  для  $AF$ ,  $0.57$  для  $D_{min}$ ,  $0.35$  для  $A_{x_{max}}$ ,  $0.37$  для  $A_{z_{range}}$ ). Различия между коэффициентами корреляции ММП со скоростью солнечного ветра в четырех группах событий можно считать незначимыми ( $r = 0.49$  в группе СМЕ1 + МС,  $0.43$  в группе СМЕ1–МС,  $0.57$  в группе СМЕ2 + МС,  $0.44$  в группе СМЕ2–МС).

#### 4. ВЫВОДЫ

На большом экспериментальном материале (1509 событий с 1997 по 2020 гг.), с помощью статистических методов, исследовались параметры ФП ( $AF$ ,  $D_{min}$ ,  $A_{x_{max}}$ ,  $A_{z_{range}}$ ) и межпланетных ( $V_{max}$ ,  $I_{max}$ ,  $KT_{min}$ ) и геомагнитных ( $A_{p_{max}}$ ,  $D_{st_{min}}$ ) возмущений для разных типов солнечных источников: корональные выбросы массы из активных областей, сопровождающиеся солнечными вспышками (группа СМЕ1); волоконные выбросы из регионов за пределами активных областей (группа СМЕ2); высокоскоростные потоки из корональных дыр (группа СН); смешанные со-

бытия (группа МІХ). Для спорадических ФП исследовалась также разница в поведении параметров при наличии (СМЕ1 + МС, СМЕ2 + МС) или отсутствии (СМЕ1–МС, СМЕ2–МС) магнитного облака у орбиты Земли.

Анализ распределений и статистических связей между параметрами показал:

1) для спорадических ФП распределения большинства параметров асимметричны и имеют длинные “хвосты” в области больших значений; для рекуррентных ФП распределения большинства параметров почти симметричны;

2) распределения амплитуды ФП, связанных с разными типами солнечных источников, значительно отличаются друг от друга, особенно, в группах СМЕ1 и СН;

3) наибольшие значения и разброс параметров ФП, индукции ММП и геомагнитных индексов наблюдаются в группе СМЕ1 + МС, наименьшие – в группе СН;

4) при наличии магнитного облака у Земли, индукция ММП значимо больше для ФП, связанных с СМЕs из активных областей, чем для ФП, связанных с волоконными выбросами вне активных областей; при отсутствии магнитного облака отличие распределений в этих группах незначительно;

5) скорость солнечного ветра характеризуется наименьшими величиной и разбросом в группе СМЕ2 (независимо от наличия магнитного облака); наибольшими – в группе СМЕ1 + МС; в остальных группах событий средние значения скорости близки по величине;

6) температурный индекс является хорошим критерием для разделения спорадических и рекуррентных ФП, надежно определяет наличие или отсутствие магнитного облака у Земли;

7) самые сильные корреляции между параметрами ФП и межпланетных возмущений наблюдаются в группе СМЕ1 + МС, самые слабые – в группах СН и МІХ;

8) наличие или отсутствие магнитного облака в межпланетном возмущении значимо влияет на распределение параметров ФП и геомагнитных возмущений.

## 5. БЛАГОДАРНОСТИ

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

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

М.А. Абунина, А.А. Абунин, А.В. Белов, Н.С. Шлык поддержаны грантом Российского научного фонда (РНФ) № 20-72-10023.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Форбуш-эффекты с внезапным и постепенным началом // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 52. № 3. С. 313–320. 2012.
- Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Прямушкина И.И., Янке В.Г. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 61. № 5. С. 572–582. 2021.
- 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 аэронаука. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Основные свойства форбуш-эффектов, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 58. № 2. С. 163–176. 2018.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Поведение скорости и температуры солнечного ветра в межпланетных возмущениях, создающих Форбуш-понижения // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 60. № 5. С. 547–556. 2020.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Особенности поведения временных параметров Форбуш-понижений, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 62. № 2. С. 155–170. 2022.
- 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 аэронаука. Т. 61. № 6. С. 694–703. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021060134>
- Badruddin, Yadav R.S., Yadav N.R. Influence of magnetic clouds on cosmic-ray intensity variation // Solar Phys. V. 105. № 5. P. 413–428. 1986.
- 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. P. 625–630. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00095-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00095-3)
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / Proc. IAU Symposium. № 257. P. 119–130. 2009.
- Belov A., Abunin A., Abunina M., Eroshenko E., Oleneva V., Yanke V., Papaioannou A., Mavromichalaki H. Galactic cosmic ray density variations in magnetic clouds // Solar Phys. V. 201. № 5. P. 1429–1444. 2015.
- Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and

- IMP 8 observations // *J. Geophys. Res.* V. 86. № A8. P. 6673–6684. 1981.
- *Burlaga L.F., Plunkett S.P., St. Cyr O.C.* Successive CMEs and complex ejecta // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A10. CiteID 1266. 2002.
- *Cane H.V.* Cosmic ray decreases and magnetic clouds // *J. Geophys. Res.* V. 98. № A3. P. 3509–3512. 1993.
- *Cane H.V.* CMEs and Forbush decreases // *Space Sci. Revs.* V. 93. № 1–2. P. 55–77. 2000.
- *Chaddock R.E.* Principles and methods of statistics (1st ed.). Boston: Houghton Mifflin Company, 471 p. 1925.
- *Corder G.W., Foreman D.I.* Nonparametric Statistics for Non-Statisticians. New Jersey. John Willey and Sons, 264 p. 2009.
- *Chertok I.M., Abunin A.A., Belov A.V., Grechnev V.V.* Dependence of Forbush-decrease characteristics on parameters of solar eruptions // *J. Phys.: Conf. Ser.* V. 409. 012150. 2013.
- *Dumbović M., Vršnak B., Čalogović J., Župan R.* Cosmic ray modulation by different types of solar wind disturbances // *Astron. Astrophys.* V. 538. A28. 2012.
- *Dumbović M., Vršnak B., Čalogović J.* Forbush decrease prediction based on the remote solar observations // *Solar Phys.* V. 291. № 1. P. 285–302. 2016.
- *Forbush S.E.* On the effects in the cosmic-ray intensity observed during magnetic storms // *Phys. Rev.* V. 51. P. 1108–1109. 1937.
- *Gopalswamy N.* Coronal mass ejections: a summary of recent results / Proc. 20th National Solar Physics Meeting. Papradno, Slovakia, 2010. P. 108–130. 2010a.
- *Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Mäkelä P.* Coronal Mass Ejections from Sunspot and non-Sunspot Regions / Magnetic Coupling between the Interior and the Atmosphere of the Sun. Eds. *Hasan S.S. and Rutten R.J.*, Astrophysics and Space Science Proc., Springer Berlin Heidelberg. P. 289–307. 2010b.
- *Gopalswamy N., Xie H., Mäkelä P., Akiyama S., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A., Bougeret J.-L.* Interplanetary shocks lacking type II radio bursts // *Astrophys. J.* V. 710. P. 1111–1126. 2010c.
- *Huttunen K.E.J., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H.E.J.* Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23 // *Ann. Geophysicae.* V. 23. № 2. P. 625–641. 2005.
- *Iucci N., Parisi M., Storini M., Villaresi G.* Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space // *Nuovo Cimento C.* V. 2. P. 1–52. 1979a.
- *Iucci N., Parisi M., Storini M., Villares G.* High-speed solar-wind streams and galactic cosmic-ray modulation // *Nuovo Cimento C.* V. 2. P. 421–438. 1979b.
- *Kim R.S., Gopalswamy N., Cho K.S., Moon Y.J., Yashiro S.* Propagation Characteristics of CMEs associated with Magnetic Clouds and Ejecta // *Solar Phys.* V. 284. № 1. P. 77–88. 2013.
- *King J.H., Papitashvili N.E.* Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // *J. Geophys. Res.* V. 110. № A2. A02104. 2005.
- *Kumar A., Badruddin.* Interplanetary mass ejections, associated features and transient modulation of galactic cosmic rays // *Solar Phys.* V. 289. № 6. P. 2177–2205. 2014a.
- *Kumar A., Badruddin.* Cosmic ray modulation due to high speed solar wind streams of different sources, speed, and duration // *Solar Phys.* V. 289. № 11. P. 4267–4296. 2014b.
- *Lockwood J.A.* Forbush decreases in the cosmic radiation // *Space Sci. Revs.* V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
- *Lockwood J.A., Webber W.R., Debrunner H. J.* Forbush decreases and interplanetary magnetic field disturbances: Association with magnetic clouds // *Geophys. Res.* V. 96. № A7. P. 11587–11604. 1991.
- *Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A., Antiochos S.K.* Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 108. № A6. ID 1239. 2003.
- *Lynch B.J., Gruesbeck J.R., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K.* Solar cycle-dependent helicity transport by magnetic clouds // *J. Geophys. Res.* V. 110. A08107. 2005.
- *Marubashi K., Lepping R.P.* Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus- and cylinder-shaped flux ropes models // *Ann. Geophysicae.* V. 25. № 11. P. 2453–2477. 2007.
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A.* Comparison between statistical properties of Forbush decreases caused by solar wind disturbances from coronal mass ejections and coronal holes // *Adv. Space Res.* V. 63. № 2. P. 1100–1109. 2019.
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A.* Solar wind temperature-velocity relationship over the last five solar cycles and Forbush decreases associated with different types of interplanetary disturbance // *MNRAS.* V. 500. № 3. P. 2786–2797. 2021.
- *Richardson I.G.* Energetic particles and corotating interaction regions in the solar wind // *Space Sci. Rev.* V. 111. № 3. P. 267–376. 2004.
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta // *J. Geophys. Res.* V. 100. № A12. P. 23397–23412. 1995.
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): Catalog and summary of properties // *Solar Phys.* V. 264. № 1. P. 189–237. 2010.
- *Richardson I., Cane H.* Galactic cosmic ray intensity response to interplanetary coronal mass ejections/magnetic clouds in 1995–2009 // *Solar Phys.* V. 270. № 2. P. 609–627. 2011.
- *Singh Y.P., Badruddin.* Effects of interplanetary magnetic clouds, interaction regions, and high-speed streams on the transient modulation of galactic cosmic rays // *J. Geophys. Res.* V. 112. A02101. 2007a.
- *Singh Y.P., Badruddin.* Corotating high-speed solar-wind streams and recurrent cosmic ray modulation // *J. Geophys. Res.* V. 112. A05101. 2007b.
- *Yashiro S., Gopalswamy N., Mäkelä P., Akiyama S.* Post-eruption arcades and interplanetary coronal mass ejections // *Solar Phys.* V. 284. № 1. P. 5–15. 2013.
- *Zhang G., Burlaga L.F.* Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A4. P. 2511–2518. 1988.
- *Zhang J., Hess P., Poomvises W.* A Comparative study of coronal mass ejections with and without magnetic cloud structure near the earth: Are all interplanetary CMEs flux ropes? // *Solar Phys.* V. 284. № 1. P. 89–104. 2013.

## ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНДЕКС СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ КРАТКОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА СРЕДНЕГО ИНДЕКСА ЭТОЙ АКТИВНОСТИ

© 2022 г. М. Г. Деминов\*

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

*\*e-mail: deminov@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 18.11.2021 г.

После доработки 14.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Во многих моделях крайнего ультрафиолетового излучения Солнца, ионосферы и термосферы в качестве характеристики солнечной активности (как входного параметра) использованы индексы  $F_1$  и  $F_{81}$  — величина потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см в данный день и среднее за 81 день значение этого потока, центрированное на данный день. Использование индекса  $F_{81}$  в задачах краткосрочного прогноза перечисленных параметров по этим моделям затруднительно, поскольку для вычисления  $F_{81}$  необходим прогноз  $F_1$  на 40 дней вперед. Представлены результаты поиска индекса солнечной активности  $F(T, N)$  для замены  $F_{81}$  в этих задачах, где  $F(T, N)$  — кумулятивный (средневзвешенный с характерным временем  $T$  в сутках) индекс этой активности, вычисленный по данным  $F_1$  за данный и предыдущие  $N$  дней. Этот поиск основан на определении оптимальных параметров  $T, N$  из условия минимума среднеквадратичного отклонения индекса  $F(T, N)$  от  $F_{81}$  при относительно низких значениях  $N$ . Получено, что индекс  $F(27, 81)$  с параметрами  $T = 27$  и  $N = 3T$  является искомым эффективным индексом солнечной активности для замены  $F_{81}$  в перечисленных задачах. Индекс  $F(27, 81)$  применим при любом уровне солнечной активности и на любых фазах солнечных циклов. Например, среднеквадратичное отклонение отношения  $F(27, 81)/F_{81}$  незначительно (примерно равно 5%) как для относительно высоких (1954–1996 гг.), так и низких (1996–2020 гг.) циклов солнечной активности. Среднее отклонение (сдвиг) индекса  $F(27, 81)$  от  $F_{81}$  можно не учитывать во многих случаях. Например, в среднем для фаз роста или спада солнечных циклов в интервале 1954–1996 гг. этот сдвиг не превышает 2 (в единицах измерения  $F_1$ ) по абсолютной величине.

DOI: 10.31857/S0016794022030051

### 1. ВВЕДЕНИЕ

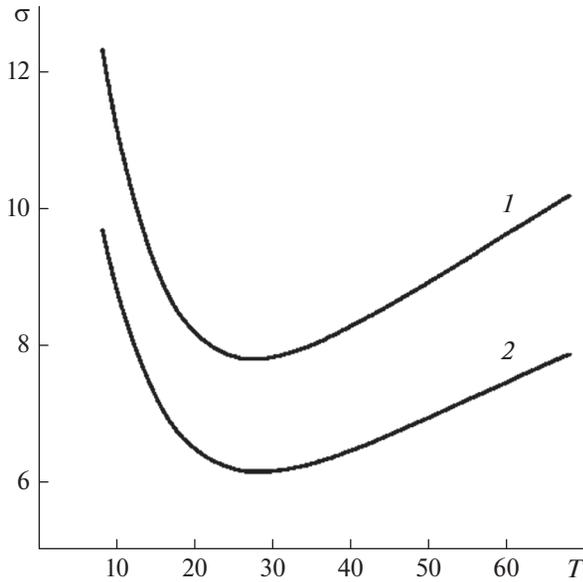
В моделях крайнего ультрафиолетового (КУФ) излучения Солнца в качестве индикаторов солнечной активности обычно используют индексы  $F_1$  и  $F_{81}$  — поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см (в  $10^{-22}$  Вт/(Гц м<sup>2</sup>)) в данный день и среднее за 81 день значение этого потока, которое центрировано на данный день [Richards et al., 1994, 2006; Solomon and Qian, 2005; Lean et al., 2011; Girazian and Withers, 2015]. КУФ-излучение Солнца является одной из основных причин нагрева и ионизации термосферы. Поэтому индексы  $F_1$  и  $F_{81}$  используются во многих эмпирических моделях параметров термосферы [Picone et al., 2002; Bowman et al., 2008; Emmert et al., 2020] и ионосферы [Huang et al., 2015; Yang et al., 2017; Feng et al., 2019; Jakowski and Hoque, 2021; Деминов и др., 2021] в качестве индикаторов солнечной активности. Индекс  $F_{81}$  неудобен для кратко-

срочного прогноза солнечной активности на несколько дней, поскольку для вычисления этого индекса необходим прогноз ежедневных значений индекса солнечной активности  $F_1$  на 40 дней вперед. Один из вариантов решения этой задачи связан с заменой индекса  $F_{81}$  в данный день на индекс солнечной активности  $F(T, N)$  в этот день, который является кумулятивным (средневзвешенным с характерным временем  $T$  в сутках) индексом этой активности в данный и предыдущие  $N$  дней:

$$F(T, N) = \sum_{n=0}^N F_1(-n) \tau^n / \sum_{n=0}^N \tau^n, \quad (1)$$

где  $\tau = \exp(-1/T)$ , индекс  $n = 0$  соответствует данному дню.

Индекс  $F(T, N)$  ранее использовался для поиска оптимальной зависимости критической частоты



**Рис. 1.** Зависимость среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  индекса  $F(T, N)$  от индекса  $F_{81}$  (в  $10^{-22}$  Вт/(Гц м<sup>2</sup>)) от характерного времени  $T$  (в сутках) при фиксированном отношении  $T/N = 3$  для интервалов 1954–1996 гг. (1) и 1996–2020 гг. (2). Индекс  $F(T, N)$  определен уравнением (1).

ты  $F_2$ -слоя  $foF_2$  от солнечной активности при определенных условиях на длину ряда в уравнении (1). Для линейной зависимости  $foF_2$  от  $F_1$  и  $F(T, N)$  было получено, что характерное время  $T$  равно 55 сут (или  $\tau = 0.98$ ) при дополнительном условии  $\tau^N \ll 1$ , которое соответствует достаточно большому интервалу времени для суммирования в уравнении (1) [Wrenn and Rodger, 1989]. В глобальной модели  $foF_2$  было получено, что нелинейная зависимость  $foF_2$  от  $F(T, N)$  оптимальна для  $T = 27$  сут (или  $\tau = 0.96$ ) при дополнительном условии  $T = N$  в уравнении (1) [Шубин, 2017].

Более общий подход основан на поиске оптимальных параметров  $T$  и  $N$  для замены индекса  $F_{81}$  на  $F(T, N)$ , т.е. на поиске оптимального индекса солнечной активности для краткосрочного прогноза этой активности. Решение этой задачи было главной целью данной работы. Следующий этап исследования – определение эффективности замены  $F_{81}$  на  $F(T, N)$  в моделях термосферы и ионосферы – выходит за рамки данной работы.

## 2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНДЕКС

Для решения задачи поиска оптимальных параметров  $T$  и  $N$  в уравнении (1) можно учесть, что последний член ряда в этом уравнении должен быть гораздо меньше его первого члена:

$$(F_1(-N)/F_1(0))\tau^N \ll 1. \quad (2)$$

Кроме того, целесообразно выбрать минимальное значение  $N$ , при котором неравенство (2) выполнено для широкого набора индексов солнечной активности. Для этого необходимо оценить частоту наблюдения заданных значений отношения  $C = F_{1\max}/F_{1\min}$ , где  $F_{1\max}$  и  $F_{1\min}$  – максимальное и минимальное значения индекса  $F_1$  в заданном интервале времени  $\Delta t$  в сутках. Для данных индекса  $F_1$  за 1954–1996 гг. получено, что условие  $C \geq 3$  не наблюдалось ни разу для скользких значений  $\Delta t = 41$  и наблюдалось в 0.1% случаев для  $\Delta t = 81$ . Для сравнения, условие  $C \geq 2$  наблюдалось в 14% случаев для  $\Delta t = 81$ . Следовательно, условие  $(F_1(-N)/F_1(0)) < 3$  нарушается редко, и уравнение (2) можно представить в виде  $3\tau^N = 0.1-0.2$ . Это дает приближенное равенство  $N = 3T$  с учетом явного вида  $\tau$ , где  $N$  и  $T$  измеряются в сутках. Следовательно, оптимальная длина ряда  $N$  в уравнении (1) примерно в три раза больше характерного времени  $T$  сглаживания индекса  $F_1$ .

Для определения оптимального характерного времени  $T = T_c$  для заданного  $N = 3T$  используем условие минимума среднеквадратичного отклонения ( $\sigma$ ) индекса  $F(T, N)$  от  $F_{81}$ . На рисунке 1 показана зависимость  $\sigma$  от  $T$  для двух интервалов времени: 1954–1996 и 1996–2020 гг. Из данных на этом рисунке следует, что  $\sigma$  для 1954–1996 гг. больше, чем для 1996–2020 гг., при любом фиксированном  $T$ . Это обусловлено более высокой солнечной активностью в интервале 1954–1996 гг. Тем не менее,  $\sigma$  минимально ( $\sigma = \sigma_{\min}$ ) для  $T = T_c = 27$  сут для этих двух интервалов времени. В данном случае  $\sigma_{\min}$  равно 7.8 и 6.2 (в единицах измерения потока  $F_1$ ) для интервалов 1954–1996 и 1996–2020 гг. Среднеквадратичное отклонение отношения  $F(27, 81)/F_{81}$  примерно равно 5% для этих двух интервалов времени.

Следовательно, индекс  $F(T, N)$  для  $T = T_c = 27$  и  $N = 81$  является эффективным индексом солнечной активности, который применим для любого уровня этой активности. Он предназначен для замены индекса  $F_{81}$  в задачах краткосрочного прогноза солнечной активности, параметров ионосферы и термосферы.

Оптимальное отношение  $N/T = 3$  было получено из компромиссного условия, когда первый член ряда в уравнении (1) на порядок больше последнего члена этого ряда при минимальном значении  $N$ . Такое оптимальное отношение можно получить иначе. Для этого необходимо вычислить оптимальное время  $T_c$ , при котором  $\sigma$  минимально, для разных фиксированных значений отношения  $N/T$  по аналогии с данными на рис. 1 для  $N/T = 3$ . Для интервала 1954–1996 гг. результат показан на рис. 2. Из данных на этом рисунке следует, что увеличение  $N/T$  приводит к уменьшению оптимального времени  $T_c$ . При увеличе-

нии  $N/T$  от 1 до 3 время  $T_c$  стремительно уменьшается от 48 до 27 сут. Дальнейшее увеличение  $N/T$  не приводит к заметному изменению  $T_c$ . По оценкам, даже для  $N/T = 24$  время  $T_c = 25$  сут. Следовательно, отношение  $N/T = 3$  является оптимальным для искомого индекса  $F(T, N)$ , поскольку дальнейшее увеличение  $N/T$  не приводит к заметному изменению  $T_c$ .

Следует отметить, что для всех приведенных на рис. 2 случаев систематический сдвиг  $F(T, N)$  относительно  $F_{81}$  практически отсутствует (не превышает 0.01), поэтому среднеквадратичные отклонения  $F(T, N)$  от  $F_{81}$  почти совпадают с их стандартными отклонениями. Минимальные значения  $\sigma$ , которые соответствуют  $T_c$  для фиксированных отношений  $N/T$  от 1 до 12, также отличаются слабо:  $7.8 < \sigma < 7.9$  для интервала 1954–1996 гг.

Выше отмечалось, что оптимальное отношение  $N/T = 3$  получено из компромиссного условия, когда первый член ряда в уравнении (1) на порядок больше последнего члена этого ряда при минимальном значении  $N$ . Одна из причин ограничения, накладываемого на длину ряда в уравнении (1), обусловлена увеличением абсолютного значения сдвига  $\Delta F = F(T, N) - F_{81}$  при увеличении  $N$  для фаз роста и спада солнечных циклов. Например, интервал 1954–1996 гг. соответствует солнечным циклам 19–22 [Hathaway, 2015]. Фазы роста этих циклов: 1954–1957, 1964–1968, 1976–1979, 1986–1989; фазы спада: 1958–1964; 1970–1976; 1981–1986; 1990–1996 гг. Для фаз роста циклов 19–22 получено, что сдвиг  $\Delta F < 0$ . В эти фазы для фиксированного отношения  $N/T$  абсолютное значение  $\Delta F$  увеличивается с ростом  $N$  или  $T$ . Например, для  $N/T = 3$  величина  $\Delta F$  равна  $-1.5$ ,  $-1.9$  и  $-2.4$  для  $T = 20$ ,  $27$  и  $34$ . Для фаз спада циклов 19–22 получено, что сдвиг  $\Delta F > 0$ . В эти фазы для фиксированного отношения  $N/T$  значение  $\Delta F$  увеличивается с ростом  $N$  или  $T$ . Например, для  $N/T = 3$  величина  $\Delta F = 0.9$ ,  $1.2$  и  $1.5$  для  $T = 20$ ,  $27$  и  $34$ . Следовательно, абсолютное значение сдвига  $\Delta F$  для фазы роста больше, чем для фазы спада при прочих равных условиях. Это обусловлено тем, что продолжительность фазы роста меньше продолжительности фазы спада и, как следствие, скорость увеличения солнечной активности в фазу роста больше скорости уменьшения этой активности в фазу спада. Абсолютные значения  $\Delta F$  увеличиваются не только с ростом  $N$  или  $T$  для фиксированного отношения  $N/T$ , но и с ростом  $N$  для фиксированного  $T$ . Например, в фазу роста для  $T = 27$  величина  $\Delta F = -1.0$  и  $-2.0$  для  $N = T$  и  $N = 4T$ .

Для оптимальных условий  $T = T_c = 27$  и  $N = 3T_c$  сдвиг  $\Delta F$  равен  $-1.9$  и  $1.2$  для фаз роста и спада циклов 19–22. Этот сдвиг не приводит к существенному увеличению среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  относительно стандартного отклоне-

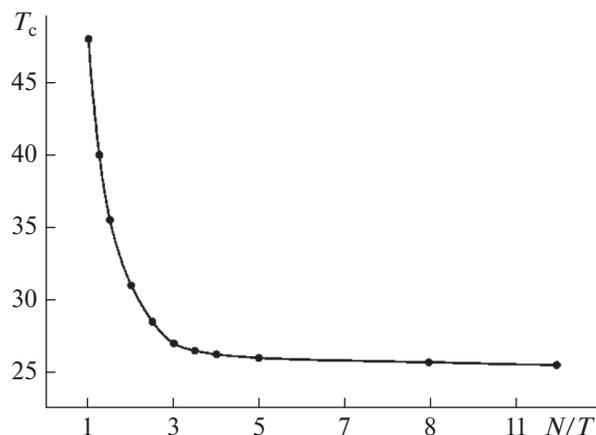


Рис. 2. Оптимальные характерные времена  $T_c$  (в сутках) для различных значений отношения  $T/N$  (точки). Параметры  $T$  и  $N$  индекса  $F(T, N)$  определены уравнением (1).

ния  $\sigma_{st}$ :  $\sigma = 7.5$ ,  $\sigma_{st} = 7.2$  для фаз роста и  $\sigma = 7.5$ ,  $\sigma_{st} = 7.4$  для фаз спада солнечных циклов 19–22. Поэтому оптимальные условия  $T = T_c = 27$  и  $N = 3T_c$  для эффективного индекса  $F(T, N)$ , которые были получены для солнечных циклов в целом, могут быть использованы и для каждой из фаз солнечных циклов.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Эффективный индекс солнечной активности  $F(27, 81)$ , т.е. индекс  $F(T, N)$  с параметрами  $T = 27$  дней и  $N = 3T = 81$  день, предназначен для замены индекса  $F_{81}$  как входного параметра в моделях солнечного излучения, ионосферы и термосферы, в первую очередь, в задачах краткосрочного прогноза этих величин. Индекс  $F(27, 81)$  вычисляется по ежедневным значениям потока радиоизлучения Солнца  $F_1$  за три оборота Солнца, предшествующих данному дню, и в данный день. Индекс  $F_{81}$  также вычисляется по  $F_1$  за три оборота Солнца, но эти значения центрированы на данный день, т.е. учитываются значения  $F_1$  в данный день и в предыдущие и последующие 40 дней. Для индекса  $F(27, 81)$  нет необходимости вычисления  $F_1$  в последующие 40 дней, поэтому он предпочтительнее индекса  $F_{81}$  в задачах краткосрочного прогноза солнечного излучения, ионосферы и термосферы.

В глобальной модели  $foF2$  было получено, что нелинейная зависимость  $foF2$  от  $F(T, N)$  оптимальна для  $N = T = 27$  дней [Шубин, 2017]. Выше отмечалось, что для  $N/T = 1$  оптимальное время гораздо больше:  $T = T_c = 48$  дней, если основываться только на солнечных данных. Тем не менее, для фиксированного характерного времени  $T = 27$  дней среднеквадратичное отклонение  $\sigma$

$F(T, N)$  от  $F_{81}$  для  $N = 27$  дней только на 20% больше  $\sigma$  для  $N = 81$  дней, если основываться на солнечных данных для анализируемых интервалов 1954–1996 и 1996–2020 гг.

В работе [Wrenn and Rodger, 1989] для линейной зависимости  $f_0F_2$  от  $F_1$  и  $F(T, N)$  было получено, что оптимальное время  $T$  равно 55 дням при дополнительном условии  $\tau^N \ll 1$ , которое соответствует достаточно большому интервалу времени для суммирования в уравнении (1). Достаточно большой интервал времени соответствует варианту, когда отношение  $N/T \sim 10$ , поскольку в этом случае  $\tau^N = \exp(-N/T) \sim 5 \times 10^{-5}$ . Условие минимума среднеквадратичного отклонения индекса  $F(T, N)$  от  $F_{81}$  для  $N/T = 10$  дает  $T = T_c = 26$  дней для интервалов 1954–1996 и 1996–2020 гг. (см. также рис. 2). Анализ показал, что в данном случае разница в характерных временах  $T$  обусловлена тем, что решались разные задачи: корреляция  $F(T, N)$  с  $F_{81}$  и корреляция  $f_0F_2$  с  $F_1$  и  $F(T, N)$ , когда дисперсия  $F_1$  гораздо больше дисперсии  $F(T, N)$ .

Эффективный индекс солнечной активности  $F(27, 81)$  предназначен для замены индекса  $F_{81}$  как входного параметра в моделях солнечного излучения, ионосферы и термосферы. Оценка оправданности этой замены может быть предметом будущих исследований. На этом пути важно оценить условия, при которых замена индекса  $F_{81}$  на  $F(27, 81)$  может привести к увеличению точности некоторых моделей солнечного излучения, ионосферы или термосферы.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Индексы  $F_1$  и  $F_{81}$  – величина потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см в данный день и среднее за 81 день значение этого потока, центрированное на данный день – использованы во многих моделях крайнего ультрафиолетового излучения Солнца, ионосферы и термосферы в качестве характеристики солнечной активности. Использование индекса  $F_{81}$  в задачах краткосрочного прогноза перечисленных параметров по этим моделям затруднительно, поскольку для вычисления  $F_{81}$  необходим прогноз  $F_1$  на 40 дней вперед. Представлены результаты поиска индекса солнечной активности  $F(T, N)$  для замены  $F_{81}$  в этих задачах, где  $F(T, N)$  – кумулятивный (средневзвешенный с характерным временем  $T$  в сутках) индекс этой активности, вычисленный по данным  $F_1$  за данный и предыдущие  $N$  дней. Этот поиск основан на определении оптимальных параметров  $T$  и  $N$  из условия минимума среднеквадратичного отклонения индекса  $F(T, N)$  от  $F_{81}$  при относительно низких значениях  $N$ . Получены следующие результаты.

1. Индекс  $F(27, 81)$  с параметрами  $T = 27$  и  $N = 3T$  является искомым эффективным индексом солнечной активности для замены  $F_{81}$  в перечисленных задачах.

2. Индекс  $F(27, 81)$  применим при любом уровне солнечной активности и на любых фазах солнечных циклов. Например, среднеквадратичное отклонение отношения  $F(27, 81)/F_{81}$  незначительно (примерно равно 5%) как для относительно высоких (1954–1996 гг.), так и низких (1996–2020 гг.) солнечных циклов.

3. Среднее отклонение (сдвиг) индекса  $F(27, 81)$  от  $F_{81}$  можно не учитывать во многих случаях. Например, в среднем для фаз роста и спада солнечных циклов в интервале 1954–1996 гг. этот сдвиг не превышает 2 (в единицах измерения  $F_1$ ) по абсолютной величине.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит WDC for Solar-Terrestrial Physics, Великобритания за данные об индексах солнечной активности (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1/>).

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 20-05-00050 и Российского научного фонда (РНФ) в рамках научного проекта № 20-72-10023.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Демин М.Г., Шубин В.Н., Бадин В.И. Модель критической частоты E-слоя для авроральной области // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 5. С. 610–617. 2021.
- Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 57. № 4. С. 450–462. 2017.
- Bowman B.R., Tobiska W.K., Marcos F.A., Valladares C. The JB2006 empirical thermospheric density model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 70. P. 774–793. 2008.
- Emmert J.T., Drob D.P., Picone J.M., Siskind D.E., Jones M. Jr., Mlynczak M.G. et al. NRLMSIS 2.0: A whole atmosphere empirical model of temperature and neutral species densities // Earth and Space Sci. V. 7. e2020EA001321. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020EA001321>
- Feng J., Han B., Zhao Z., Wang Z. A new global total electron content empirical model // Remote Sensing. V. 11(6).706. 2019. <https://doi.org/10.3390/rs11060706>
- Girazian Z., Withers P. An empirical model of the extreme ultraviolet solar spectrum as a function of F10.7 // J. Geophys. Res. –Space. V. 120. P. 6779–6794. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021436>

- *Hathaway D.H.* The Solar Cycle // *Living Rev. Solar Phys.* V. 12. № 4. 2015.  
<https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- *Huang H., Chen Y., Liu L., Le H., Wan W.* An empirical model of the topside plasma density around 600 km based on ROCSAT-1 and Hinotori observations // *J. Geophys. Res.—Space*. V. 120. P. 4052–4063. 2015.  
<https://doi.org/10.1002/2014JA020940>
- *Jakowski N., Hoque M.M.* Global equivalent slab thickness model of the Earth’s ionosphere // *J. Space Weather Space Clim.* V. 11. № 10. 2021.  
<https://doi.org/10.1051/swsc/2020083>
- *Lean J.L., Woods T.N., Eparvier F.G. et al.* Solar extreme ultraviolet irradiance: Present, past, and future // *J. Geophys. Res.* V. 116. A01102. 2011.  
<https://doi.org/10.1029/2010JA015901>
- *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLM-SISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* V. 107. P. 1468. 2002.  
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G.* EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // *J. Geophys. Res.* V. 99. P. 8981–8992. 1994.
- *Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K.* HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // *Adv. Space Res.* V. 37. P. 315–322. 2006.
- *Solomon S.C., Qian L.* Solar extreme-ultraviolet irradiance for general circulation models // *J. Geophys. Res.* V. 110. A10306. 2005.  
<https://doi.org/10.1029/2005JA011160>
- *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. P. 99–111. 1989.
- *Yang Z., Ssessanga N., Tran L.T., Bilitza D., Kenpankho P.* On improvement in representation of foE in IRI // *Adv. Space Res.* V. 60. P. 347–356. 2017.

УДК 533.9...16+533.951+537.86

## ВЕЙБЕЛЕВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ДЕФОРМАЦИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ РАСПАДА СИЛЬНОГО РАЗРЫВА В ПЛАЗМЕ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© 2022 г. М. А. Гарасёв<sup>1</sup>, А. А. Нечаев<sup>1</sup>, А. Н. Степанов<sup>1</sup>,  
В. В. Кочаровский<sup>2</sup>, \*, Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Кафедра физики и астрономии, Техасский А&М университет, г. Колледж-Стэйшен, США

\*e-mail: kochar@ipfran.ru

Поступила в редакцию 05.03.2021 г.

После доработки 10.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Для ряда существенно различных параметров ограниченного плоского слоя бесстолкновительной электрон-протонной плазмы и параллельного его поверхности внешнего магнитного поля проведен детальный численный анализ методом частиц в ячейках изменения структуры магнитного поля и динамики разлета плазмы в вакуум из области с первоначально изотропно разогретыми электронами, имеющей вид длинного полуцилиндра, ось которого расположена на поверхности плазменного слоя. Выявлены закономерности распада подобного неоднородно нагретого сильного разрыва “плазма–вакуум”, связанные с анизотропией возникающего распределения электронов по скоростям и с вызванным ей развитием вейбелевской неустойчивости. При определенных условиях установлено формирование и быстрый разлет сильно неоднородных электронных токов в виде филаментов (подобных  $z$ -пинчам), параллельных внешнему магнитному полю, а также образование и медленная эволюция токовых слоев, ориентированных под различными углами к границе между плазмой и деформируемым магнитным полем. Показано, что эти токи могут создавать поля, значительно превышающие по величине внешнее магнитное поле, и качественно указаны требующиеся для этого условия. Обнаруженные явления возможны в корональных арках, звездном ветре, взрывных процессах в магнитосферах планет, а также в лазерной плазме, позволяющей моделировать подобные явления в астрофизической плазме.

DOI: 10.31857/S0016794022030099

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, мелкомасштабные квазимагнитостатические структуры, в том числе турбулентные, в бесстолкновительной плазме по существу определяются кинетикой энергичных частиц и взаимодействием между ними и в то же время существенно влияют на них, тем самым в значительной мере диктуя динамику и крупномасштабную структуру макроскопических квазинейтральных образований и самосогласованных токов в них [Gruzinov, 2001; Lyubarsky and Eichler, 2006; Spitkovsky, 2008; Medvedev and Loeb, 2009; Huntington et al., 2015; Garasev and Derishev, 2016; Sakawa et al., 2016]. Важнейшим механизмом формирования относительно мелкомасштабных квазистатических токовых структур является вейбелевская неустойчивость [Weibel, 1959; Дэвидсон, 1983; Кочаровский и др., 2016], обусловленная анизотропией распределения заряженных частиц по скоростям и сопровождающая самые различ-

ные переходные процессы в космической и лабораторной (лазерной) плазме. Обычно эта неустойчивость обязана одной наиболее неравновесной (анизотропной и энергичной) фракции частиц, определяющей скорость роста, масштаб неоднородности и уровень насыщающего (нелинейного) значения возникающего магнитного поля; [Кочаровский и др., 2016; Бородачев и др., 2016 и ссылки там].

В недавних работах [Нечаев и др., 2019; Нечаев и др., 2020] нами был начат анализ динамики электронной вейбелевской неустойчивости при распаде сильного разрыва концентрации и температуры в нерелятивистской плазме, имеющего многократный исходный перепад концентрации ионной и содержащего горячие электроны с одной стороны разрыва, в области более плотной плазмы. Путем численного моделирования при помощи кода EPOCH [Arber et al., 2015] удалось проследить долговременную нелинейную эволюцию первоначально возникающей бегущей электро-

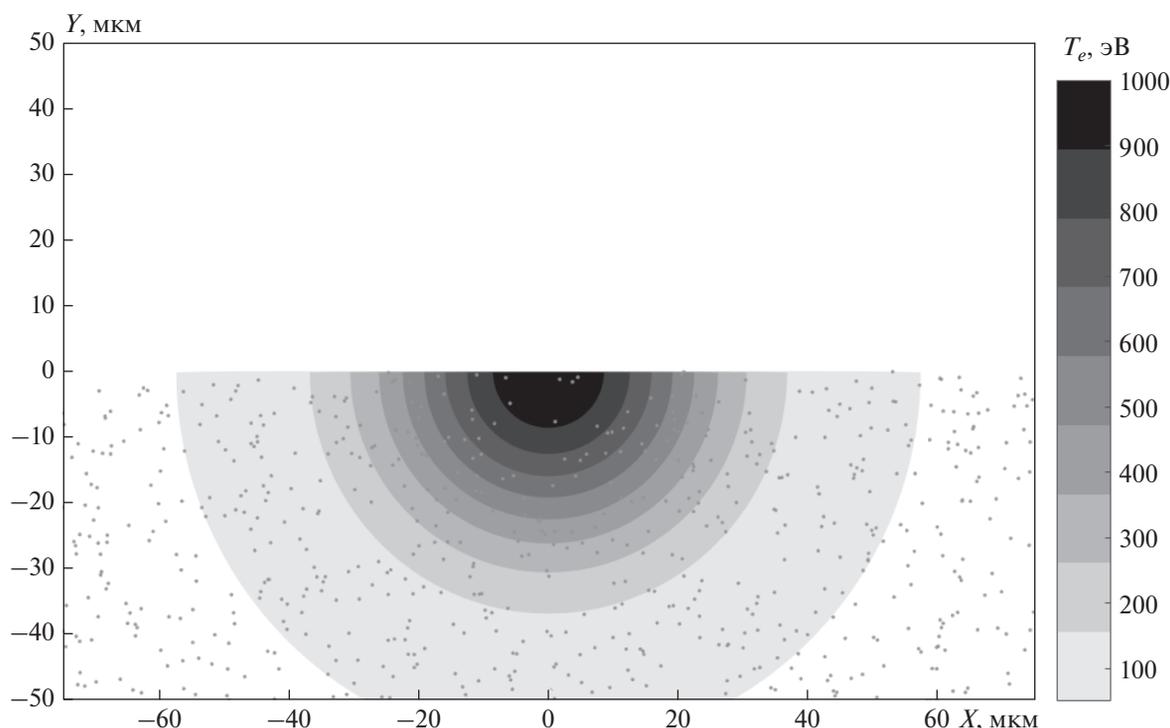
статической ударной волны и формируемого вместе с ней анизотропного распределения постепенно охлаждающихся горячих электронов. Нарастающая в расширяющемся электронном облаке анизотропия при определенных условиях становится достаточно сильной и вызывает вейбелевскую неустойчивость в области под фронтом ударной волны и затем около него, создавая там систему неоднородных токов и генерируемых ими магнитных полей, которые могут играть существенную роль в динамике и различных проявлениях соответствующих образований в космической и лазерной плазме, в том числе в излучении энергичных частиц.

В данной статье мы рассматриваем другую ситуацию, когда имеется неоднородно прогретый резкий переход от плоского слоя однородной плазмы к вакууму и всюду присутствует однородное внешнее магнитное поле, параллельное границе разрыва концентрации частиц. Это внешнее поле может препятствовать разлету горячих электронов и менять характер их анизотропного охлаждения, связанного с медленно движущимися ионами плотной плазмы, даже в отсутствие разреженной встречной плазмы, т.е. при расширении в вакуум, когда электростатическая ударная волна фактически не формируется. Развивающаяся в этих условиях неустойчивость вейбелевского типа и генерация разномасштабных магнитных полей приводят к ряду весьма универсальных эффектов, которые, насколько нам известно, в должной мере еще не исследовались (ср. [Thaury et al., 2010; Dieckmann et al., 2018; Fox et al., 2018; Moreno et al., 2020]). В частности, эффекты возникновения и длительного существования токов в значительной части объема расширяющейся плазмы, вытесняющей внешнее магнитное поле, слабо выражены в магнитогидродинамическом (МГД) приближении для плазмы с существенными столкновениями частиц [Plechaty et al., 2013; Priest, 2014; Moritaka et al., 2016], где токи текут в тонком поверхностном слое, разделяющем область почти не деформированного внешнего магнитного поля и вытесняющего его плазменного облака со слабым магнитным полем. Разумеется, в любом случае за распад разрыва в плазме прежде всего отвечает кулоновское поле, созданное разлетающимися высокоэнергичными электронами, присутствующее во всем растущем облаке плазмы и постоянно втягивающее в него холодные ионы из более плотной плазмы, откуда также на место убежавших горячих электронов поступают холодные.

Как показано ниже, в бесстолкновительной плазме в области расширяющегося плазменного облака магнитное поле может не только значительно ослабляться, как в МГД-приближении, но существенно менять ориентацию и даже становиться направленным противоположно внешне-

му, сохраняясь прежним по порядку величины. Более того, согласно законам магнитостатики, возле границы снаружи этого расширяющегося облака, уже практически в вакууме, при определенных условиях магнитное поле может тоже менять направление и даже усиливаться, причем по-разному в разных областях вблизи неоднородно раздувающейся границы плазменного облака в зависимости от силы квазиповерхностных токов там. Поскольку такого рода эффекты сильно зависят от геометрии области исходного разогрева электронов, мы не будем обсуждать их подробно, а уделим основное внимание более универсальному эффекту мелкомасштабного структурирования, в частности пинчевания, токов и генерируемых ими магнитных полей в результате появления анизотропии плазмы, разлетающейся во внешнее магнитное поле. Отметим, что неустойчивость вейбелевского типа и особенно ее частный случай в виде филаментационной неустойчивости неоднократно исследовались численно для сталкивающихся потоков плазмы, в том числе замагниченных, например, [Spitkovsky, 2008; Chang et al., 2008; Sironi and Spitkovsky, 2009; Bret, 2009; Sironi et al., 2013], однако в рассматриваемой постановке задачи о распаде неоднородно прогретого разрыва между плазмой и вакуумом, в частности прогретого квазиодномерно, вдоль полуцилиндра с осью, лежащей на поверхности разрыва (рис. 1), детальные расчеты рассматриваемой температурной вейбелевской неустойчивости ранее не проводились.

Интересующий нас сильно неравновесный разлет плазмы из первоначально разогретой области возможен только тогда, когда плотность кинетической энергии  $n_0 T$  горячих электронов с исходными концентрацией  $n_0$  и изотропной температурой  $T$  (в энергетических единицах) больше или порядка плотности энергии внешнего магнитного поля  $B^2/8\pi$ , и определяется ионно-звуковой скоростью, т.е. квадратным корнем из отношения температуры горячих электронов к массе ионов  $(T/M)^{1/2}$  (без горячих электронов возможен лишь медленный разлет со скоростью меньше тепловой скорости холодных ионов). В случае сильного неравенства  $n_0 T \gg B^2/8\pi$ , когда давление горячих электронов много больше давления магнитного поля, очевидно, последнее сравнительно слабо влияет на глобальный профиль концентрации разлетающейся плазмы, а именно в той мере, в которой происходит сосредоточение ее потока в направлении максимального прогиба силовых линий магнитного поля в районе наибольшего напора вырывающихся электронов. Тем не менее, даже если плотность энергии внешнего магнитного поля на несколько порядков меньше плотности кинетической энергии горячих электронов, своим присутствием внешнее



**Рис. 1.** Исходная геометрия разрыва плазмы с квазиодномерным первоначальным разогревом электронов в полуцилиндре, ось которого (ось  $z$ ) лежит в плоскости ( $y = 0$ ) раздела плазмы (условно отмечена точками) и вакуума. Горизонтальная ось – координата  $x$ , вертикальная –  $y$ . Координаты указаны в микронах. Оттенками серого показано распределение температуры электронов в сечении полуцилиндра в зависимости от расстояния  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$  до его оси.

поле может значительно повлиять на возникающую и долго сохраняющуюся анизотропию распределения электронов по скоростям и структуру собственных токов и магнитных полей в расширяющемся и охлаждающемся облаке неравновесной плазмы. При этом генерируемые собственные магнитные поля могут обладать сложной структурой и по величине во много раз превышать внешнее магнитное поле. Если последнее очень слабое и быстро вытесняется токами в плазме, а электронная гирочастота  $eB_r/mc$  для остающегося после вытеснения среднего магнитного поля  $B_r$  и обратный гирорадиус энергичных электронов в нем в достаточное (логарифмически большое) число раз меньше соответственно максимального инкремента и отвечающего ему волнового числа вейбелевской неустойчивости в анизотропной разлетающейся плазме облака, то влияние внешнего магнитного поля на образующуюся структуру токов и квазимагнитостатических полей внутри этого облака практически исключается.

В целом, как мы увидим, кинетические, и особенно вейбелевский, механизмы генерации разномасштабных токов в подобных переходных процессах в плазме с горячими электронами, неоднородно разлетающейся во внешнее магнитное поле, дают богатый набор пространственных

структур квазимагнитостатических полей, в существенной мере определяемый величиной этого внешнего поля. Последняя может лежать в широких пределах, зависящих от параметров плазмы, что делает рассматриваемые явления значимыми для многих космических и лабораторных ситуаций. При этом во многих случаях, так же, как для обычной вейбелевской неустойчивости в однородной плазме [Weibel, 1959; Дэвидсон, 1983] и в представленных ниже расчетах, динамику токов можно считать квазистатической, поскольку характерное время эволюции этих структур превышает характерный масштаб их неоднородности, деленный на скорость типичных частиц, а роль индукционного электрического поля незначительна.

Так, для звезд поздних спектральных классов [Priest, 2014; Зайцев и Степанов, 2018] нетрудно представить ситуацию, в которой в корональной арке, заполненной достаточно холодной плазмой, в результате взрывоподобных процессов, например, вследствие нагрева продольным током в хромосфере или пересоединения части магнитных силовых линий в короне, образуется протяженная вдоль магнитного поля и вполне локализованная поперек него область с горячими электронами, способными значительно деформировать или даже прорвать магнитное поле.

В звездном (солнечном) ветре [Echim et al., 2011; Dudík et al., 2017; Yoon, 2017; DeForest et al., 2018] можно ожидать перестройки магнитных полей в результате контактных взаимодействий отдельных плазменных филаментов, содержащих горячие электроны, с протяженными магнитными облаками, заполненными значительно более разреженной и холодной плазмой. В магнитосферах планет (экзопланет), в частности, дактах повышенной плотности, [Kelley and Livingston, 2003; Dyal, 2006; Baumjohann et al., 2010; Vörös et al., 2017; Nakamura et al., 2018; Shuster et al., 2019] в результате различных естественных или искусственных взрывных процессов возможно существенное локальное повышение плотности плазмы и быстрый разогрев ее электронов, например, рентгеновским излучением, ведущий к рассматриваемому вытеснению окружающего магнитного поля с последующим мелкомасштабным структурированием вновь генерируемого поля во всей области, занимаемой плазмой с анизотропно остывающими, но еще горячими электронами.

Подобные ситуации в космической плазме можно качественно моделировать в лазерной плазме, создаваемой в присутствии внешнего магнитного поля абляцией плоской мишени, т.е. ее приповерхностном разрушении при помощи фемтосекундного лазерного импульса, который практически мгновенно разогревает только электроны (обычно до кэВ-ых температур) в ограниченной приповерхностной области, создавая там по существу бесстолкновительную плазму, сохраняя холодными окружающие части мишени (и плазму в них с температурой от единиц до десятков электрон-вольт) и почти не засоряя имеющийся над ней вакуум или сильно разреженную предплазму (с концентрацией обычно меньше  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>), см. [Ананьин и др., 2003; Romagnani et al., 2008; Quinn et al., 2012; Göde et al., 2017].

Настоящая статья посвящена численному моделированию именно такого рода начальной задачи в лазерной плазме.

## 2. НАЧАЛЬНАЯ ЗАДАЧА О РАЗЛЕТЕ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ИЗ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ОБЛАСТИ ВБЛИЗИ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ С ВАКУУМОМ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для конкретизации задачи о распаде слоя неоднородно прогретой плазмы в параллельном ему внешнем однородном магнитном поле  $\mathbf{B}$  будем считать, что в начальный момент времени концентрация плазмы и температура ионов (с массой  $M/m = 100$  или  $400$  относительно массы электрона  $m$ ) однородны ниже плоскости  $y = 0$  в декартовых координатах и равны  $n_0$  (рассматривались три значения  $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$ ,  $10^{21}$ ,  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) и

$T_i = 10$  эВ соответственно. Пусть температура изотропно разогретых электронов не зависит от координаты  $z$  и распределена по гауссовому закону, имеет максимум  $T = 1$  кэВ в точке  $x = 0$ ,  $y = 0$  и выходит на асимптотическое значение  $T_i = 10$  эВ при больших расстояниях  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$  от этой точки (см. рис. 1):  $T_e = (10 + 990 \exp(-r^2/r_0^2))$  эВ, где  $r_0 = 25$  мкм для расчетов с  $n_0 = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и  $r_0 = 5$  мкм для расчетов с  $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Иными словами, будем решать двумерную начальную задачу (зависимость от координаты  $z$  отсутствует) о разлете в вакуум разогретых электронов из квазиодномерной области в виде длинного полуцилиндра, осевое сечение которого расположено на поверхности плазменного слоя  $y = 0$ , а ось направлена вдоль оси  $z$ . Будем выбирать два качественно различных направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ : вдоль осей  $y$  или  $z$ .

Расчеты осуществлялись при помощи релятивистского кода ЕРОСН, предназначенного для моделирования кинетических явлений в плазме методом частиц в ячейках (макрочастиц) [Arber et al., 2015]. В расчетах динамика частиц плазмы исследовалась в пятимерном (2D3V) фазовом пространстве  $(x, y, v_x, v_y, v_z)$  с использованием указанной декартовой системы координат  $(x, y, z)$  и трех соответствующих компонент вектора скорости  $v_x, v_y, v_z$ . Ось  $z$  лежит поперек расчетной плоскости  $xy$ ; как мы увидим, развитие вейбелевской неустойчивости будет приводить к формированию филаментов или слоев тока, вытянутых в основном вдоль этой оси. На боковых стенках расчетной области, параллельных оси  $y$ , (при  $x = \pm L_x/2$ ) использовались периодические граничные условия для частиц и полей. На нижней стенке ( $y = -L_y/4$ ) частицы отражались, а поля свободно выходили (поглощались). На верхней стенке ( $y = 3L_y/4$ ) свободно выходили и частицы, и поля. Полностью трехмерные расчеты для рассматриваемой задачи еще не проводились, хотя для некоторых других геометрий распределения неравновесной плазмы имеется ряд ограниченных 3D3V-расчетов, учитывающих развитие вейбелевской неустойчивости, например, в работах [Silva, 2006; Dieckmann, 2009; Ruyer et al., 2015].

Размер области расчета, представленного на рисунках ниже, был равен  $L_x \times L_y = 240 \times 240$  мкм для  $n_0 = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и  $L_x \times L_y = 36 \times 36$  мкм для  $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. В обоих случаях использовалась сетка размером  $1200 \times 1200$  ячеек, из которых начальный слой плазмы занимал нижнюю четверть при  $y < 0$ . Плазма моделировалась набором из  $2 \times 10^8$  частиц каждой из фракций (электронов и ионов) и расчеты обычно проводилось до момента времени  $T_f = 25000 \omega_{pe}^{-1}$  при  $M/m = 100$

и  $T_f = 50000\omega_{pe}^{-1}$  при  $M/m = 400$ . Для типичных экспериментов по абляции мишенной фемтосекундными лазерными импульсами указанные времена могут составлять десятки пикосекунд. Здесь  $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$  – плазменная частота,  $e$  – величина элементарного заряда,  $n_0$  – начальная концентрация электронов (ионов) в плазменном слое,  $M$  и  $m$  – массы иона и электрона.

При начальной концентрации  $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{21} \text{ см}^{-3}$  моделирование велось в сильном внешнем магнитном поле с одной ненулевой компонентой  $B_x = 13, 250, 2500 \text{ Т}$  или  $B_z = 13, 250, 2500 \text{ Т}$ , а также без него. Значение поля величиной  $13 \text{ Т}$  было выбрано исходя из практических возможностей экспериментальной установки для лазерной абляции в ИПФ РАН. При начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в расчетах использовалось умеренное внешнее магнитное поле  $B_x = 0.5, 2, 13 \text{ Т}$  или  $B_z = 13 \text{ Т}$ , а также нулевое внешнее поле.

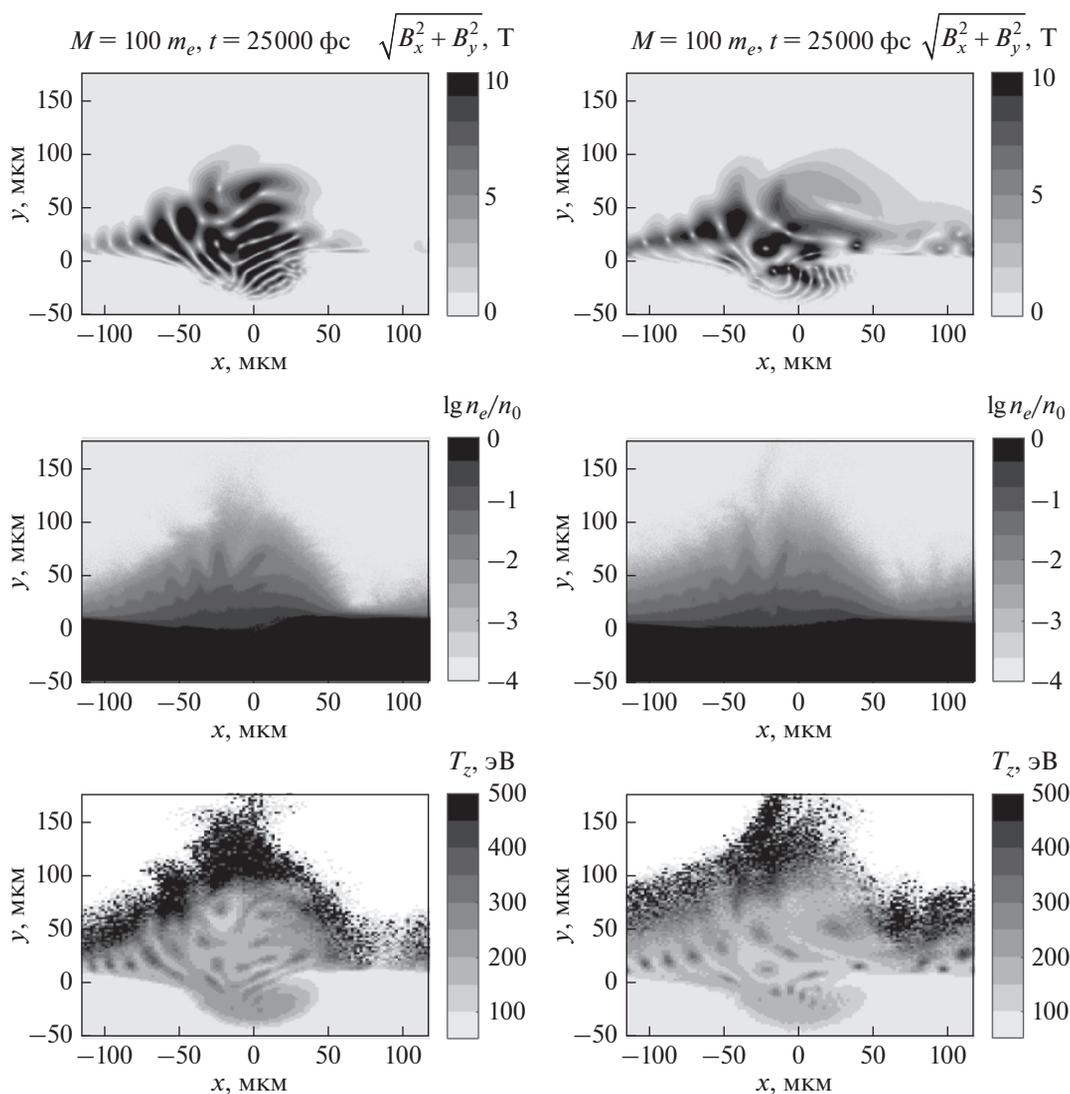
Для последнего случая при  $B_z = 13 \text{ Т}$  на рис. 2 даны характерные примеры расчета распределенной величины проекции магнитного поля на плоскость  $xy$ , концентрации плазменного выброса  $n$  и эффективной температуры  $T_z$  вдоль оси  $z$ , в направлении которой электроны меньше всего охлаждаются при разлете. Сравнение левого и правого столбцов рис. 2, отвечающих четырехкратному отличию масс ионов и двукратному отличию расчетного времени разлета, показывает полное подобие динамики рассматриваемого процесса распада разрыва плазмы для случаев различной массы ионов. Далее все результаты будут представлены для одного и того же отношения масс ионов и электронов  $M/m = 100$ .

Нижеследующая интерпретация осуществленных расчетов кинетического разлета частиц из заданного неоднородно нагретого плазменного шнура с поверхности мишени является непростой и основана на сравнении гирорадиуса и гирочастоты энергичных электронов с характерными масштабами неоднородности и темпа нарастания создаваемого ими магнитного поля и формируемого совместно с холодными ионами неоднородно расширяющегося профиля концентрации плазмы. При этом учитывается, что никаких значимых квазиэлектростатических структур не возникает и происходит неоднородное анизотропное охлаждение электронов, обусловленное угловыми особенностями их поступательно-возвратного движения и дрейфа в неоднородной плазме наряду с анизотропно-направляющим действием внешнего и создаваемого собственно магнитных полей. Важнейшими для анализа мелкомасштабной стратификации токов и магнитного поля являются максимальный инкремент и соответствующий оптимальный масштаб возмущений, нарастающих благодаря вейбелев-

ской неустойчивости при наличии эволюционирующего анизотропного распределения электронов, а также величина образовавшегося магнитного поля  $B_s$ , при которой гирорадиус частицы становится сравнимым с упомянутым масштабом и неустойчивость насыщается. Названные величины оценивались на основе полученной из численного моделирования степени анизотропии распределения электронов  $A = 2T_z/(T_x + T_y) - 1$  и аналитических выражений, известных [Дэвидсон, 1983; Бородачев и др., 2016; Нечаев и др., 2019] для бимаксвелловского распределения частиц, в котором температуры частиц  $T_x$  и  $T_y$ , описывающие дисперсию скоростей в плоскости  $xy$ , приблизительно одинаковы и меньше температуры  $T_z$  вдоль поперечной оси  $z$ , причем пренебрегалось малой поправкой со стороны массивных ионов и влиянием внешнего магнитного поля или, после его вытеснения, оставшегося среднего магнитного поля. Полученные оценки подтверждают вейбелевский характер наблюдаемой неустойчивости.

### 3. СЛУЧАЙ ПЛОТНОЙ НЕОДНОРОДНО ПРОГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для большой начальной концентрации разогретых электронов  $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  их взрывное расширение в вакуум предотвращалось лишь очень сильным внешним магнитным полем  $2500 \text{ Т}$  (примерно равным  $(8\pi n_0 T)^{1/2}$ ), а в менее сильных полях,  $250 \text{ Т}$  и  $13 \text{ Т}$ , кинетическое давление плазмы во много раз превышало давление магнитного поля и она эффективно разлеталась, вытесняя эти поля примерно с ионно-звуковой скоростью  $\sim (T/M)^{1/2}$  в центре горячей области и с меньшими скоростями на ее краях; см. рис. 3 и 4. При этом торможение потока большим полем лишь незначительно превышало торможение почти в двадцать раз меньшим полем. Случай сильного поля  $B_z = 250 \text{ Т}$ , направленного вдоль разогретого длинного полуцилиндра, т.е. поперек плоскости расчета  $xy$ , выделялся тем, что приводил к кумулятивному эффекту, в результате которого скорость вытеснения этого поля была значительно, почти в полтора раза, больше, а образующийся плазменный выброс в форме языка был почти в полтора раза уже, чем в случае такого же по величине поля  $B_x$ , направленного ортогонально разогретому полуцилиндру, т.е. лежащего в плоскости расчета  $xy$ . Различия связаны со структурой возникающих глобальных токов, в первом случае текущих преимущественно в плоскости  $xy$  в виде вихря на периферии расширяющегося плазменного облака и образующих неоднородный солениод с осью  $z$ , существенно ослабляющий внешнее поле  $B_z$ , а во втором случае текущих разнона-

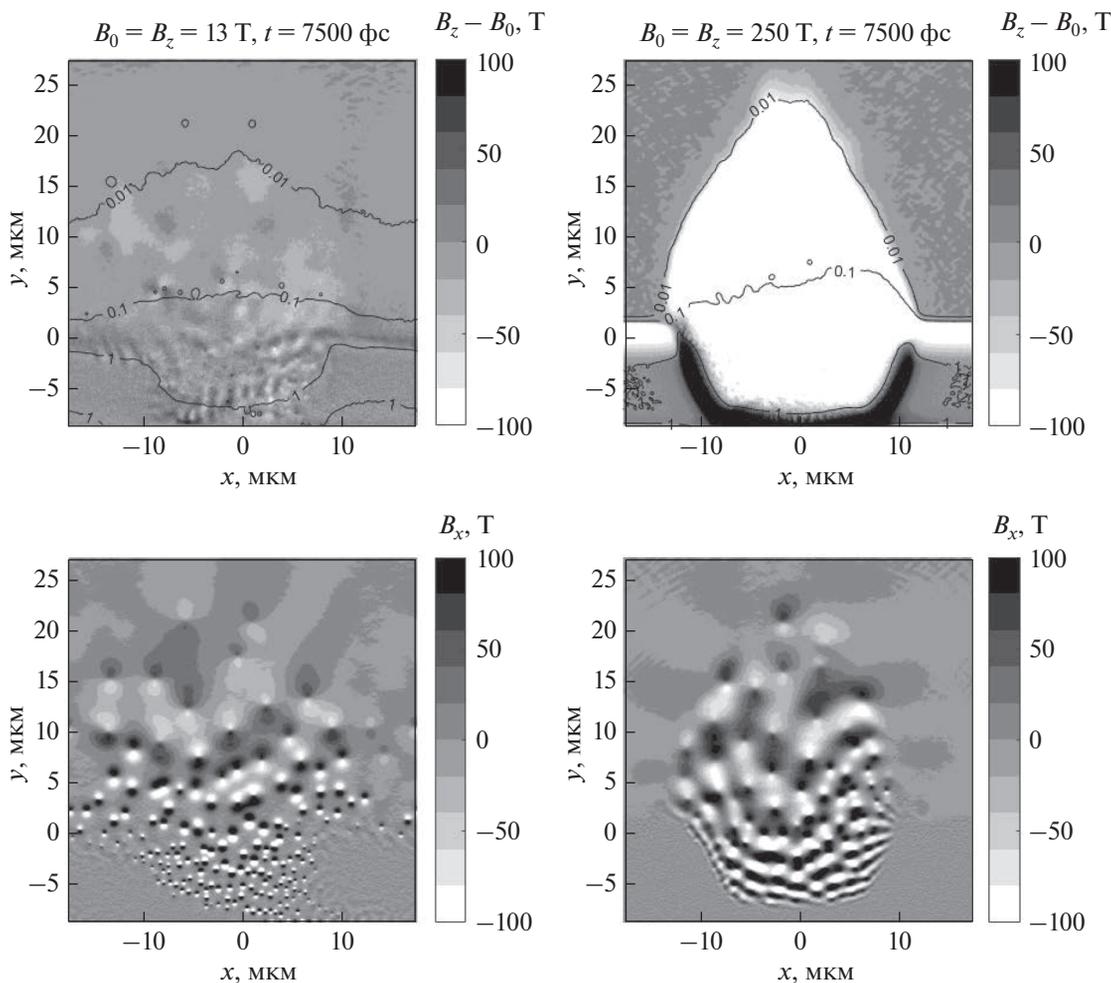


**Рис. 2.** Сравнение расчетов разлета плазмы с горячими электронами во внешнее магнитное поле  $B_z = 13$  Т для разных масс ионов. Слева  $M = 100 m$  спустя время  $t = 25$  пс, справа  $M = 400 m$  спустя время  $t = 50$  пс. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 10^{20}$  см $^{-3}$ . Горизонтальные оси соответствуют координате  $-x$ , вертикальные —  $y$ . Координаты указаны в микронах. Верхние панели — распределение величины  $(B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$  в Теслах, посередине — логарифм нормированной концентрации плазмы  $n/n_0$ , нижние панели показывают распределение эффективной температуры  $T_z$  (ортогональной плоскости расчета) в электронвольтах.

правленно в основном вдоль оси  $z$  (с малым полным током) и образующих неоднородную мультидипольную систему магнитных полей в плоскости  $xu$ , существенно ослабляющих внешнее поле  $B_x$  внутри плазменного облака. Заметного кумулятивного эффекта не возникало в обоих случаях более слабых полей  $B_x$ ,  $B_z = 13$  Т (и меньше), которые почти не влияют на динамику профиля концентрации разлетающейся плазмы.

Вместе с тем в случае ориентации внешнего поля вдоль оси  $z$  наблюдалось небольшое нарушение зеркальной, право-левой симметрии раз-

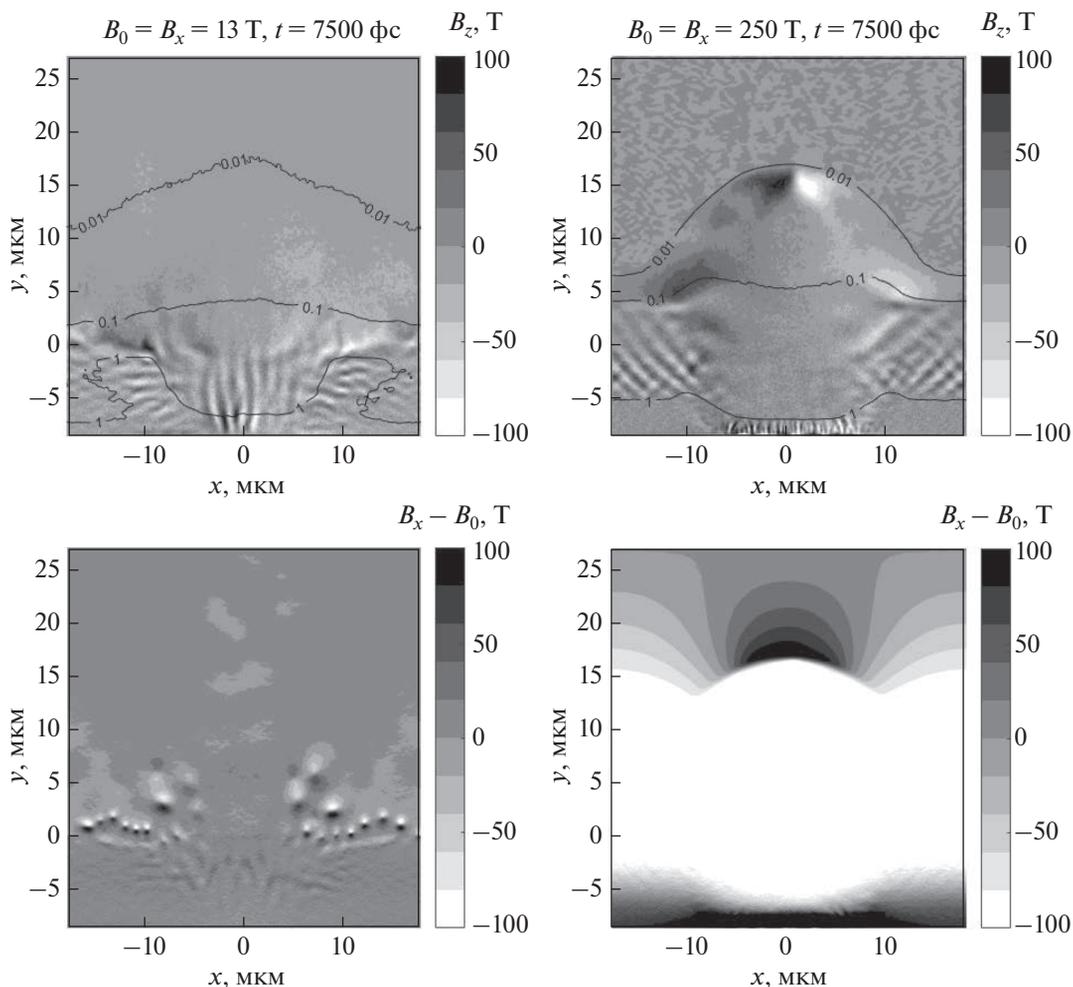
лета (для малой концентрации плазмы см. рис. 2), вызванное систематическим смещением заметной доли электронов влево под действием силы Лоренца (направленной преимущественно против оси  $x$ ), особенно на начальной стадии распада разрыва, когда эта доля взаимодействующих с внешним полем электронов еще достаточно велика. Подобная асимметрия хорошо видна в профиле концентрации плазмы на правой верхней панели рис. 3 в случае сильного внешнего магнитного поля  $B_z = 250$  Т, но для распределения генерируемого мелкомасштабного магнитного по-



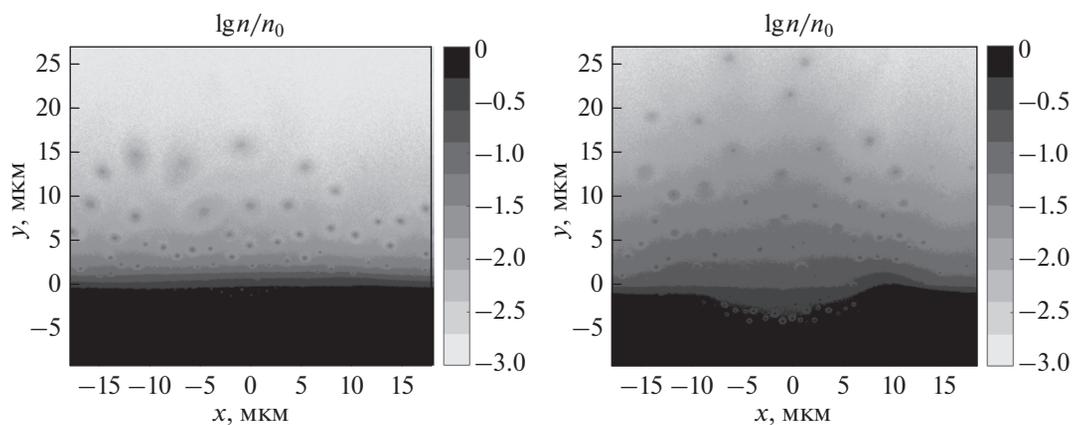
**Рис. 3.** Образование магнитных структур при расширении слоя плазмы с горячими электронами в вакуум для момента времени  $t = 7.5$  пс после начала распада разрыва. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Горизонтальные оси – координаты  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах. Слева расчет с внешним магнитным полем  $B_z = 13$  Т, направленным ортогонально плоскости расчета: на верхней панели цветом показана компонента  $B_z$  магнитного поля за вычетом внешнего поля (в Теслах), линиями уровня – нормированная на начальную концентрация плазмы  $n/n_0$  с градиентами величины 0.01, 0.1, 1; на нижней панели компонента  $B_x$  магнитного поля в Теслах. Справа то же самое для расчета с  $B_z = 250$  Т.

для обсуждаемое нарушение симметрии остается заметным и в случае более слабого внешнего магнитного поля  $B_z = 13$  Т. Дело в том, что и оно посредством силы Лоренца, как было указано, придает немалой доле вылетевших электронов направленные влево импульсы на начальной стадии распада разрыва, что приводит к систематическому смещению в одну сторону (влево на рис. 2 и 3) быстро формирующихся вейбелевских мелкомасштабных токовых филаментов. Кроме того, последние достаточно сильны для того, чтобы сжимать не слишком плотную плазму создаваемым ими магнитным полем и образовывать филаменты ее плотности (см. рис. 5 и ниже), вытянутые вдоль оси  $z$  и отслеживающие асимметрию плазменного потока.

Асимметрия выброса плазмы, линий тока и величин магнитных полей в плоскости расчета  $xu$ , разумеется, не возникает для любого по величине внешнего поля  $B_x$ , лежащего в этой плоскости и параллельного поверхности исходного разрыва, а следовательно, не создающего асимметричной силы Лоренца в плоскости  $xu$  (см. рис. 4). Однако для обеих рассматриваемых ориентаций внешнего поля ( $B_x$  и  $B_z$ ) имеет место асимметрия, связанная с противоположностью направлений генерируемых магнитных полей вблизи исходного разрыва плазмы слева и справа относительно центра прогретого участка, которая возникает благодаря вертикальной, параллельной оси  $y$ , компоненте тока, созданного “фонтаном” вырывающихся электронов, и текущим в плотной плазме токам компенсации заряда этих вырвавшихся электро-



**Рис. 4.** Образование магнитных структур при расширении слоя плазмы с горячими электронами в вакууме для момента времени  $t = 7.5$  пс после начала распада разрыва. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Горизонтальные оси – координата  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах. Слева расчет с внешним магнитным полем  $B_x = 13$  Т, параллельным плоскости расчета: на верхней панели цветом показана компонента  $B_z$  магнитного поля в Теслах, линиями уровня – нормированная на начальную концентрация плазмы  $n/n_0$  с градиентами величины 0.01, 0.1, 1; на нижней панели компонента  $B_x$  магнитного поля за вычетом внешнего поля (в Теслах). Справа то же самое для расчета с  $B_x = 250$  Т.



**Рис. 5.** Логарифм нормированной концентрации частиц в момент времени  $t = 9$  пс для двух расчетов при внешнем магнитном поле  $B_x = 13$  Т, различающихся долей нагретых электронов при одинаковой полной начальной концентрации плазмы  $1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Слева – нагрето 20% электронов. Справа – нагрето 100% электронов. Горизонтальные оси – координата  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах.

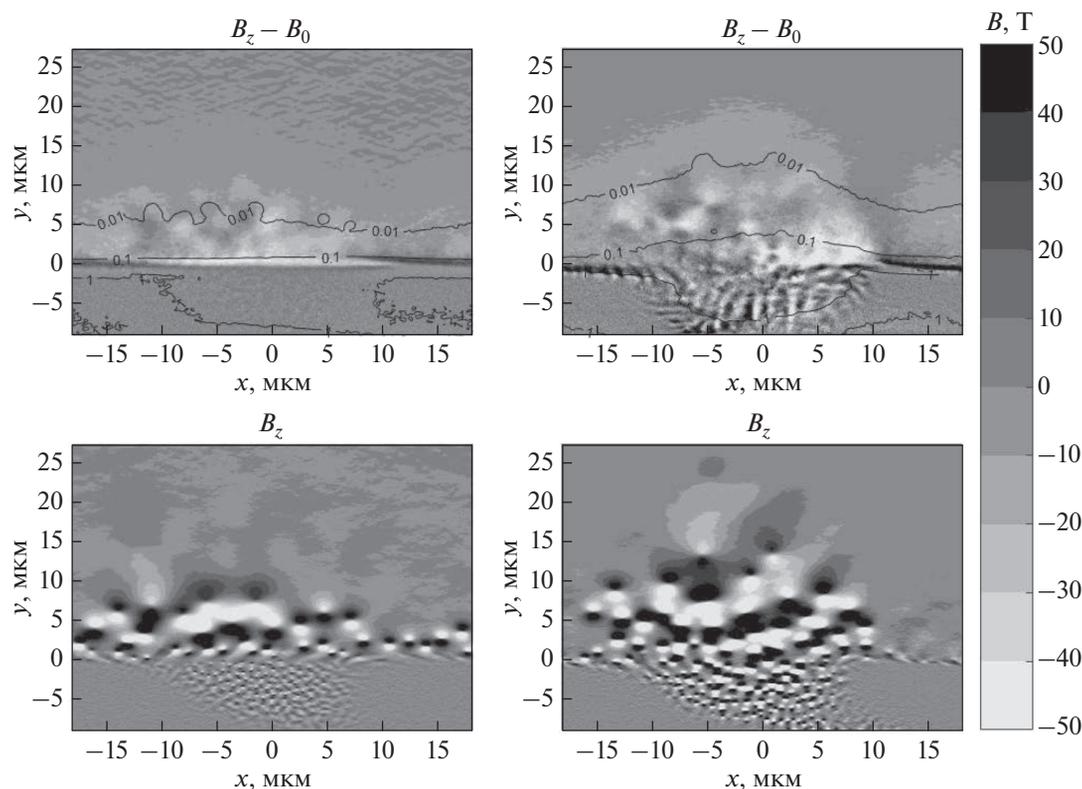
нов. Иллюстрацией служат верхние панели рис. 3 и рис. 4, на каждой из которых слева и справа вблизи границы исходного разрыва видны противоположные по знаку и примерно одинаковые по величине  $z$ -компоненты магнитного поля, генерируемого фонтанным механизмом, который хорошо изучен для выбросов лазерной плазмы в отсутствие внешнего магнитного поля [Sakagami et al., 1979; Kolodner and Yablonovitch, 1979; Albertazzi et al., 2015] и в целом так же действует при его наличии.

Из характера общей структуры магнитного поля ясно, что токи электронов, в основном энергичных, распределены по всему объему плазменного выброса, включая его границы с деформируемым внешним магнитным полем, в том числе в наиболее плотной плазме ниже исходного разрыва и в наиболее разреженной плазме в вершине выброса. Токи в последней приграничной области наименее выражены для случая внешнего поля  $B_z$ , когда его силовые линии как бы раздвигаются горячей плазмой и образуемый ей выброс в форме языка весь пронизан относительно крупномасштабными токами, текущими в плоскости расчета  $xu$ . Наиболее выражены токи в вершине выброса для случая внешнего поля  $B_x$ , силовые линии которого они не могут раздвинуть из-за однородности поля и плазмы в направлении оси  $z$ , а растягивают и плавно изгибают в плоскости  $xu$  благодаря относительно крупномасштабным компонентам. Эти токи в преобладающей мере направлены вдоль оси  $z$  (а не только образуют дуги “фонтанных струй” в плоскости  $xu$ ) и могут значительно усиливать внешнее магнитное поле в вакууме над плазменным выбросом; см. левый столбец рис. 4.

Самыми впечатляющими в проведенных расчетах являются относительно мелкомасштабные структуры электронных токов, которые текут в основном параллельно оси  $z$  в виде  $z$ -пинчей (искаженных градиентом плотности плазмы) постепенно смещаются вместе с ее потоком в процессе расширения и образуют характерный неоднородный ансамбль дипольных пятен в распределении поперечных компонент магнитного поля  $B_x$ ,  $B_y$  (за вычетом внешнего поля  $B_x$ , если оно присутствует; см. нижние панели на рис. 3 и 4). Такие всплывающие пинчеобразные структуры образуются благодаря вейбелевской неустойчивости анизотропно охлаждающихся энергичных электронов, чья эффективная температура вдоль осей  $x$  и  $y$  быстро уменьшается (подробнее см. следующий раздел), а вдоль оси  $z$  меняется гораздо медленнее вследствие неограниченной протяженности в этом направлении первоначально разогретой плазмы в форме полуцилиндра, а также из-за навязанной в используемых 2D3V-расчетах однородности полей и токов вдоль этой оси. В указан-

ных условиях плазма становится сильно неравновесной со значительной величиной параметра анизотропии  $A$  больше или порядка единицы. При этом, как показало моделирование, появлению мелкомасштабных токовых филаментов, подобных  $z$ -пинчам, может мешать сильное внешнее поле  $B_x$ , в процессе вытеснения которого в плазменном облаке создаются крупномасштабные разнонаправленные токи вдоль оси  $z$  и происходит связанное с ними подавление роста анизотропии охлаждающихся электронов. Формирование существенно анизотропного распределения электронов по скоростям и обусловленное им пинчевание токов вдоль оси  $z$  становятся возможными только после достаточного уменьшения величины проекции крупномасштабного полного магнитного поля на плоскость  $xu$  в довольно обширной области не слишком разреженной плазмы. Для используемых расчетных параметров плазмы лишь слабое внешнее поле  $B_x$  меньше или порядка 1 Т не разрушает первоначальный процесс множественного рождения указанных  $z$ -пинчей, несмотря на то что их поперечное поле после образования самосогласованной нелинейной структуры почти на два порядка выше ( $\sim 50$  Т даже в случае значительного внешнего поля  $B_x = 13$  Т согласно рис. 4).

Вместе с тем наличие внешнего поля  $B_z$ , не подавляющего взрывной распад разрыва (для используемых параметров — меньше или порядка  $2(n_0 T)^{1/2} = 1000$  Т), не препятствует анизотропно остыванию вытесняющей внешнее поле плазмы и с самого начала распада допускает множественное образование пинчеобразных структур в виде нерегулярной и неоднородной решетки, как это продемонстрировано на нижних панелях рис. 3 на примере  $x$ -компонент поля квазимагнито-статической турбулентности, создаваемой в ходе неустойчивости вейбелевского типа. Оказалось, что в таком внешнем поле эффективно возникают локализованные токи в виде  $z$ -пинчей с толщиной порядка электронного гирорадиуса и с поперечными полями, по величине на один-два порядка превышающими его собственную величину  $B_z$ . От последней (конечно, не слишком малой, вплоть до единиц Тесла для использованных параметров плазмы) зависят общая структура и степень ее право-левой асимметрии, масштабы и количество, вытянутость формы  $z$ -пинчей и их ориентация в плоскости  $xu$ , а в конечном итоге и время существования таких отдельных сильно нелинейных самосогласованных образований. Согласно проведенному моделированию, можно ожидать, что время их существования будет значительно превышать характерное время жизни квазимагнито-статической вейбелевской (слабой) турбулентности, возникающей в первоначально однородной плазме с аналогичными параметра-



**Рис. 6.** Магнитные поля  $B_z$  (верхние панели) за вычетом внешнего поля  $B_z = 13$  Т и  $B_x$  (внизу) для двух расчетов, различающихся долей нагретых электронов при одинаковой полной начальной концентрации плазмы  $1.7 \times 10^{22}$  см $^{-3}$ , в момент времени  $t = 5$  пс. Величины индукции поля даны в Теслах. Слева – нагрето 20% электронов. Справа – нагрето 100% электронов. Горизонтальные оси – координата  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах.

ми и анизотропией в отсутствие внешнего магнитного поля, когда образование подобных сильно нелинейных  $z$ -пинчей с большим приростом концентрации плазмы в их центре обычно не происходит и характерная (средняя), насыщающая величина магнитного поля  $B_s$  в существенной мере не достигает возможных для них сильно нелинейных значений (до  $\sim(nT)^{1/2} \ll 1000$  Т в рассмотренном случае).

Конечно, при заданном внешнем магнитном поле вся структура и динамика токов и магнитных полей при распаде разрыва, в том числе эффективность образования и картина разлета подобных  $z$ -пинчей токов, зависит от концентрации плазмы и от доли разогретых электронов. Сказанное проиллюстрировано на рис. 5 и рис. 6 сравнением результатов расчетов при разогреве 100% и 20% электронов в плазме с полной концентрацией  $1.7 \times 10^{22}$  см $^{-3}$  при прежнем магнитном поле  $B_z = 13$  Т и той же начальной геометрии разрыва. Как и следовало ожидать, наличие значительной фракции холодных электронов существенно изменяет профиль концентрации и форму плазменного выброса, характер крупномасштабной деформации и эффективность вытес-

нения внешнего поля, а также количество и пространственное распределение мелкомасштабных  $z$ -пинчей.

#### 4. СЛУЧАЙ РАЗРЕЖЕННОЙ НЕОДНОРОДНО ПРОГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ В УМЕРЕННОМ ПО ВЕЛИЧИНЕ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При уменьшении концентрации  $n_0$  плазмы с горячими электронами ослабевают предельные значения магнитного поля, которые определяют, с одной стороны, его максимальную величину  $B_{\max}$ , еще допускающую взрывной разлет электронов из области разрыва плазмы в вакуум, а с другой – минимальную величину  $B_{\min}$ , ниже которой оно практически не влияет на этот разлет. Согласно оценкам (разделы 1, 2) и проведенным расчетам, первая зависит корневым образом от начальной концентрации и максимальной изотропной температуры  $T$  горячих электронов:  $B_{\max} \sim 2(n_0 T)^{1/2}$ . Вторая включает неявно еще ориентацию внешнего магнитного поля в плоскости исходного разрыва плазмы и геометрические характеристики области разогретых электронов, влияющие на их разлет и анизотропное остыва-

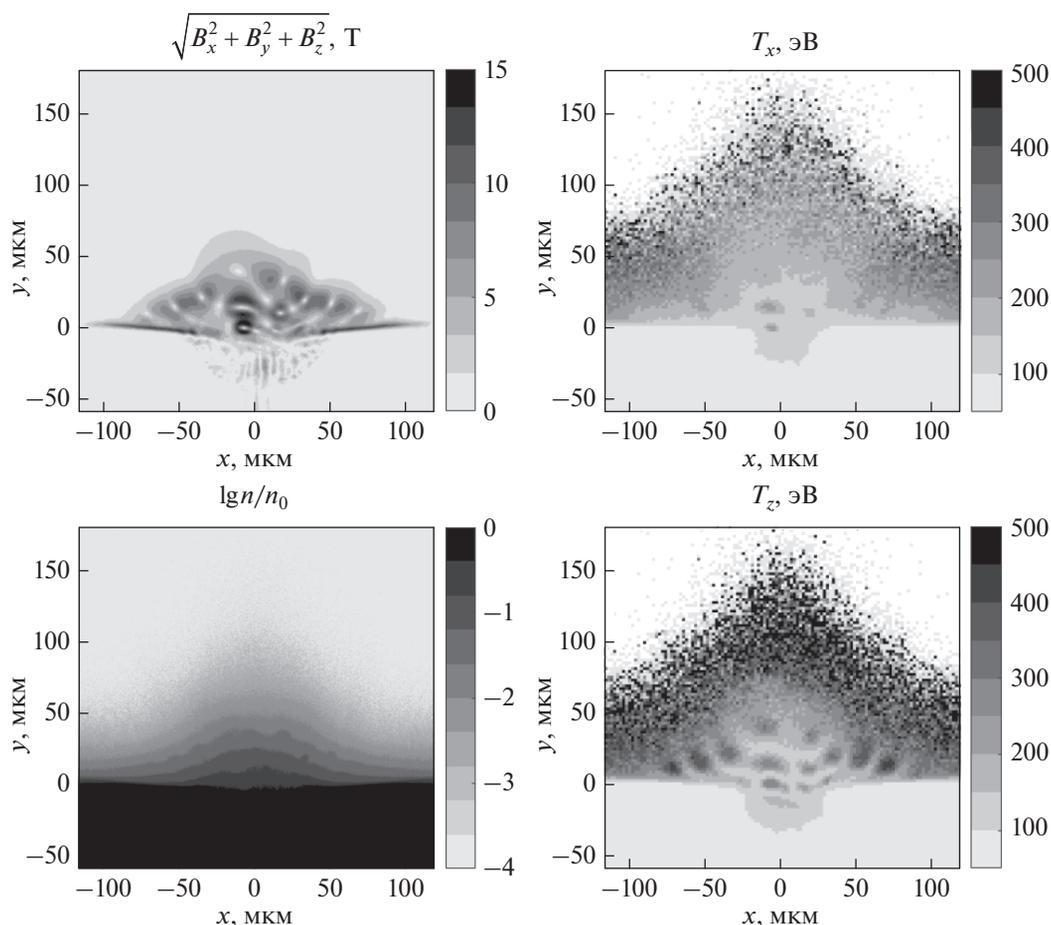
ние. Поэтому масштабирование величины  $B_{\min}$  с изменением концентрации горячих электронов, а тем более масштабирование пространственно-временной динамики распада разрыва, даже в рассматриваемой простейшей геометрии области разогретых электронов в виде длинного полуцилиндра, требует детального численного моделирования. Ниже представлены некоторые его результаты при значении начальной концентрации плазмы  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , существенно меньшем использованного выше значения и достаточно типичном для соответствующих экспериментов с лазерной плазмой. Будем интересоваться влиянием на распад разрыва, прежде всего, достаточно слабых внешних магнитных полей, доступных в лабораторных экспериментах, считая заданной начальную максимальную температуру нагретых электронов 1 кэВ.

Точкой отсчета при сравнении возможных сценариев распада разрыва плазмы во внешнее магнитное поле различной величины является вариант с его отсутствием, представленный на рис. 7 и демонстрирующий отнюдь не тривиальную структуру генерируемого магнитного поля. Кроме хорошо известного фонтанного эффекта (создающего, как пояснялось выше, крупномасштабное магнитное поле, особенно заметное вблизи исходной поверхности разрыва), эту структуру определяет мало исследованный механизм вейбелевского типа, связанный с генерацией квазимагнитостатических полей в расширяющейся сильно неоднородной плазме с анизотропно охлаждающимися электронами. На начальной стадии разлета тепловые скорости электронов могут уменьшаться лишь в плоскости  $xy$ , поскольку вдоль оси  $z$  их распределение однородно. В результате возникающей вейбелевской неустойчивости именно вдоль этой оси формируются основные подобные  $z$ -пинчам токовые филаменты, неоднородно и довольно случайно распределенные в ортогональной плоскости  $xy$  и постепенно занимающие в ней все большую площадь вместе с расширяющейся плазмой. Быстро собираясь в пучки и выходя на уровень нелинейного насыщения неустойчивости, отвечающий в рассматриваемом случае магнитным полям порядка 10 Т, ориентированным тоже в плоскости  $xy$ , электроны приобретают регулярную направленную скорость вдоль оси  $z$  и, теряя при этом продольную эффективную температуру  $T_z$  и продолжая так или иначе двигаться в плоскости  $xy$ , под действием генерируемых магнитных полей и индуцированных ими электрических полей постепенно выравнивают свои тепловые скорости во всех трех ортогональных направлениях. В этом процессе, как показано на рис. 7, возникает характерная корреляция (см. также [Нечаев и др., 2019]) между пространственными распределени-

ями величины магнитного поля, концентрации плазмы и эффективной температуры электронов, особенно относящейся к их движению в направлении оси  $z$ .

В присутствии внешнего магнитного поля в плоскости исходного разрыва плазмы с вакуумом данный процесс разлета будет испытывать минимальные искажения в случае ориентации этого поля вдоль оси  $z$ , когда текущие вдоль нее токи не возмущаются. Правда, согласно изложенному в предыдущем разделе, это поле будет асимметрично отклонять поток плазмы в плоскости  $xy$ , односторонне действуя силой Лоренца на фонтанные токи [Sakagami et al., 1979; Kolodner and Yablono-vitch, 1979; Albertazzi et al., 2015] вылетающих из разрыва электронов (влево, см. рис. 2 и подробнее рис. 7, рис. 9). При этом иной по сравнению со случаем без внешнего поля будет и структура токов, сначала приобретающая вид системы квази-параллельных изогнутых лентообразных токовых слоев (рис. 7), которые со временем разбиваются на более изолированные, сильно нелинейные и деформированные филаменты в виде  $z$ -пинчей, что сопровождается дополнительным искажением компоненты общего согласованного поля  $B_z$  и падением средней анизотропии распределения электронов по скоростям от больших значений  $A \sim 3$  до малых  $A \sim 0.1-0.3$ , т.е. приближением эффективной температуры  $T_z$  к температурам  $T_x$  и  $T_y$  (рис. 9). Как показано на упомянутых рисунках, местами величина локального магнитного поля достигает значений  $\sim 20$  Т, т.е. примерно вдвое превышает величину внешнего, вытесненного токами плазменного облака. В целом, однако, качественная картина процесса не меняется по сравнению со случаем отсутствия внешнего магнитного поля, включая сохранение характерных корреляций между неоднородностями магнитного поля, концентрации плазмы и эффективной температуры электронов. Впрочем, существенные количественные отличия в проведенных тестовых расчетах прослеживаются вплоть до весьма слабых полей  $B_{\min, z} \sim 10^{-2} B_{\max}$ , на пару порядков меньших указанного  $B_{\max} \sim 100$  Т (для использованных параметров плазмы).

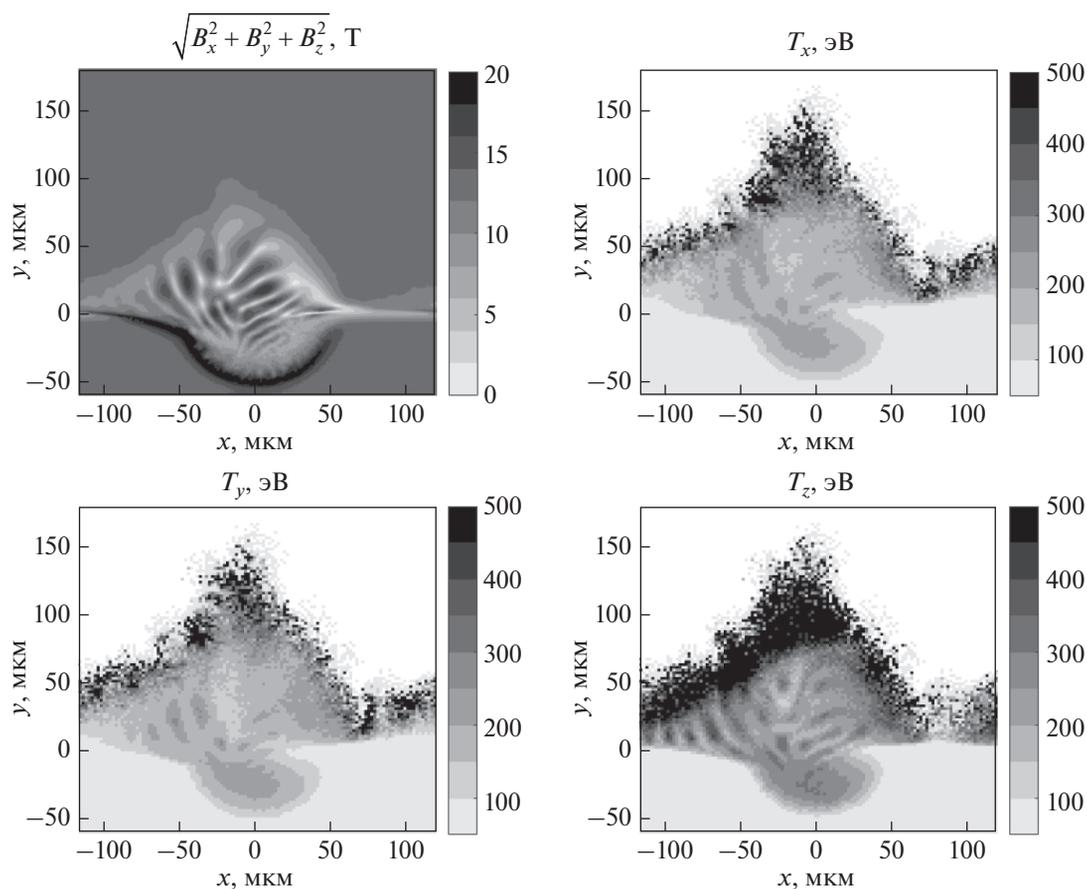
Максимальные искажения в процесс распада рассматриваемого разрыва плазмы с неоднородной областью прогрева электронов в форме полуцилиндра вносит ориентированное поперек него внешнее магнитное поле  $B_x$ , препятствующее вейбелевской генерации токовых филаментов в виде  $z$ -пинчей в продольном направлении. Как ясно из рис. 10 и 11, несмотря на сохранение фонтанного механизма генерации глобальных токов, это поле не только не создает заметного эффекта кумуляции и не приводит к право-левой асимметрии “фонтанного” потока горячих электронов (см. начало раздела 3), но благодаря формируе-



**Рис. 7.** Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) в вакуум без внешнего магнитного поля в момент времени  $t = 20$  пс. Горизонтальные оси – координата  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах. Левая верхняя панель – модуль полного магнитного поля (в Теслах). Левая нижняя панель – логарифм нормированной концентрации плазмы. Правая верхняя панель – эффективная температура (в электронвольтах) вдоль оси  $x$ , правая нижняя – вдоль оси  $z$ .

мой структуре магнитных полей этих токов подавляет на время анизотропное охлаждение энергичных электронов и замедляет свою собственную деформацию, затрудняя вылет плазменного облака. В районе его вершины на нижних панелях рис. 10 и 11 хорошо видны длительно существующие уплотнение плазмы и область усиленного магнитного поля. Согласно проведенным расчетам, указанные образования пропадают лишь в слабых внешних полях  $B_x$ , меньше или порядка 1 Т для рассматриваемых параметров плазмы. Начиная примерно с этих же слабых полей, становится возможным появление заметной анизотропии распределения электронов ( $A \sim 0.1$ ) и их эффективная температура вдоль прогретого полуцилиндра значительное время после начального этапа разлета сохраняется выше эффективных температур в поперечной плоскости  $xy$ , радиальное расширение в которой позволяет электронам охлаждаться. В результате во внутренних областях плазменного облака, где еще достаточно ве-

лика концентрация плазмы, а мешающее вейбелевской неустойчивости внешнее магнитное поле уже вытеснено, появляются характерные мелкомасштабные структуры магнитного поля, которые обусловлены образовавшимися токовыми филаментами, вытянутыми вдоль оси  $z$ . Подобные структуры проявляются уже в поле  $B_x = 2$  Т, а в поле  $B_x = 0.5$  Т вполне напоминают создаваемые при распаде разрыва в вакуум без магнитного поля, хотя в последнем случае величины генерируемых мелкомасштабных полей еще заметно выше (верхние панели для этих полей в один и тот же момент времени на рис. 12, а также левые панели на рис. 7 для более раннего момента времени). В итоге оказывается, что для рассмотренной ориентации внешнего магнитного поля количественные характеристики генерируемых токов и полей не меняются заметно по сравнению со случаем его отсутствия только в очень слабых полях  $B_x \sim 0.1$  Т, т.е. величина  $B_{\min, x} \sim 10^{-3} B_{\max}$  примерно



**Рис. 8.** Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) во внешнее поле  $B_z = 13 \text{ Т}$  в момент времени  $t = 20 \text{ пс}$ . Горизонтальные оси — координата  $x$ , вертикальные —  $y$ . Координаты указаны в микронах. Верхняя левая панель — модуль магнитного поля (в Теслах), верхняя правая — эффективная температура (в электронвольтах) вдоль оси  $x$ . Нижние левая и правая панели — эффективные температуры (в электронвольтах) вдоль осей  $y$  и  $z$  соответственно (см. также рис. 2).

на порядок меньше величины указанного выше предельного минимального магнитного поля ортогональной ориентации  $B_{\min, z} \sim 1 \text{ Т}$ .

Согласно выполненному предварительному численному моделированию и проведенным оценкам, можно ожидать, что для гораздо более разреженной плазмы, характерной для астрофизических условий, сохранится указанное различие в два-три порядка величины между рассмотренными пределами значений магнитного поля  $B_{\min}$  и  $B_{\max}$ , оказывающего нетривиальное влияние на распад разрыва, вблизи поверхности которого так или иначе создана протяженная квазиодномерная область с горячими электронами. Возможностям реализации данной задачи в космической плазме, в частности, корональной и магнитосферной, и численному моделированию возникающего в тех или иных ситуациях разлета неравновесного анизотропного плазменного облака и сопутствующей деформации окружающего магнитного поля будет посвящена отдельная работа.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, даже несильное внешнее магнитное поле, давление которого значительно меньше давления расширяющегося в вакуум облака плазмы (локализованного в плоскости  $xu$  и однородного вдоль оси  $z$ ), существенно влияет на ее разлет при наличии энергичной фракции горячих электронов и во многом определяет пространственную структуру возникающих квазимагнитоэлектростатических возмущений (турбулентности) и их дальнейшую эволюцию. Важнейшим при этом является анизотропный характер остывания вылетающих электронов, зависящий от индукции внешнего поперечного магнитного поля при ее изменении в широких пределах (на несколько порядков величины), в том числе достаточно малой и почти не сказывающейся на профиле плотности расширяющегося облака плазмы. В проведенных деталях численных расчетах данного процесса методом частиц в ячейках обнаружено, что указанный разлет плазмы сопровождается множественным образовани-

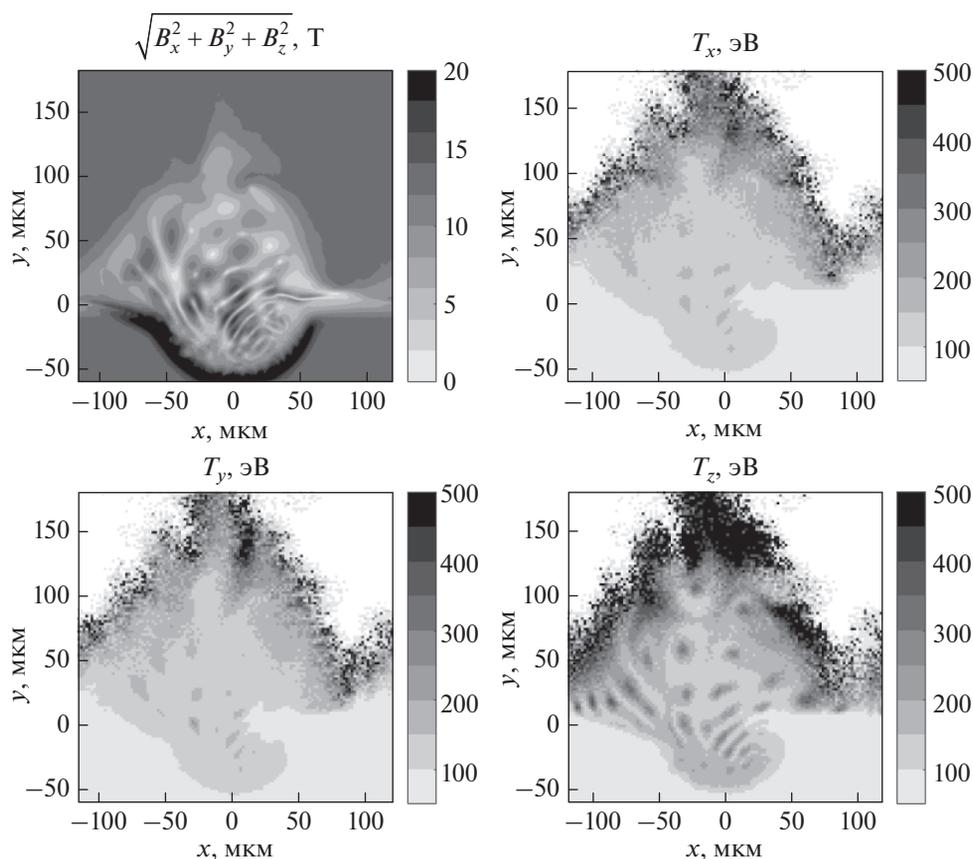


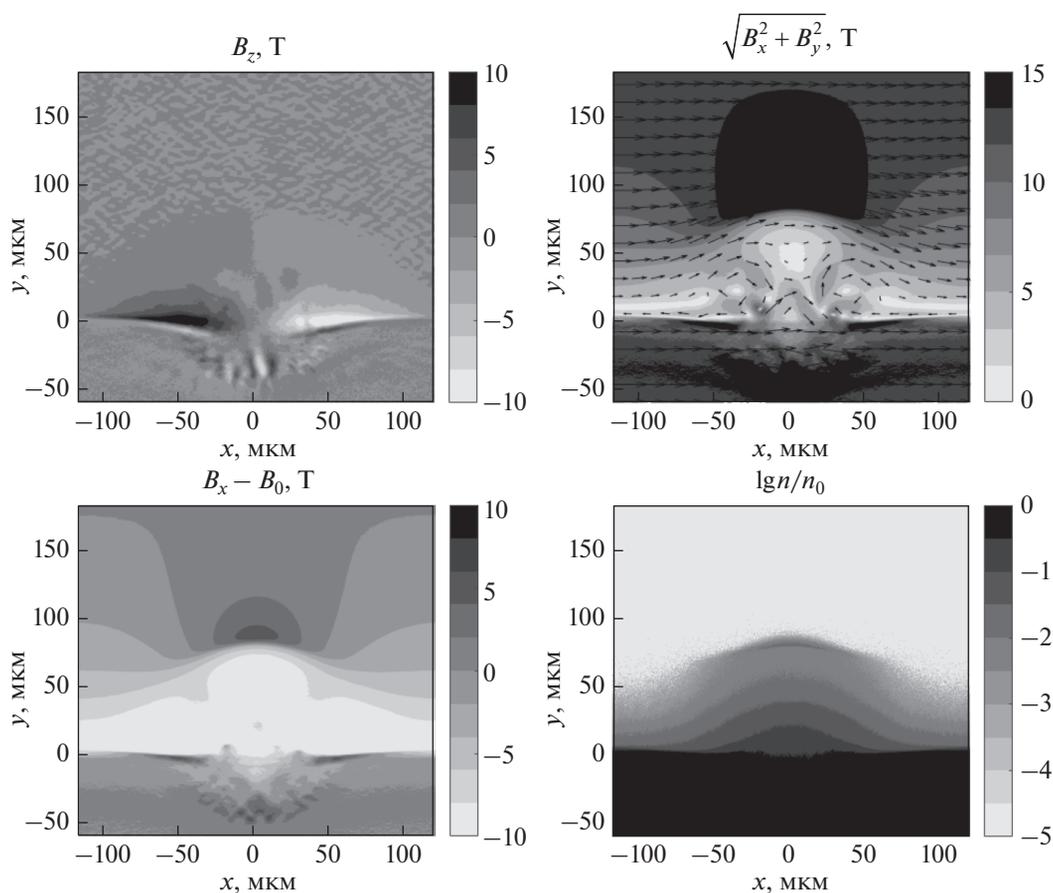
Рис. 9. То же самое, что на рис. 8, но для более позднего момента времени  $t = 36$  пс.

ем, длительным самосогласованным существованием и значительным перемещением локальных токовых филаментов в виде  $z$ -пинчей и более сложных токовых конфигураций в большей части области с вытесненным магнитным полем. Создаваемые ими мелкомасштабные магнитные поля могут быть во много раз сильнее исходного внешнего поля, а внутри образований типа  $z$ -пинчей плотность плазмы может быть значительно повышена по сравнению с близлежащими районами. Сказанное имеет место в тех пространственно-временных областях, где концентрация плазмы и анизотропия распределения электронов по скоростям достаточно велики и обеспечивают интенсивное развитие неустойчивости вейбелевского типа вплоть до ее нелинейного насыщения, сопровождающегося перекачкой значительной (порядка нескольких процентов) части энергии горячих электронов в энергию квазистатического магнитного поля.

Магнитные поля наибольшего масштаба, сравнимого с характерным (поперечным) размером длинной прогретой области плазмы, формируются как первоначально наиболее сильными фонтанными токами самых быстрых убегающих электронов, так и быстро возникшими и посто-

янно поддерживаемыми объемными или квазидвумерными слоистыми токами энергичных электронов,двигающихся внутри неоднородно расширяющегося облака плазмы и вдоль его границы с вытесняемым им внешним магнитным полем. В этих крупномасштабных полях может присутствовать довольно значительное мелкомасштабное магнитное поле, делающее существенно неоднородной (частично турбулизующее) указанную границу распадающейся плазмы. Вместе с тем присутствие однонаправленного внешнего магнитного поля, ориентированного в целом поперек потока горячих электронов, может приводить к нарушению симметрии разлета плазмы, его кумуляции и неоднородной деформации возникающих токовых структур всех масштабов. При этом, как было показано, увеличение отношения масс ионов и электронов только замедляет происходящие процессы разлета плазмы с горячими электронами и пропорционально сокращает масштабы образующихся токовых структур, но не меняет качественно всю сложную картину формирующихся магнитных полей и ее эволюцию.

В какой мере, при каких условиях и на каких временах эта полученная в 2D3V-расчетах карти-



**Рис. 10.** Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) во внешнее поле  $B_x = 13 \text{ Т}$  в момент времени  $t = 20 \text{ пс}$ . Горизонтальные оси – координата  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах. Верхняя левая панель – компонента  $B_z$  магнитного поля (в Теслах), верхняя правая – модуль компоненты магнитного поля (в Теслах) в плоскости расчета, стрелочками показано направление поля в данных точках. Нижняя левая панель – магнитное поле вдоль оси  $x$  за вычетом внешнего поля (в Теслах). Нижняя правая панель – логарифм нормированной концентрации плазмы.

на может структурироваться в направлении оси однородности рассматриваемой задачи, покажет планируемое полностью трехмерное моделирование. Следует подчеркнуть, что в проведенных расчетах использовалась только одна из простейших возможных моделей описания распада однородной по концентрации и неоднородно прогретой приповерхностной области плазмы в мишени, подверженной абляции фемтосекундным лазерным излучением. При поверхностном нагреве электронов импульсами лазерного излучения с различными длительностями, различными поперечными сечениями, различными поляризациями и различными отношениями несущей оптической частоты к плазменной частоте электронов в мишени, несомненно, будут получаться самые различные (не квазиоднородные) распределения эффективных температур и концентраций быстро разогретых электронов, а их функция распределения по скоростям уже в самом начале разлета может оказаться анизотропной и немаксвеллов-

ской. Более того, начальная неплоская геометрия разрыва нагретой плазмы с вакуумом и возможный последующий (не учитывавшийся нами надлежащим образом) приток горячих электронов из глубоких прогретых областей мишени, где существенны межчастичные столкновения, тоже могут изменить профили концентраций и направленных скоростей частиц, а также структуры создаваемых ими токов и магнитных полей в различных областях разлетающейся лазерной плазмы. Анализ влияния указанных и других факторов создания неравновесной плазмы на особенности ее разлета во внешнее магнитное поле будут посвящены отдельные работы.

Однако можно надеяться, что выявленные в данной работе весьма общие явления формирования разномасштабных токов и магнитных полей в процессе расширения облака сильно разогретых электронов сохранятся в более сложных моделях разлета лазерной плазмы и могут быть использованы для предсказания аналогичных явлений и

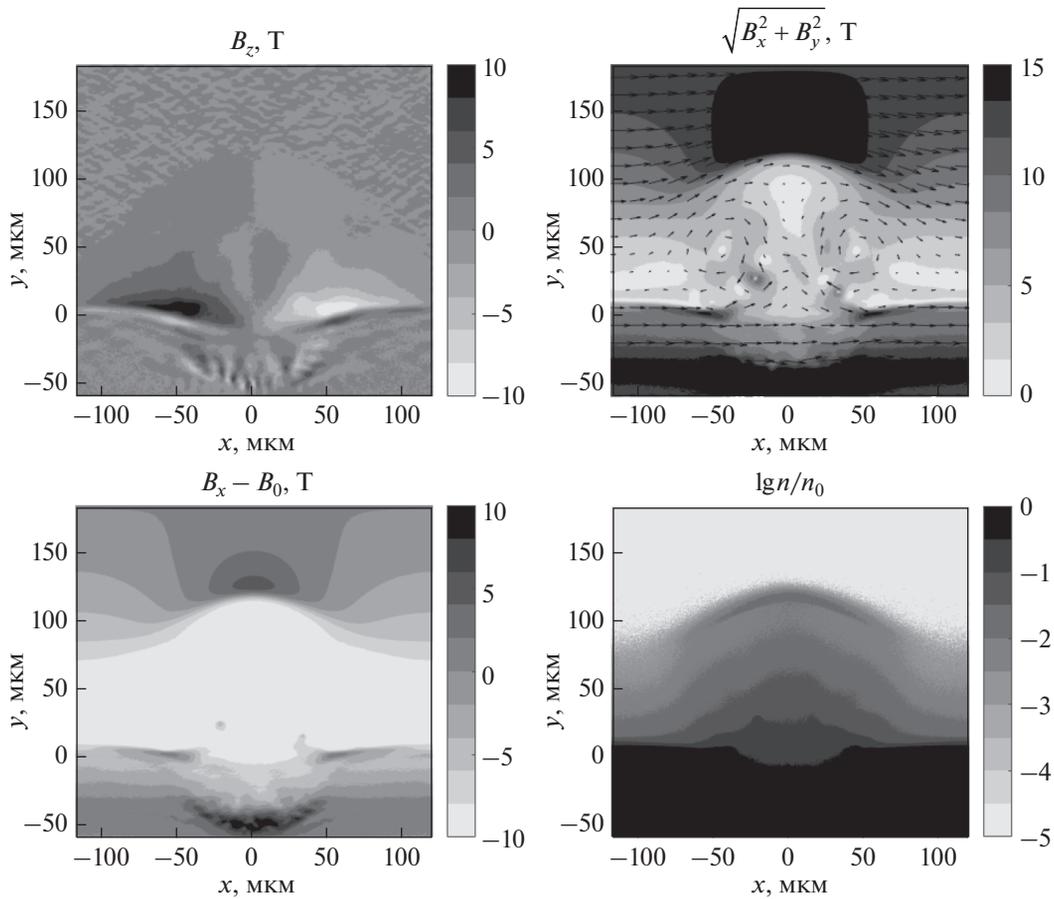


Рис. 11. То же самое, что на рис. 10, но для более позднего момента времени  $t = 36$  пс.

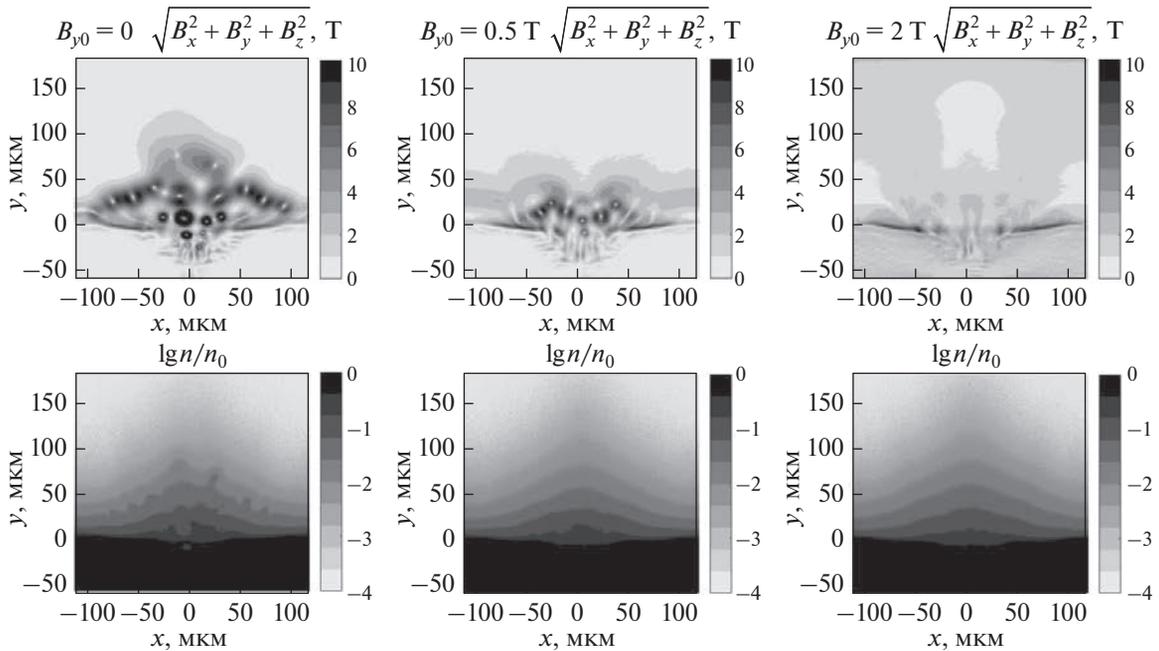


Рис. 12. Сравнение разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20}$  см $^{-3}$ ) в момент времени  $t = 36$  пс для различных величин внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси  $y$ :  $B_x = 0, 0.5, 2$  Т (слева направо соответственно). Горизонтальные оси – координата  $x$ , вертикальные –  $y$ . Координаты указаны в микронах. На верхних панелях изображен модуль полного магнитного поля (в Теслах), на нижних – логарифм нормированной концентрации плазмы (ср. также рис. 2).

интерпретации их возможных наблюдений в астрофизической и магнитосферной плазме. Подобные явления возможны при взрывных деформациях корональных арок в звездах поздних спектральных классов, при быстром нагреве вытянутых филаментов (дактов) плотности в солнечной короне или в магнитосферной плазме экзопланет, при взаимодействии филаментов горячей плазмы с магнитными облаками более разреженной и холодной плазмы в звездном ветре, при тех или иных взрывных процессах в магнитосферах планет. Перспективы использования изученных эффектов для анализа физических процессов в различных ситуациях в космической плазме представляются вполне реальными и требуют проведения дальнейшего численного моделирования рассмотренных в данной статье задач, прежде всего, полностью трехмерного.

## 6. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты разлета плазмы, заполняющей полупространство и имеющей вытянутую вдоль его границы полуцилиндрическую область с изотропно разогретыми электронами, показали, что наличие внешнего магнитного поля, параллельного границе исходного сильного разрыва плазменной концентрации, в широком диапазоне параметров сильно влияет на динамику генерации и пространственную структуру самосогласованного магнитного поля, создаваемого токами анизотропно разлетающихся электронов. Продемонстрирована возможность возникновения различных по структуре магнитных полей, значительно превышающих по величине внешнее магнитное поле, прежде всего, в виде параллельных ему множественных разлетающихся филаментов типа  $\zeta$ -пинчей и медленно эволюционирующих токовых слоев, ориентированных под различными углами к границе между плазмой и деформируемым магнитным полем. Подобные структуры могут быть существенны для ряда процессов в лазерной и космической плазме, включая взрывные процессы в магнитосферах планет и в корональных арках звезд.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 18-29-21029 (разделы 1–3) и грантом Российского научного фонда № 19-72-10111 (разделы 4–5). Численные расчеты выполнялись на вычислительных ресурсах, предоставленных ЦКП ВР МСЦ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. М.: МИФИ, 400 с. 2003.

— Бородачев Л.В., Гарасёв М.А., Коломиец Д.О., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Нечаев А.А. Динамика самосогласованного магнитного поля и диффузионное рассеяние ионов в плазме с сильной анизотропией температуры // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 59. № 12. С. 1107–1117. 2016.

— Дэвидсон Р. Основы физики плазмы / Под ред. А.А. Галева и Р. Судана. Т. 1. М.: Энергоатомиздат. С. 443–551. 1983.

— Зайцев В.В., Степанов А.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М: Физматлит, 388 с. 2018.

— Кочаровский В.В., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // Успехи физ. наук. Т. 186. С. 1267–1314. 2016.

— Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля при расширении сгустка бесстолкновительной плазмы с горячими электронами // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62. № 12. С. 932–952. 2019.

— Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Степанов А.Н., Кочаровский В.В. Формирование слоя уплотнения в бесстолкновительной электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в холодную и разреженную // Физика плазмы. Т. 46. № 8. С. 694–713. 2020.

— Albertazzi B., Chen S.N., Antici P. et al. Dynamics and structure of self-generated magnetic fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation // Phys. Plasmas. V. 22. № 12. 123108. 2015. <https://doi.org/10.1063/1.4936095>

— Arber T.D., Bennett K., Brady C.S. et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 57. 113001. 2015. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/11/113001>

— Baumjohann W., Nakamura R., Treumann R.A. Magnetic guide field generation in collisionless current sheets // Ann. Geophys. V. 28. P. 789–793. 2010.

— Bret A. Weibel, two-stream, filamentation, oblique, bell, Buneman...which one grows faster? // Astrophys. J. V. 699. P. 990–1003. 2009

— Chang P., Spitkovsky A., Arons J. Long-Term Evolution of Magnetic Turbulence in Relativistic Collisionless Shocks: Electron-Positron Plasmas // Astrophys. J. V. 674. P. 378–387. 2008. <https://doi.org/10.1086/524764>

— Davidson R.C., Hammer D.A., Haber I., Wagner C.E. Nonlinear Development of Electromagnetic Instabilities in Anisotropic Plasmas // Phys. Fluids. V. 15. P. 317–333. 1972.

— DeForest S.E., Howard R.A., Velli M., Viall N., Vourlidas A. The Highly Structured Outer Solar Corona // Astrophys. J. V. 862. P. 18. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac8e3>

— Dieckmann M.E. The filamentation instability driven by warm electron beams: statistics and electric field generation // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 51. 124042. 2009. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124042>

— Dieckmann M.E., Moreno Q., Doria D. et al. Expansion of a radially symmetric blast shell into a uniformly magnetized plasma // Phys. Plasmas. V. 25. 052108. 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5024851>

- *Dudík J., Dzifčáková E., Meyer-Vernet N. et al.* Nonequilibrium Processes in the Solar Corona, Transition Region, Flares, and Solar Wind (Invited Review) // *Solar Physics*. V. 292. 100. 2017.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1125-0>
- *Dyal P.* Particle and field measurements of the Starfish diamagnetic cavity // *J. Geophys. Res.* V. 111. A12211. 2006.  
<https://doi.org/10.1029/2006ja011827>
- *Echim M.M., Lemaire J., Lie-Svendsen Ø.* A Review on Solar Wind Modeling: Kinetic and Fluid Aspects // *Surv. Geophys.* V. 32. P. 1–70. 2011.  
<https://doi.org/10.1007/s10712-010-9106-y>
- *Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhattacharjee A., Germaschewski K., Hu S.X.* Kinetic simulation of magnetic field generation and collisionless shock formation in expanding laboratory plasmas // *Phys. Plasmas*. V. 25. 102106. 2018.  
<https://doi.org/10.1063/1.5050813>
- *Garasev M., Derishev E.* Impact of continuous particle injection on generation and decay of the magnetic field in collisionless shocks // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* V. 461. P. 641–646. 2016.
- *Göde S., Rödel C., Zeil K. et al.* Relativistic Electron Streaming Instabilities Modulate Proton Beams Accelerated in Laser-Plasma Interactions // *Phys. Rev. Lett.* V. 118. 194801. 2017.  
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.118.194801>
- *Gruzinov A.* Gamma-Ray Burst Phenomenology, Shock Dynamo, and the First Magnetic Fields // *Astrophys. J. Lett.* V. 563. P. L15–L18. 2001.
- *Huntington C.M., Finza F., Ross J.S. et al.* Observation of magnetic field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows // *Nat. Phys.* V. 11. P. 173–176. 2015.
- *Kelley M.C., Livingston R.* Barium cloud striations revisited // *J. Geophys. Res.* V. 108. 1044. 2003.  
<https://doi.org/10.1029/2002ja009412>
- *Kolodner P., Yablonovitch E.* Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant-Interaction Region // *Phys. Rev. Lett.* V. 43. P. 1402–1403. 1979.
- *Lyubarsky Y., Eichler D.* Are Gamma-Ray Burst Shocks Mediated by the Weibel Instability? // *Astrophys. J.* V. 647. P. 1250–1254. 2006.
- *Medvedev M.V., Loeb A.* Generation of Magnetic Fields in the Relativistic Shock of Gamma-Ray Burst Sources // *Astrophys. J.* V. 526. P. 697–706. 1999.
- *Moreno Q., Aruado A., Korneev Ph., Li C.K., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., d’Humières E., Weber S.* Shocks and phase space vortices driven by a density jump between two clouds of electrons and protons // *Phys. Plasmas*. V. 27. 122106. 2020.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5bfb>
- *Moritaka T., Kuramitsu Y., Liu Y.-L., Chen S.-H.* Spontaneous focusing of plasma flow in a weak perpendicular magnetic field // *Phys. Plasmas*. V. 23. 032110. 2016.  
<https://doi.org/10.1063/1.4942028>
- *Nakamura R., Varsani A., Genestreti K. J. et al.* Multiscale Currents Observed by MMS in the Flow Braking Region // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 123. P. 1260–1278. 2018.  
<https://doi.org/10.1002/2017JA024686>
- *Plechaty C., Presura R., Esaulov A.A.* Focusing of an Explosive Plasma Expansion in a Transverse Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* V. 111. 185002. 2013.  
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.185002>
- *Priest E.* Magnetohydrodynamics of the sun. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 576 p. 2014.
- *Quinn K., Romagnani L., Ramakrishna B. et al.* Weibel-Induced Filamentation during an Ultrafast Laser-Driven Plasma Expansion // *Phys. Rev. Lett.* V. 108. № 13. 135001. 2012.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.135001>
- *Romagnani L., Bulanov S. V., Borghesi M. et al.* Observation of Collisionless Shocks in Laser-Plasma Experiments // *Phys. Rev. Lett.* V. 101. 025004. 2008.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.025004>
- *Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G.* Weibel-mediated collisionless shocks in laser-irradiated dense plasmas: Prevailing role of the electrons in generating the field fluctuations // *Phys. Plasmas*. V. 22. 032102. 2015.  
<https://doi.org/10.1063/1.4928096>
- *Sakagami Y., Kawakami H., Nagao S., Yamanaka C.* Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant-Interaction Region // *Phys. Rev. Lett.* V. 42. P. 839–842. 1979.
- *Sakawa Y., Morita T., Kuramitsu Y., Takabe H.* Collisionless electrostatic shock generation using high-energy laser systems // *Advances in Physics: X*. V. 1. P. 425–443. 2016.
- *Silva L.O.* Physical Problems (Microphysics) in Relativistic Plasma Flows // *AIP Conf. Proc.* V. 856. P. 109–128. 2006.
- *Shuster J.R., Gershman D.J., Chen L.-J. et al.* MMS Measurements of the Vlasov Equation: Probing the Electron Pressure Divergence Within Thin Current Sheets // *Geophys. Res. Lett.* V. 46. P. 7862–7872. 2019.  
<https://doi.org/10.1029/2019GL083549>
- *Sironi L., Spitkovsky A.* Particle acceleration in relativistic magnetized collisionless pair shocks: dependence of shock acceleration on magnetic obliquity // *Astrophys. J.* V. 698. P. 1523–1549. 2009.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/2/1523>
- *Sironi L., Spitkovsky A., Arons J.* The maximum energy of accelerated particles in relativistic collisionless shocks // *Astrophys. J.* V. 771. P. 54. 2013.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/54>
- *Spitkovsky A.* Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks: Fermi Process at Last? // *Astrophys. J. Lett.* V. 682. P. L5–L8. 2008.
- *Thaury C., Mora P., Heron A., Adam J.C.* Self-generation of megagauss magnetic fields during the expansion of a plasma // *Phys. Rev. E*. V. 82. № 1. 016408. 2010.  
<https://doi.org/10.1103/physreve.82.016408>
- *Vörös Z., Yordanova E., Varsani A. et al.* MMS Observation of Magnetic Reconnection in the Turbulent Magnetosheath // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 122. P. 11442–11467. 2017.  
<https://doi.org/10.1002/2017JA024535>
- *Weibel E.S.* Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // *Phys. Rev. Lett.* V. 2. P. 83–84. 1959.
- *Yoon P.H.* Kinetic instabilities in the solar wind driven by temperature anisotropies // *Rev. Mod. Plasma Phys.* V. 1. P. 4. 2017.  
<https://doi.org/10.1007/s41614-017-0006-1>

УДК 523.72:550.385.27

## ГЛОБАЛЬНОЕ РАЗВИТИЕ СУПЕРСУББУРИ 28 МАЯ 2011 ГОДА

© 2022 г. И. В. Дэспирак<sup>1</sup>, \*, Н. Г. Клейменова<sup>2</sup>, А. А. Любчик<sup>1</sup>,  
П. В. Сецко<sup>1</sup>, Л. И. Громова<sup>3</sup>, Р. Вернер<sup>4</sup><sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия<sup>2</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия<sup>3</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия<sup>4</sup>Институт космических исследований и технологий Болгарской Академии Наук,  
г. Стара Загора, Болгария

\*e-mail: despirak@gmail.com

Поступила в редакцию 07.12.2021 г.

После доработки 20.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

В работе исследован случай изолированной суперсуббури, наблюдавшейся на главной фазе умеренной магнитной бури 28 мая 2011 г. ( $SUM/H \sim -95$  нТл), вызванной магнитным облаком солнечного ветра. Максимум суперсуббури наблюдался около ~08:50 UT ( $SML = \sim -2600$  нТл). Исследование проводилось по данным планетарных сетей магнитометров SuperMAG и IMAGE, а также по данным спутников проекта AMPERE. Получено, что подобно другим суперсуббуриям, ионосферные токи в этом событии развивались в глобальном масштабе: в полуночном, утреннем и дневном секторах наблюдался интенсивный и протяженный западный электроджет (с максимумом около полуночи), а в послеполуденном и вечернем секторах наблюдался интенсивный восточный электроджет. Развитие глобальных токов сопровождалось интенсивными положительными бухтами, что отразилось в больших значениях  $MPV$ -индекса ( $\sim 4000$  нТл<sup>2</sup>). Показано, что во время максимального развития суперсуббури, в вечернем секторе ( $\sim 15-18$  MLT) произошло значительное усиление восточного электроджета, появился дополнительный втекающий продольный электрический ток, и одновременно в этом секторе было зарегистрировано появление дополнительного кольцевого тока. Эти факты свидетельствуют в пользу предположения о развитии дополнительного суббуревого токового клина, возникшего в вечерней стороне во время суперсуббури и замыкающегося на восточный электроджет.

DOI: 10.31857/S0016794022030063

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Суперсуббури (*supersubstorms* – *SSS*) были названы интенсивные суббури, для которых были зарегистрированы большие отрицательные величины  $SML$ -индекса ( $SML < -2500$  нТл) [Tsurutani et al., 2015]. Отметим, что в отличие от  $AL$ -индекса,  $SML$ -индекс рассчитывается по данным наблюдений на всей сети станций SuperMAG [Gjerloev, 2009, 2012; Newell and Gjerloev, 2011] и, следовательно, включает не только стандартные станции авроральной зоны, как  $AL$ -индекс, но и многие другие станции (от  $40^\circ$  до  $80^\circ$  MLAT), что важно при исследованиях интенсивных суббурь, когда геомагнитная активность может сильно смещаться по широте [Feldstein and Starkov, 1967].

Первые исследования показали, что *SSS* имеют некоторые особенности как в условиях космической погоды во время появления *SSS*, так и в развитии наземных геомагнитных возмущений в

это время. Было показано [Hajra et al., 2016; Дэспирак и др., 2019; Despirak et al., 2020], что появление *SSS* наблюдается только при определенных условиях в солнечном ветре, а именно во время прохождения магнитных облаков (*MC*) или областей сжатой плазмы перед магнитными облаками (*SHEATH*), при скачках давления солнечного ветра и больших отрицательных значениях  $B_z$ -компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). В общем, эти условия характерны и для развития больших магнитных бурь. Однако события *SSS* не всегда связаны с интенсивными магнитными бурями, как логично было бы предположить, а могут наблюдаться и во время умеренных магнитных бурь, а иногда во время не буревых условий [Tsurutani et al., 2015; Дэспирак и др. 2019].

До настоящего момента подробные исследования развития *SSS* были проведены только для нескольких событий: 8 сентября 2017 г., 9 марта 2012 г. и

5 апреля 2010 г. [Haira et al., 2018; Дэспирак и др. 2020, 2021; Nishimura et al., 2020; Zong et al., 2021]. Анализ развития *SSS* во время умеренной бури 5 апреля 2010 г. показал, что эта суперсуббура характеризовалась некоторыми особенными признаками: чрезвычайно интенсивным магнитным пересоединением, необычно большой диполизацией и интенсивными быстрыми потоками плазмы, направленными к Земле, которые наблюдались на спутниках THEMIS-A и GOES 11 [Nishimura et al., 2020]. Согласно наблюдениям спутника IMAGE, было показано, что в отличие от классических суббурь [Akasofu, 1964], в этом случае интенсивные сияния наблюдались в предполуночном и утреннем секторах местного магнитного времени (MLT) [Hajra et al., 2018]. Кроме того, было найдено, что эта суперсуббура характеризовалась необычной пространственной картиной развития авроральных электроджетов: оба электроджета — восточный и западный — развились в глобальном масштабе, и, окружая с разных сторон полярную шапку, дотягивались до дневной стороны. В результате, сформировалась сложная слоистая картина продольных токов и соответствующих им наземных магнитных бухт, которая была зарегистрирована на меридиане сети магнитометров IMAGE.

Для всех изученных событий суперсуббурь — как в случае *SSS* 5 апреля 2010 г., так и в событиях 8 сентября 2017 г. и 9 марта 2012 г. — были найдены некоторые особенности в планетарном распределении электроджетов. Главная из них — это формирование сильного западного электроджета в глобальном масштабе — от вечерней стороны на авроральных широтах до дневной в полярной области [Дэспирак и др. 2020, 2021]. Вполне вероятно, что дневные полярные возмущения, которые наблюдались одновременно с ночными суперсуббурами, являются результатом затекания западного электроджета на дневную сторону [Feldstein et al., 2006].

Известно, что западный электроджет является частью суббуревых токового клина (*substorm current wedge* — *SCW*). Это трехмерная система токов, возникающая обычно на ночной стороне в результате разрыва тока вблизи геосинхронной орбиты, когда ток поперек плазменного слоя магнитосферы через продольные электрические токи замыкается на ионосферу [Meng and Akasofu, 1969; McPherron et al., 1973]. При этом западный электроджет замыкается парой втекающих и вытекающих продольных токов, которые разделены азимутально, в результате создаются положительные отклонения (положительные бухты) в *H*-компоненте в средних и низких широтах [Rostoker, 1968; Connors et al., 2014; Chu et al., 2014]. Недавно для оценки интенсивности *SWC* был предложен среднеширотный *MPB*-индекс [Chu et al., 2015; McPherron and Chu, 2017]. Этот индекс рассчиты-

вается по данным магнитометров SuperMAG как средняя мощность вариаций *X*- и *Y*-компонент магнитного поля на станциях средних широт, он может служить мерой интенсивности среднеширотных бухт и интенсивности диполяризации во время суббури [Sergeev et al., 2011].

Кроме того, в нашей предыдущей работе [Дэспирак и др. 2021] было замечено, что во время *SSS* в послеполуночном и вечернем секторах развивался интенсивный восточный электроджет. Появление сильного восточного электроджета на вечерней стороне, возможно, связано с формированием дополнительного кольцевого тока в вечернем секторе во время *SSS* [Zong et al., 2021]. Возникающий дополнительный кольцевой ток замыкается через продольные токи на восточный электроджет, т.е. предполагается, что во время интенсивных суббурь или суперсуббурь на вечерней стороне возникает дополнительная петля токов — дополнительный суббуревой токовый клин [Fu et al., 2021; Zong et al., 2021].

Целью данной работы является продолжение исследований геомагнитных эффектов и пространственного развития электроджетов во время суперсуббурь, а также проверка предположения о том, что во время *SSS* в предвечернем секторе образуется дополнительный токовый клин обратного направления, приводящий к усилению восточного электроджета. Для анализа было выбрано одно из немногих изолированных событий — суперсуббура, наблюдавшаяся во время умеренной магнитной бури 28 мая 2011 г. Это событие *SSS* является изолированным, так как оно наблюдалась на спокойном фоне, и за 3 ч до его начала не было возмущений в *SML*-индексе с интенсивностью более 500 нТл. Отметим, что ранее рассмотренные случаи *SSS* (8 сентября 2017 г. и 9 марта 2012 г.) не были изолированными, а суперсуббури наблюдались на довольно возмущенном геомагнитном фоне и состояли из серии пиков в *SML*-индексе интенсивностью более ~2000 нТл.

## 2. ДАННЫЕ

Работа основана на анализе наземных наблюдений на глобальной сети магнитометров SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>) [Gjerloev, 2009; Newell and Gjerloev, 2011]. Были использованы также данные наблюдений на скандинавской сети станций IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) [Viljanen and Häkkinen, 1997].

Начало и развитие суперсуббури определялось с помощью геомагнитного индекса *SML*, взятого с сайта SuperMAG, и по магнитограммам. В системе SuperMAG компоненты магнитного поля определяются следующим образом:  $B = (B_N, B_E, B_Z)$ , где *N* — направление на локальный магнитный

север;  $E$  – направление на локальный магнитный восток;  $Z$  – направление вертикально вниз [Gjerloev, 2009, 2012; Newell and Gjerloev, 2011].

Интенсивность кольцевого тока и его распределение по секторам MLT определялись с помощью индексов  $SMR$  и  $SMR_{LT}$ , взятых также с сайта SuperMAG.  $SMR$ -индекс характеризует интенсивность кольцевого тока и рассчитывается на основе данных вариаций  $N$ -компоненты магнитного поля на  $\sim 100$  магнитометрах, расположенных от  $-50$  до  $+50$  град. геомагнитной широты. В проекте SuperMAG при расчете индексов магнитной активности выделяются четыре сектора местного времени с центрами в 00, 06, 12, 18 MLT, для которых определяется значение  $SMR_{LT}$  ( $SMR-00$ ;  $SMR-06$ ;  $SMR-12$ ;  $SMR-18$ ). Тогда общее значение индекса  $SMR$  определяется согласно формуле  $SMR = (SMR-00 + SMR-06 + SMR-12 + SMR-18)/4$  [Newell and Gjerloev, 2011].

Интенсивность среднеширотных бухт определялась по  $MPB$ -индексу, который был построен на основе дополнительных материалов к электронной версии статьи [McPherron and Chu, 2017].  $MPB$ -индекс рассчитывается по данным магнитометров SuperMAG как средняя мощность вариаций  $X$ - и  $Y$ -компонент магнитного поля, при этом сумма квадратов мощностей  $X$  и  $Y$  определяется на каждой из 35 станций средних широт. Подробное описание методики расчета  $MPB$ -индекса и списки используемых среднеширотных станций представлено в работах [Chu et al., 2015; McPherron and Chu, 2017].

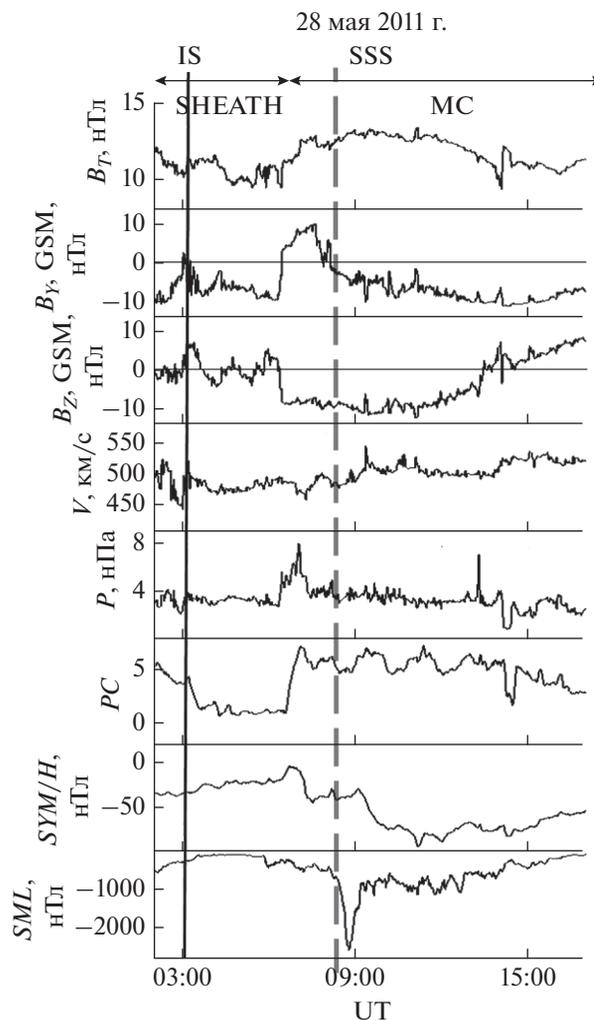
Глобальное пространственное распределение ионосферных токов определялось из карт векторов магнитного поля, полученных на сети магнитометров SuperMAG, а также карт магнитных возмущений, построенных по результатам сферического гармонического анализа магнитных измерений на одновременно работающих 66 низкоорбитальных спутников связи на высоте около 780 км системы AMPERE (*Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment*). Детальное описание методики получения этих данных приведено на сайте (<http://www.amperere.jhuapl.edu>).

Параметры солнечного ветра и ММП взяты из базы данных CDAWeb и каталога крупномасштабных типов солнечного ветра (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog>).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Условия в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле

На рисунке 1 показаны параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП), которые наблюдались 28 мая 2011 г. в 02–17 UT: магнитуда ( $B_T$ ) межпланетного магнитного поля



**Рис. 1.** Параметры солнечного ветра и ММП, а также геомагнитные индексы для периода 02–17 UT 28 мая 2011. Сверху вниз: магнитуда межпланетного магнитного поля ( $B_T$ ),  $B_Y$ - и  $B_Z$ -компоненты ММП (в системе GSM), скорость и динамическое давление солнечного ветра, геомагнитные индексы  $PC$ ,  $SYM/H$  и  $SML$ . Границы магнитного облака ( $MC$ ), и области  $SHEATH$  обозначены горизонтальными стрелками, моменты прихода ударной волны ( $IS$ ) и начала  $SSS$  отмечены вертикальными линиями (сплошной и штриховой).

(ММП),  $Y$ - и  $Z$ -компоненты ММП ( $B_Y$ ,  $B_Z$ ), скорость потока ( $V$ ), динамическое давление ( $P$ ) солнечного ветра и геомагнитные индексы  $PC$ ,  $SYM/H$  и  $SML$ .

Видно, что в этот период времени около Земли (на рис. 1 представлены данные на расстоянии 1 а.е.) наблюдался корональный выброс массы (*coronal mass ejection* –  $CME$ ), состоящий из двух последовательных структур –  $SHEATH$  и магнитного облака (*magnetic cloud* –  $MC$ ). Турбулентная область сжатой плазмы  $SHEATH$  с повышенными значениями плотности, температуры, величины

магнитного поля наблюдалась с  $\sim 04$  UT 27 мая до  $\sim 06:20$  UT 28 мая, а *MC* — с  $\sim 06:20$  до  $21:00$  UT 28 мая. На рисунке области *SHEATH* и *MC* отмечены горизонтальными стрелками. В конце области *SHEATH*, около  $03:00$  UT наблюдался скачок параметров солнечного ветра, соответствующий приходу ударной волны (*IS*), этот момент времени показан на рис. 1 вертикальной сплошной линией. Как следует из рис. 1, *MC* содержит большой интервал отрицательных значений  $B_z$ -компоненты ММП. Примерно в  $\sim 06:20$  UT началось резкое изменение  $B_z$ -компоненты ММП от  $+4$  нТл до  $-10$  нТл, и она оставалась отрицательной до  $\sim 14$  UT, минимальное значение было  $-13$  нТл. Вероятно, что длительный период отрицательных значений  $B_z$  ММП и привел к развитию умеренной геомагнитной бури с  $Dst = -95$  нТл.

На фоне этой магнитной бури начала развиваться суперсуббури (*SSS*), с минимальным значением *SML*-индекса  $\sim -2500$  нТл. Суперсуббури началась в  $\sim 08:05$  UT (на рис. 1 этот момент отмечен вертикальной штриховой линией), достигла максимума в  $\sim 08:50$  UT и закончилась примерно в  $09:10$  UT 28 мая 2011. Таким образом, длительность *SSS* была  $\sim 1$  ч. Видно, что *SSS* началась на главной фазе бури (*SYM/H*  $\sim -50$  нТл), в начале магнитного облака (*MC*). Перед *SSS* наблюдался скачок давления солнечного ветра,  $B_z$ -компонента ММП была отрицательной, в то время как  $B_y$ -компонента — положительной.

Из рисунка 1 видно, что примерно за полтора часа до начала суперсуббури  $B_z$ -компонента ММП стала отрицательной, что способствовало поступлению энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли. Известно, что индикатором этого процесса является полярный *PC*-индекс [Troshichev et al., 2014]. На рисунке 1 видно, что перед началом суперсуббури значения *PC*-индекса быстро возросли от 1 до 7, что указывает на очень большое поступление энергии от солнечного ветра в магнитосферу Земли.

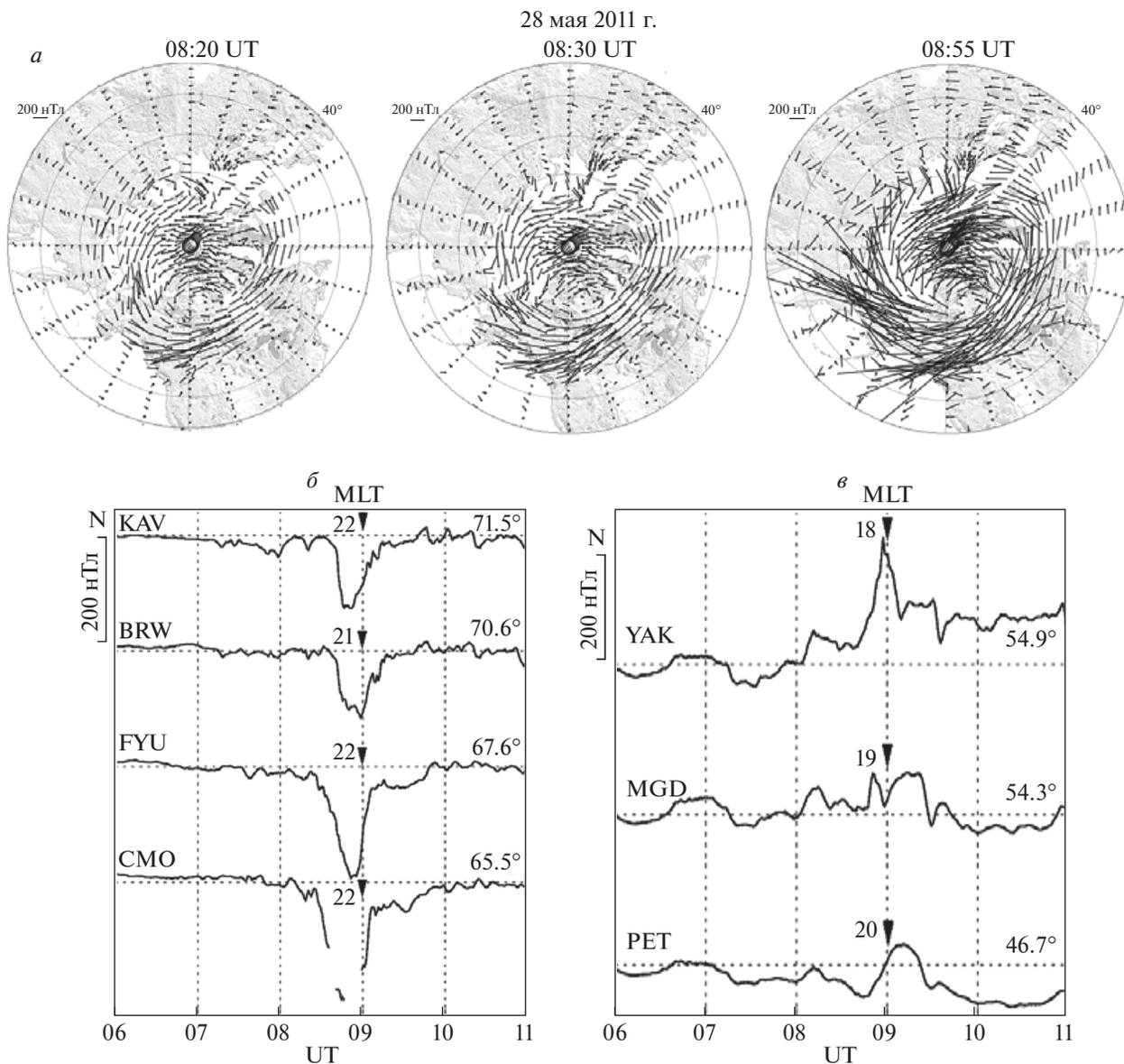
### 3.2. Развитие суперсуббури по геомагнитным наземным и спутниковым возмущениям

Рассмотрим пространственное распределение магнитных возмущений во время суперсуббури 28 мая 2011 г. Карты распределения векторов магнитного поля, полученные по данным сети SuperMAG, представлены на рис. 2. На верхней панели рисунка приведены карты для трех моментов времени —  $08:20$ ,  $08:30$  и  $08:55$  UT, по которым можно проследить динамику развития суперсуббури. На рисунке 2а магнитные вектора повернуты на  $90^\circ$  по часовой стрелке, чтобы показать направление ионосферных эквивалентных электрических токов. По очертаниям материков видно, что в предполуденном и ночном секторах находились

станции Аляски и Канады, над Гренландией было утро, Сибирь и Дальний Восток располагались в вечернем секторе (*MLT*  $\sim 16$ – $19$  ч), а Скандинавия, где расположены станции меридионального профиля *IMAGE*, находилась в дневном секторе. Отметим, что расположение магнитных станций примерно такое же, как и для случая суперсуббури 5 апреля 2010 г. Видно, что возмущения начались в ночном секторе, на севере Канады, далее они усиливались, и область их наблюдения расширялась, захватывая станции севера США и, распространяясь как на запад, по направлению к Аляске и Дальнему Востоку, так и на восток, по направлению к Гренландии и Скандинавии. В максимуме развития *SSS* наиболее сильные возмущения ( $\sim 2000$  нТл) наблюдались на Аляске, в предполуденном секторе, и на юге Канады, в ночном секторе ( $\sim 1700$  нТл). По картам магнитных векторов видно, что западный электроджет развивался в глобальном масштабе, от вечернего (Аляска) через ночной (Канада) и утренний (Гренландия) сектора до дневного сектора (Скандинавия).

На рисунке 2б представлены магнитограммы некоторых станций Аляски по данным глобальной сети SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>). Показаны вариации *N*-компоненты магнитного поля на четырех станциях Аляски: Kaktovik (KAV), Barrow (BRW), Fort Yukon (FYU) и College (CMO) с  $06$  до  $11$  UT 28 мая 2011 г. Геомагнитные координаты всех используемых станций приведены в табл. 1. Эти станции располагались в околополуденном секторе, и с  $\sim 08:25$  UT здесь наблюдались сильные отрицательные бухты (более  $\sim 1000$  нТл). При этом, наиболее сильные возмущения были зафиксированы на широтах авроральной зоны, на станциях CMO и FYU ( $\sim -2200$  нТл).

Магнитные возмущения в вечернем секторе оценить довольно трудно из-за редкой сети магнитных станций на большой территории Сибири. Магнитограммы некоторых станций Сибири и Дальнего Востока по данным сети SuperMAG представлены на рис. 2в. Показаны вариации *N*-компоненты магнитного поля на трех станциях Восточной Сибири и Дальнего Востока: Якутск (YAK), Магадан (MGD) и Паратунка (PET). Геомагнитные координаты этих станций приведены в табл. 1. Видно, что на этих станциях наблюдались довольно интенсивные положительные бухты, наибольшие возмущения ( $\sim 220$  нТл) были зарегистрированы в вечернем секторе ( $\sim 18$  *MLT*) на ст. Якутск, амплитуда бухт уменьшается от Якутска (YAK) к Камчатке (PET). Заметим, что для обычных суббурь амплитуды положительных бухт обычно много меньше ( $\sim 20$ – $30$  нТл) [например, Guineva et al., 2021]. Положительные бухты указывают на наличие интенсивного восточного электроджета. Однако, чтобы сделать более достоверные выводы о магнитных возмущениях и



**Рис. 2.** Наблюдения на сети SuperMAG во время SSS: карты пространственного распределения векторов магнитного поля, повернутые на 90°, чтобы показать направление ионосферных эквивалентных электрических токов (а) и вариации *N*-компоненты магнитного поля на отдельных станциях на Аляске (б) и в Восточной Сибири и на Дальнем Востоке (в).

положениях электроджетов, необходимо использовать данные спутниковой регистрации проекта AMPERE.

На рисунке 3 приведены результаты анализа магнитных возмущений по данным измерений на 66-ти спутниках AMPERE на высоте 780 км 28 мая 2011 г. Показаны карты сферического гармонического анализа магнитных возмущений (слева) и карты распределения продольных токов (справа), вытекающий ток отмечен кружками, втекающий – крестиками. Карты построены в геомагнитных координатах для северного полушария, полдень находится сверху карты, полночь –

внизу. Надо отметить, что на сайте AMPERE (<http://www.ampere.jhuapl.edu>) карты распределения продольных токов приведены в цвете, красным цветом показаны вытекающие токи, а синим – втекающие. При трансформации цветных рисунков в черно-белые эти цвета становятся неразличимыми, поэтому мы использовали специальные значки (крестики и нулики). Однако при этом полностью теряется информация об интенсивности токов, можно оценить только их положение и пространственное развитие.

На рисунке 3 показаны карты для двух моментов времени, близких к 08:30 и 09:00 UT, то есть в

**Таблица 1.** Геомагнитные координаты используемых станций сети SuperMAG

Станция	MLAT	MLON	MLT (в 09 UT)
Kaktovik (KAV)	71.5°	-94.7°	22
Barrow (BRW)	70.6°	-106.5°	21
Fort Yukon (FYU)	67.6°	-92.7°	22
College (CMO)	65.4°	-93.8°	22
Якутск (YAK)	54.9°	-157.4°	18
Магадан (MGD)	54.3°	-139.3°	19
Паратунка (PET)	46.7°	-132.1°	20

начале и в максимуме развития *SSS* (рис. 3а и 3б). Видно, что около 08:30 UT были зарегистрированы два протяженных электроджета — западный, который наблюдался от предполуночных до поздних утренних часов местного времени, и восточный — от полуденных до поздних вечерних часов. Западный электроджет располагается между втекающим и вытекающим токами, а восточный — между вытекающим и втекающим токами. При этом видно, что в ночном секторе геомагнитные возмущения развиваются в авроральных широтах, а в утреннем и дневном секторах — в полярных.

В максимуме развития *SSS* около 09:00 UT токи усилились, расширяясь по широте, особенно это проявилось в ночном секторе, около полуночи, втекающий и вытекающий токи расширились почти в 2 раза. А в вечернем секторе появился дополнительный втекающий ток в ~15–18 MLT (рис. 3б) и огромный вихрь возмущений над Восточной Сибирью (~16–19 MLT), что указывает на усиление восточного электроджета в этой области, возможно, из-за появления дополнительного частичного кольцевого тока, который появляется в этом секторе MLT (как будет показано ниже).

### 3.3. Развитие кольцевого тока во время суперсуббури

Развитие кольцевого тока во время *SSS* можно оценить с помощью индексов *SMR* и *SMR<sub>LT</sub>*, которые характеризуют интенсивность кольцевого тока и его распределение по секторам MLT. На рисунке 4 представлены вариации *SMR*- и *SMR<sub>LT</sub>*-индексов для 28 мая 2011 г. с 06 до 13 UT. Для сравнения динамики кольцевого тока и суперсуббури на рисунок добавлен также *SML*-индекс, а для оценки интенсивности среднеширотных положительных бухт — индекс *MPB*. На верхней панели хорошо видно начало и развитие суперсуббури. *SSS* началась в ~08:05 UT и достигла максимума в ~08:50 UT. Ниже представлены вариации индекса кольцевого тока *SMR<sub>LT</sub>* для четырех различных секторов MLT (ночного, утреннего, полуденного и вечернего). Разные сектора

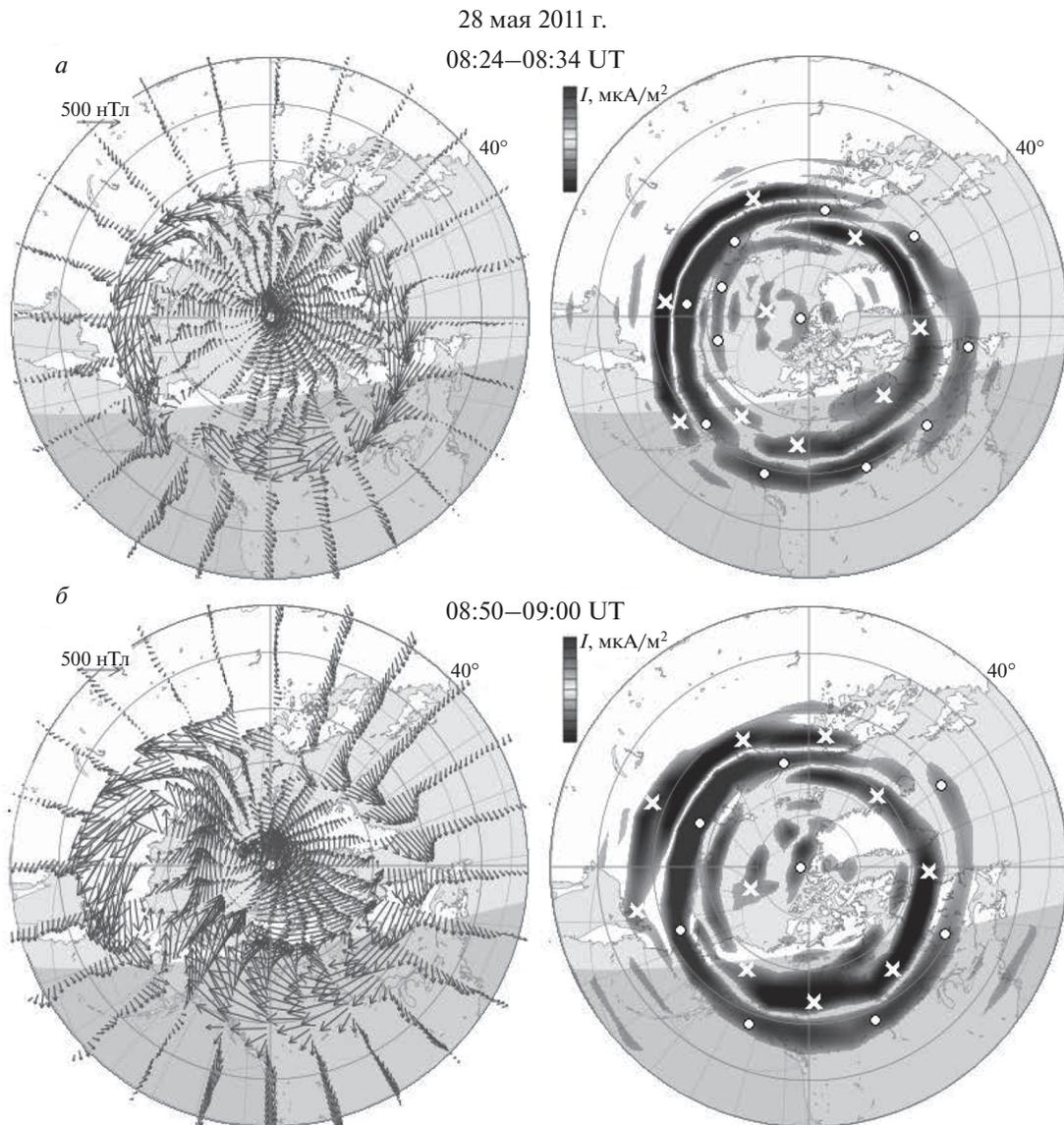
MLT показаны разными символами на графиках *SMR<sub>LT</sub>*: крест — *SMR<sub>00</sub>*; ромб — *SMR<sub>06</sub>*; треугольник — *SMR<sub>12</sub>*; звездочка — *SMR<sub>18</sub>*.

Видно, что интенсивность кольцевого тока неуклонно возрастает, индекс *SMR* достигает минимальных значений ~-150 нТл около ~11–12 UT, при чем это происходит в ночном, вечернем и дневном секторе (*SMR<sub>00</sub>*, *SMR<sub>18</sub>* и *SMR<sub>12</sub>*). Заметим, что время ~11–12 UT соответствует максимуму развития магнитной бури 28 мая 2011 г. (рис. 1). Однако, на графиках *SMR<sub>12</sub>* и *SMR<sub>18</sub>* виден еще второй дополнительный минимум около ~08:50 UT, который совпадает с минимумом в *SML*-индексе, т.е. соответствует максимальной фазе развития суперсуббури. Это доказывает то, что кольцевой ток увеличился в послеполуденной и вечерней области магнитосферы во время развития суперсуббури.

Видно, что во время минимумов в *SML* и *SMR<sub>LT</sub>* индексах наблюдался сильный всплеск в *MPB*-индексе. Так, в ~08:50 UT в *MPB*-индексе появился большой пик с максимумом ~4000 нТл<sup>2</sup>, который связан с наличием сильных возмущений на средних широтах (положительных бухт). В нашем событии довольно интенсивные положительные бухты (~100–200 нТл) были зарегистрированы на станциях Восточной Сибири, Дальнего Востока, Японии и Северной Америки, некоторые из них были представлены выше (рис. 2в). Отметим, что это очень большие величины как для *MPB*-индекса, так и для амплитуд положительных бухт, при обычных суббури их значения меньше в несколько раз [Guineva et al., 2021].

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Суперсуббури, наблюдавшаяся на фоне магнитной бури 28 мая 2011 г., возникла при очень благоприятных условиях в солнечном ветре и ММП: мимо Земли проходило магнитное облако, наблюдался длительный период отрицательных значений  $B_z$ -компоненты ММП, а также локальный скачок давления. Кроме того, как следует из рис. 1, в конце области *SHEATH*, около 03 UT бы-

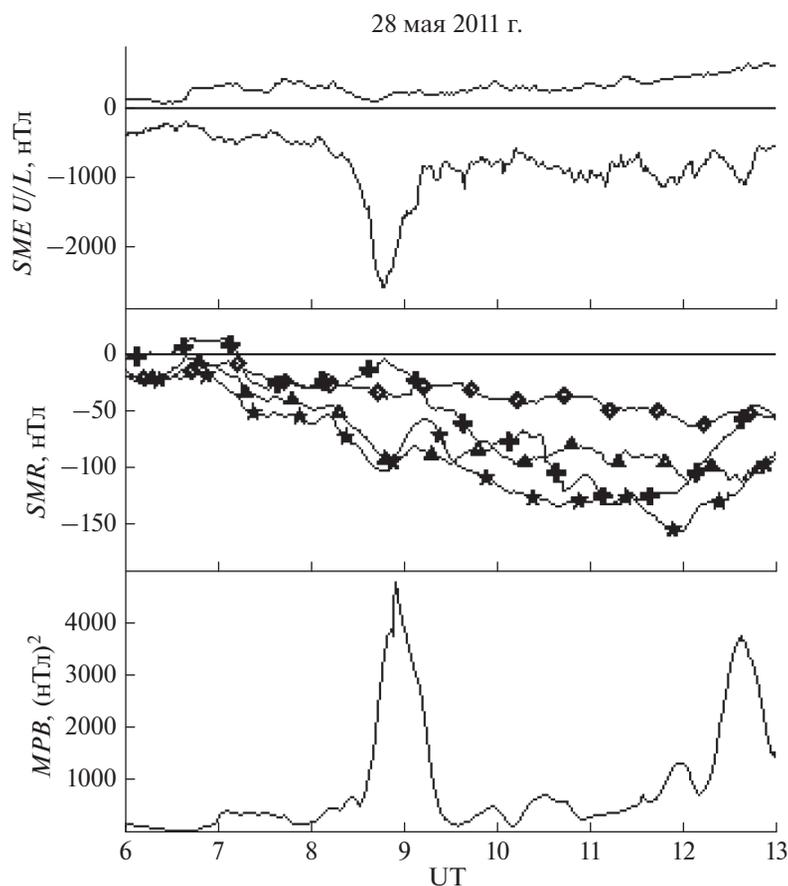


**Рис. 3.** Карты сферического гармонического анализа магнитных возмущений 28 мая 2011 г. (слева) и карты распределения продольных токов (справа), по данным проекта AMPERE. Вытекающий ток отмечен кружками, втекающий – крестиками. Карты построены в геомагнитных координатах для северного полушария для двух моментов времени: 08:20 UT (*a*) и 08:55 UT (*б*). Полдень вверх, полночь – внизу, 06 MLT – справа и 18 MLT – слева.

ла зарегистрирована ударная волна (*IS*). Поэтому несмотря на то, что появление *SSS* связано с магнитным облаком солнечного ветра, а не его фронтом (*SHEATH*), эту суперсуббурю можно отнести к событиям *SSS*, связанным с развитием ударных волн. Одним из таких событий является суперсуббуря, наблюдавшаяся в начале бури 5 апреля 2010 г., которая была рассмотрена в нескольких работах [Nishimura et al., 2020; Haira et al., 2018; Zong et al., 2021]. Обе суперсуббури были изолированными, но *SSS* 5 апреля 2010 года состояла из нескольких интенсификаций, а событие 28 мая 2011 было более простым. Отметим, что располо-

жение магнитных станций во время развития обеих *SSS* было подобным: в ночном секторе находились станции Аляски и Канады, в утреннем секторе – станции Гренландии, в дневном секторе – станции сети IMAGE, а в вечернем секторе – станции Сибири (рис. 2).

Анализ геомагнитных возмущений показал, что ионосферные токи во время этой суперсуббури 28 мая 2011 г., развивались в глобальном масштабе – от послеполуночного до вечернего секторов, окружая Землю. Во время развития *SSS* наблюдался очень интенсивный западный электроджет с максимумом в ночном секторе (~00 MLT), ко-



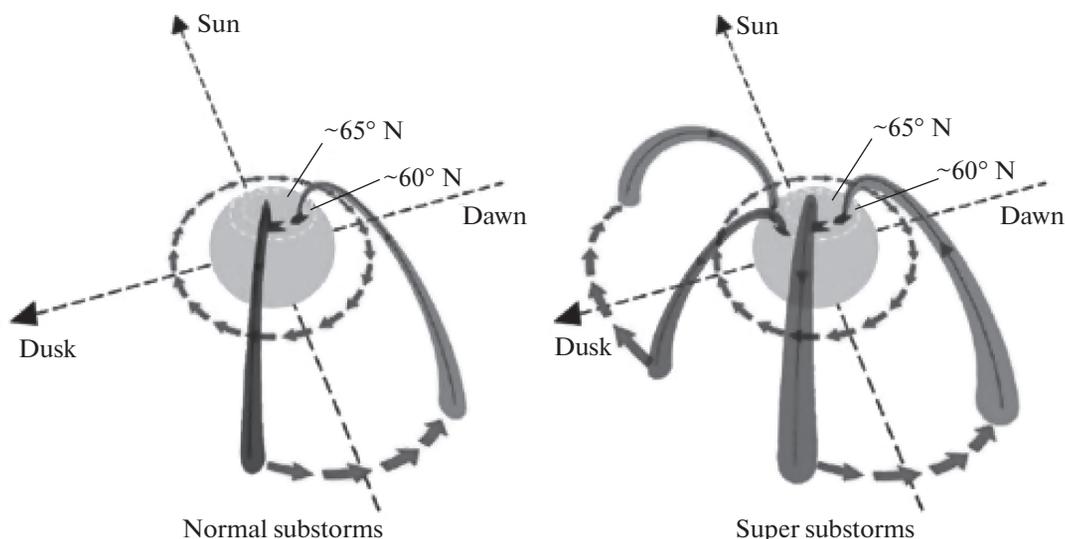
**Рис. 4.** Вариации  $SML$ ,  $SMR_{LT}$  и  $MPB$  индексов с 06 до 13 UT 28 мая 2011. Небольшими символами на графиках для  $SMR$ -индекса обозначены разные сектора MLT: крест —  $SMR-00$ ; ромб —  $SMR-06$ ; треугольник —  $SMR-12$ ; звездочка —  $SMR-18$ .

торый протягивался до полуденного сектора (рис. 2 и 3). Надо отметить, что подобное глобальное развитие западного электроджета характерно для всех рассмотренных ранее суперсуббурь [Дэспирак и др., 2020, 2021].

Кроме того, как видно из рис. 3б, развитие протяженного западного электроджета сопровождалось появлением большой положительной вариации  $N$ -компоненты магнитного поля ( $\sim 200$  нТл) на геомагнитных широтах от  $\sim 45^\circ$  до  $\sim 55^\circ$ , что могло привести к наблюдаемому импульсу  $MPB$ -индекса  $\sim 4000$  нТл<sup>2</sup>. Отметим, что  $SSS$  5 апреля 2010 г. также сопровождалась интенсивными положительными бухтами, и наблюдался большой всплеск в  $MPB$ -индексе ( $\sim 6000$  нТл<sup>2</sup>).

Недавние исследования суперсуббурь [Zong et al., 2021], связанных с ударной волной в солнечном ветре, в том числе и события 5 апреля 2010 г., показали, что во время таких событий на вечерней стороне ( $\sim 18$  MLT) происходит формирование интенсивного восточного электроджета. Предполагалось, что это может быть связано с усилением частичного кольцевого тока в этом секторе MLT.

Подобное усиление кольцевого тока видно и в случае суперсуббури 28 мая 2011 г. (рис. 4). Видно, что графики  $SMR_{12}$  и  $SMR_{18}$  (индексы частичного кольцевого тока в дневном и вечернем секторах) содержат дополнительный минимум около  $\sim 08:50$  UT, который совпадает с минимумом в  $SML$ -индексе. Это указывает на тот факт, что кольцевой ток увеличился в послеполуденной и вечерней области магнитосферы во время развития суперсуббури. Этот возникающий дополнительный кольцевой ток замыкается через продольные токи на восточный электроджет, т.е. предполагается, что во время интенсивных суббурь или суперсуббурь на вечерней стороне возникает дополнительная петля токов — дополнительный суббуревой токовый клин [Fu et al., 2021; Zong et al., 2021]. Это показано на рис. 5, взятом из статьи Zong et al. (2021), где показана модель токового клина суббури (*substorm current wedge*), которая наблюдается во время обычных суббурь (слева), и модель развития суперсуббури (справа), которая состоит из двух токовых клиньев — обычного, который связан с западным



**Рис. 5.** Модель токового клина суббури (*substorm current wedge* – SCW) для обычных суббурь (слева) и для суперсуббурь (справа). Рисунок взят из статьи Zong et al., 2021.

электроджетом на ночной стороне, и дополнительного токового клина, который связан с усилением восточного электроджета и формированием дополнительного частичного кольцевого тока на вечерней стороне. Как следует из рис. 2 и 3, в нашем случае также было зарегистрировано усиление восточного электроджета в секторе 15–18 MLT. Во время взрывной фазы *SSS* в этом секторе MLT появился дополнительный втекающий ток, который, возможно, связан с появлением частичного кольцевого тока (рис. 4).

Вопросы о механизме формирования дополнительного кольцевого тока и ускорения заряженных частиц кольцевого тока во время суперсуббури пока недостаточно исследованы. Интуитивно понятно, что во время суперсуббури, вызванной ударной волной, возможно поступление огромного числа частиц во внутреннюю магнитосферу, что может внести значительный вклад в кольцевой ток. Однако, каков физический механизм этого процесса пока неясно. В литературе обсуждается несколько возможностей, например, накопленная в долях хвоста магнитосферы энергия может высвобождаться во время импульсов динамического давления, а также внезапное глобальное магнитосферное сжатие может вызывать продольные токи, вызывающие ионосферный джоулев нагрев [Tsurutani et al., 2016]. Еще одним источником могут быть плазменные волны, генерируемые в результате столкновений с ударной волной, которые вызывают ускорение и высыпание частиц в магнитосферу [например, Zong et al., 2012]. Недавно было показано также, что в возникающих во время *SSS* быстрых потоках плазмы и плазмоидах содержится большое количество ионов кислорода, т.е. при расчетах необходимо

учитывать и вклад тяжелых ионов кислорода [Zong et al., 2021]. Для достоверных выводов необходимы дальнейшие исследования.

## 5. ВЫВОДЫ

Исследованы планетарные геомагнитные возмущения во время изолированной суперсуббури (*SSS*), наблюдавшейся 28 мая 2011 г. на главной фазе умеренной магнитной бури, вызванной подходом к магнитосфере Земли межпланетного магнитного облака.

Показано, что, подобно рассмотренным ранее случаям *SSS*, ионосферные токи во время этой суперсуббури развивались в глобальном масштабе: в полуночном, утреннем и дневном секторах наблюдался интенсивный и протяженный западный электроджет (с максимумом около полуночи), а в послеполуденном и вечернем секторах наблюдался интенсивный восточный электроджет. Развитие этих глобальных токов сопровождалось интенсивными положительными бухтами, что отразилось в значительном всплеске *MPV*-индекса (~4000 нТл<sup>2</sup>).

Установлено, что развитие суперсуббури сопровождалось значительным усилением восточного электроджета в послеполуденном – вечернем секторе (~15–18 MLT), где появился дополнительный втекающий продольный ток. Одновременно в этом секторе также наблюдалось появление дополнительного кольцевого тока. Эти факты свидетельствуют в пользу предположения о дополнительном суббуревом токовом клине, возникающим на вечерней стороне во время супер-

суббури, и замыкающемся на восточный электроджет.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность создателям базы данных OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>), каталога крупномасштабных типов солнечного ветра <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog>, баз данных SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>), IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>), AMPERE (<http://www.ampere.jhuapl.edu>) за возможность их использования в работе.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Дэспирак И.В., Клейменовой Н.Г., Любича А.А., Седко П.В. поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 20-55-18003Болг а; работа Вернера Р. выполнена при поддержке проекта Национального научного фонда Болгарии (проект № КП-06-Русия/15); работа Громова Л.И. выполнена в рамках госзадания ИЗМИРАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г. Суперсуббури и условия в солнечном ветре // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 2. С. 183–190. 2019. <https://doi.org/10.1134/S001679401902007X>
- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Громов С.В., Мальшева Л.М. Суперсуббури во время бурь 7–8 сентября 2017 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 308–317. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020030049>
- Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Громов С.В., Мальшева Л.М. Долготные геомагнитные эффекты суперсуббурь во время геомагнитной бури 9 марта 2012 г. // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 85. № 3. С. 346–352. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0367676521030108>
- Akasofu S.-I. The development of the auroral substorm // Planet. Space Sci. V. 12(4). P. 273–282. 1964. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(64\)90151-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90151-5)
- Chu X., Hsu T.-S., McPheron R.L., Angelopoulos V., Pu Z., Weygang J.J., Kihara K., Connors M., Kissinger J., Zhang H., Aam O. Development and validation of inversion technique for substorm current wedge using ground magnetic field data // J. Geophys. Res.: Space Phys. V. 119. P. 1909–1924. 2014. <https://doi.org/10.1002/2013ja019185>
- Chu X., McPheron R.L., Hsu T.-S., Angelopoulos V. Solar cycle dependence of substorm occurrence and duration: Implications for onset // J. Geophys. Res.: V. 120. P. 2808–2818. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021104>
- Connors M., McPheron R.L., Anderson B.J., Korth H., Russell C.T., Chu X. Electric currents of a substorm current wedge on 24 February 2010 // Geophys. Res. Lett. V. 41. P. 4449–4455. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014gl060604>
- Despirak I.V., Lubchich A.A., Kleimenova N.G. Several special conditions in the solar wind for a supersubstorm appearance // “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XLIII Annual Seminar, Apatity. P. 7–10. 2020. <https://doi.org/10.37614/2588-0039.2020.43.001>
- Feldstein Y.I., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and geomagnetic disturbances // Planet. Space Sci. V. 15. P. 209–229. 1967.
- Feldstein Y.I., Popov V.A., Cumnock J.A., Prigancova A., Blomberg L.G., Kozyra J.U., Tsurutani B.T., Gromova L.I., Levitin A.E. Auroral electrojets and boundaries of plasma domains in the magnetosphere during magnetically disturbed intervals // Ann. Geophys. V. 24. P. 2243–2276. 2006. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-2243-2006>
- Fu H., Yue C., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Fu S., Statistical characteristics of substorms with different intensity // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 126. e2021JA029318. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029318>
- Gjerloev J.W. A global ground-based magnetometer initiative // EOS Trans. AGU. V. 90. № 27. P. 230–231. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009EO270002>
- Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique // J. Geophys. Res. V. 117. № A9. A09213. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
- Guineva V., Werner R., Despirak I., Bojilova R., Raykova L. Mid-latitude positive bays during substorms by quiet and disturbed conditions // Comptes rendus de l’Acad’emie bulgare des Sciences, Space physics. V. 74. P. 1185–1193. 2021. <https://doi.org/10.7546/CRABS.2021.08.10>
- Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E., Gonzalez W.D., Gjerloev J.W. Supersubstorms (SML < –2500 nT): Magnetic storm and solar cycle dependences // J. Geophys. Res. V. 121. № 8. P. 7805–7816. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA021835>
- Hajra R., Tsurutani B.T. Interplanetary Shocks Inducing Magnetospheric Supersubstorms (SML < –2500 nT): Unusual Auroral Morphologies and Energy Flow // Astrophys. J. V. 858:123 (6pp). 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabaed>
- Newell P.T., Gjerloev J.W. Substorm and magnetosphere characteristic scales inferred from the SuperMAG auroral electrojet indices // J. Geophys. Res. V. 116. № A12. A12232. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016936>
- Nishimura Y., Lyons L.R., Gabrielse C., Sivasdas N., Donovan E.F., Varney R.H., Angelopoulos V., Weygang J.M., Conde M.G., Zhang S.R. // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 125. № 4. e2019JA027654. 2020. <https://doi.org/10.1029/2019JA027654>
- McPheron R.L., Russell C.T., Aubry M.P. Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms // J. Geophys. Res. V. 78(16). P. 3131–3149. 1973. <https://doi.org/10.1029/ja078i016p03131>
- McPheron R.L., Chu X. The midlatitude positive bay index and the statistics of substorm occurrence // J. Geophys. Res. V. 123. P. 2831–2850. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017JA024766>

- *Meng C.-I., Akasofu S.-I.* A study of polar magnetic substorms: 2. Three-dimensional current system. // *J. Geophys. Res.* V. 74(16). P. 4035–4053. 1969.  
<https://doi.org/10.1029/ja074i016p04035>
- *Rostoker G.* Macrostructure of geomagnetic bays // *J. Geophys. Res.* V. 73(13). P. 4217–4229. 1968.  
<https://doi.org/10.1029/ja073i013p04217>
- *Sergeev V.A., Tsyganenko N.A., Smirnov M.V., Nikolaev A.V., Singer H.J., Baumjohann W.* Magnetic effects of the substorm current wedge in a “spread-out wire” model and their comparison with ground, geosynchronous, and tail lobe data // *J. Geophys. Res.* V. 116. A07218. 2011.  
<https://doi.org/10.1029/2011JA016471>
- *Troshichev O.A., Podorozhkina N.A., Sormakov D.A., Jangzhura A.S.* PC index as a proxy of the solar wind energy that entered into the magnetosphere: Development of magnetic substorms // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 119. 2014.  
<https://doi.org/10.1002/2014JA019940>
- *Tsurutani B.T., Hajra R., Echer E., Gjerloev J.W.* Extremely intense ( $SML \leq -2500$  nT) substorms: Isolated events that are externally triggered? // *Ann. Geophys.* V. 33. № 5. P. 519–524. 2015.  
<https://doi.org/10.5194/angeocom-33-519-2015>
- *Tsurutani B.T., Hara R., Tanimori T., Takada A., Remya B., Mannucci A.J., Lakhina G.S., Kozyra J.U., Shiokawa K., Lee L.C., Echer E., Reddy R.V., Gonzales W.D.* Heliospheric plasma sheet (HPS) impingement onto the magnetosphere as a cause of relativistic electron dropouts (REDs) via coherent EMIC wave scattering with possible consequences for climate change mechanisms // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* V. 121(10). P. 10 130–10 156. 2016.  
<https://doi.org/10.1002/2016JA022499>
- *Viljanen A., Häkkinen L.* IMAGE magnetometer network, Satellite-ground based coordination sourcebook // ed. Lockwood M., Wild M.N., Opgenoorth H.J. ESA publications SP-1198. P. 111–117. 1997.
- *Zong Q.G., Wang Y.F., Zhang H., Fu S.Y., Zhang H., Wang C.R., Yuan J., Vogiatzis I.* Fast acceleration of inner magnetospheric hydrogen and oxygen ions by shock induced ULF waves // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* V. 117. № A11. 2012.  
<https://doi.org/10.1029/2012JA018024>
- *Zong Q.-G., Yue C., Fu S.-Y.* Shock induced strong substorms and super substorms: Preconditions and associated oxygen ion dynamics // *Space Sci. Rev.* V. 217(33). 2021.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00806-x>

УДК 550.388.2

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ОБЛАСТИ ЗАСВЕТКИ ОНЧ АВРОРАЛЬНОГО ХИССА ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В АВРОРАЛЬНЫХ ШИРОТАХ

© 2022 г. А. С. Никитенко<sup>1</sup> \*, Ю. Маннинен<sup>2</sup>, Ю. В. Федоренко<sup>1</sup>, Н. Г. Клейменова<sup>3</sup>,  
М. В. Кузнецова<sup>1</sup>, А. В. Ларченко<sup>1</sup>, Е. Б. Бекетова<sup>4</sup>, С. В. Пильгаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

<sup>2</sup>Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Соданкюля, Финляндия

<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ИФЗ РАН),  
г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Филиал Мурманского арктического государственного университета  
в г. Апатиты, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

\*e-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Поступила в редакцию 28.12.2021 г.

После доработки 10.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Представлены результаты наземных наблюдений всплесков ОНЧ аврорального хисса в обсерваториях Ловозеро (Россия) и Каннуслахто (Финляндия), расположенных на близких геомагнитных широтах и разнесенных по долготе на расстояние ~400 км. Проанализировано 22 события, зарегистрированных с 7 ноября 2018 г. по 9 февраля 2020 г. Выявлено 4 типа пространственной структуры области засветки аврорального хисса: (1) область засветки имеет размеры, малые относительно расстояния между станциями; (2) область засветки вытянута по долготе; (3) область засветки перемещается по долготе; (4) смешанный тип. Для каждого типа сформулированы отличительные особенности временных вариаций горизонтальной компоненты магнитного поля, индекса круговой поляризации, отношения вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте магнитного поля и распределения плотности потока энергии по углам прихода на частоте 8 кГц. Мы предполагаем, что размеры и положение области засветки ОНЧ аврорального хисса могут быть индикатором положения и поперечных размеров области, занятой мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации в верхней ионосфере.

DOI: 10.31857/S0016794022030129

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Авроральный хисс — один из типов естественных магнитосферных ОНЧ (очень низкочастотные волны, от сотен Гц до десятков кГц) излучений, регистрируемых у земной поверхности. Эти излучения могут занимать широкую полосу частот — от единиц до сотен кГц. Максимум интенсивности хисса отмечен в полосе частот 8–10 кГц [Makita, 1979]. На земной поверхности авроральный хисс наблюдается на геомагнитных широтах 65°–70° [Harang and Larsen, 1965; Morozumi, 1965; Jørgensen, 1966; Naykawa et al., 1975] и типичен для подготовительной фазы магнитосферной суббури [Клейменова и др., 2019; Manninen et al., 2020]. Низкоорбитальные спутники регистрируют хисс практически при каждом пересечении авроральных широт в вечернее и ночное время [Gurnett, 1966; Hughes et al., 1971].

Генерация хисса происходит в высокоширотной области магнитосферы на высотах 5–20 тыс. км за счет развития черенковской неустойчивости электронов с энергиями меньше 10 кэВ [Jørgensen, 1968; Maggs, 1976; Makita, 1979]. Многочисленные спутниковые наблюдения показывают, что всплески аврорального хисса коррелируют с потоками мягких электронов с энергиями ниже 1 кэВ [Hoffman and Laaspere, 1972; Laaspere and Hoffman, 1976; Mosier and Gurnett, 1972]. Волновая нормаль генерируемых волн лежит вблизи резонансного конуса [Maggs, 1976; Sazhin et al., 1993], который для волн ОНЧ-диапазона близок к 90°. Такие волны называют квазиэлектростатическими [Sonwalkar, 2000]. Волны ОНЧ-диапазона с волновыми нормальными вблизи резонансного конуса не способны выйти к земной поверхности [Budden, 1985]. Они могут отразиться или в верхней ионосфере на высоте, где их частота становится

равной локальной частоте нижнегибридного резонанса [Kimura, 1966], или в нижней ионосфере, где происходит полное внутреннее отражение волн из-за непопадания волновых нормалей в конус выхода, определяемый из закона Снеллиуса [Budden, 1985].

Основным механизмом, обеспечивающим выход квазиэлектростатических волн к земной поверхности, считается их рассеяние на мелко-масштабных (порядка сотен метров) неоднородностях плотности электронной концентрации в ионосфере на высотах меньше 5000 км [Sonwalkar, 2000]. На земной поверхности регистрируются рассеянные волны, волновые нормали которых попали в конус выхода [Sonwalkar, 2000; Лебедь и др., 2019].

На основе сравнения результатов моделирования распространения аврорального хисса от области генерации до наземного наблюдателя с результатами наземных наблюдений аврорального хисса было показано [Лебедь и др., 2019; Никитенко и др., 2021], что рассеянные волны “засвечивают” область на земной поверхности (далее область засветки), положение и размер которой определяются положением и поперечным размером области в верхней ионосфере, занятой мелко-масштабными неоднородностями электронной концентрации. Область засветки (как и область, занятая неоднородностями) локальна и может быть как вытянутой по долготе на расстояние вплоть до 400–600 км, так и иметь относительно малые размеры по широте и долготе (~100 км) [Лебедь и др., 2019; Никитенко и др., 2021]. Локальная по широте область была также обнаружена экспериментально в ходе одновременных наземных наблюдений аврорального хисса в авроральных и приполярных широтах [Пильгаев и др., 2020]. Сопоставление результатов моделирования распространения аврорального хисса и данных наземных наблюдений хисса позволило сделать вывод, что при анализе таких излучений использование распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода привносит дополнительную информацию о положении области засветки и, соответственно, области в ионосфере, занятой неоднородностями, относительно точки регистрации [Лебедь и др., 2019; Никитенко и др., 2021]. При этом локализация этих областей может быть проведена даже по данным наблюдений только на одной станции.

Целью данной работы является исследование особенностей пространственной структуры области засветки и соответствующих им особенностей временных вариаций параметров поля аврорального хисса по данным наземных наблюдений в авроральных широтах в двух разнесенных по долготе точках.

## 2. ДАННЫЕ

Одновременные наземные ОНЧ-наблюдения проводятся в obs. Ловозеро (LOZ, Россия, географические координаты:  $\varphi = 67.97^\circ \text{ N}$ ,  $\lambda = 35.02^\circ \text{ E}$ , исправленные геомагнитные координаты:  $\Phi = 64.7^\circ$ ,  $\Lambda = 113.1^\circ$ ) и на финской ст. Каннуслехто (KAN, географические координаты:  $\varphi = 67.74^\circ \text{ N}$ ,  $\lambda = 26.27^\circ \text{ E}$ , исправленные геомагнитные координаты:  $\Phi = 64.6^\circ$ ,  $\Lambda = 105.6^\circ$ ), расположенных на близких геомагнитных широтах и разнесенных по долготе на ~400 км (рис. 1). В этих точках ведется регистрация горизонтальных компонент напряженности магнитного поля  $H_x$ ,  $H_y$  с использованием взаимно ортогональных рамочных антенн и вертикальной компоненты напряженности электрического поля  $E_z$  с помощью вертикального диполя. Регистрирующая аппаратура имеет схожие частотные характеристики, отличается низким уровнем собственных шумов и имеет точную привязку данных к мировому времени. Более подробно устройство приемников приведено в работах [Маннинен, 2005; Пильгаев и др., 2021]. Для сравнения результатов наблюдений в двух точках проведена тщательная калибровка регистраторов с использованием метода, изложенного в работе [Пильгаев и др., 2021]. Для достижения высокой точности калибровки использован генератор с привязкой волновой формы сигнала к сигналу GPS/GLONASS-приемника [Пильгаев и др., 2017, 2018].

## 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Записи компонент ОНЧ-поля обычно зашумлены атмосфериками — импульсными электромагнитными сигналами, вызванными грозовыми разрядами. Для подавления этих сигналов применен метод, используемый в работе [Лебедь и др., 2019]. На временной форме каждой компоненты поля производился поиск атмосфериков. Выделенные атмосферика удалались, а полученные зазоры заменялись отрезком прямой, соединяющей крайние отсчеты сигнала. Анализ поля всплесков аврорального хисса производился в выделенной полосе частот в окрестности максимума интенсивности аврорального хисса (8–10 кГц) [Makita, 1979]. Для этого записи компонент поля были подвергнуты фильтрации полосовым фильтром с центральной частотой 8 кГц и шириной полосы 1 кГц. Рассматривались временные вариации горизонтальной компоненты магнитного поля  $H_t = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$ , индекса круговой поляризации ( $P_c$ ), отношения вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте магнитного ( $|E_z|/H_t$ ) и распределения плотности потока энергии по углам прихода волн в точку наблюдений ( $p(\varphi)$ ).

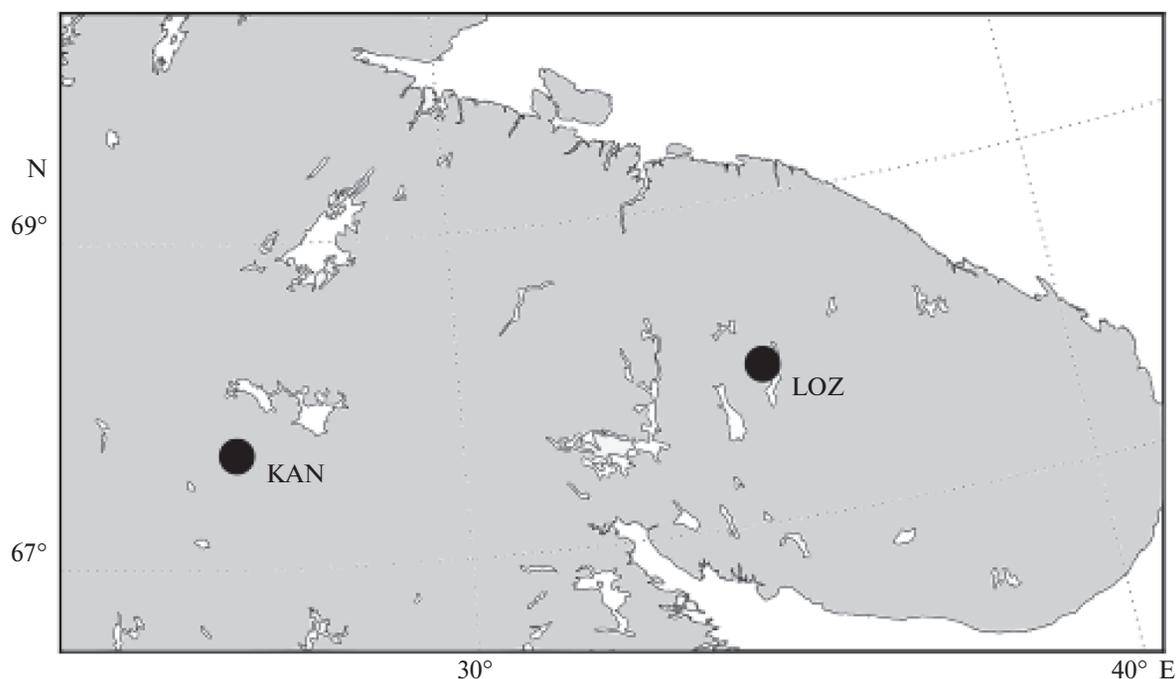


Рис. 1. Карта расположения точек ОНЧ-наблюдений Каннуслехто (KAN) и Ловозеро (LOZ) в географических координатах.

Индекс круговой поляризации рассчитывался, как  $P_c = 2\text{Im}(\tilde{H}_x \tilde{H}_y^*) / (\tilde{H}_x^2 + \tilde{H}_y^2)$ , [Рытов, 1976]. Здесь  $\tilde{H}_x$ ,  $\tilde{H}_y$  – отфильтрованные записи компонент магнитного поля, представленные в виде комплексных аналитических сигналов [Рытов, 1976], символ  $\text{Im}$  означает мнимую часть от выражения в скобках, звездочкой обозначено комплексное сопряжение. Индекс круговой поляризации отрицателен для лево-поляризованных волн и положителен для право-поляризованных. При значениях  $\pm 1$  поляризация круговая, а при  $P_c = 0$  – поляризация линейная.

Отношение вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте магнитного ( $|E_z|/H_t$ ) пропорционально синусу угла падения регистрируемой волны [Makita, 1979; Tsuruda, 1979]. Распределения плотности потока энергии по углам прихода волн в точку наблюдений  $p(\varphi)$  показывают величину плотности потока энергии регистрируемых излучений, попадающую в тот или иной интервал углов прихода волн. Максимум распределения  $p(\varphi)$  показывает наиболее вероятное направление прихода волн в точку наблюдений, а ширина распределения характеризует разброс направлений потока энергии относительно максимума. Форма распределения зависит от взаимного положения точки наблюдений и области засветки и, соответственно, области в ионосфере, занятой мелкомасштабными

неоднородностями [Лебедь и др., 2019, Никитенко и др., 2021]. При расположении точки наблюдений в центре области засветки, плотность потока энергии распределена практически равномерно по всему диапазону углов прихода –  $0^\circ$ – $360^\circ$ . По мере удаления от центра в распределении появляется выраженный максимум, указывающий на центр области засветки, и уменьшается ширина распределения [Лебедь и др., 2019]. В данной работе мы рассчитывали распределения плотности потока энергии по углам прихода волн в точку наблюдений  $p(\varphi)$  для 15-ти секундных интервалов с перекрытием 50%.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовались всплески аврорального хисса, зарегистрированные в KAN и LOZ с 07 ноября 2018 г. по 9 февраля 2020 г. Для анализа выбрано 22 события регистрации аврорального хисса с отношением сигнал/шум на обеих станциях не меньше 10 дБ и длительностью, не превышающей 10–15 мин. Эти события были разделены на 4 группы по особенностям поведения параметров поля  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$ : 1) индекс круговой поляризации и отношение  $|E_z|/H_t$  слабо меняются во времени и существенно отличаются в двух точках; 2) индекс круговой поляризации и отношение  $|E_z|/H_t$  слабо меняются во времени и прини-

мают близкие значения в двух точках; 3) параметры  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  испытывают плавные вариации; 4) параметры  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  испытывают скачкообразные вариации. Ниже рассмотрены наиболее типичные события из каждой группы и предложена интерпретация этих событий.

#### 4.1. Область засветки с размерами, малыми относительно расстояния между станциями

Рассмотрим авроральный хисс, зарегистрированный на станциях KAN и LOZ 20 декабря 2018 в 19:17–19:37 UT. На рисунке 2а представлены временные вариации параметров  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  на обеих станциях в данном интервале. Как видно из рисунка, в LOZ амплитуда горизонтальной компоненты ( $H_t$ ) в 3–5 раз выше, чем в KAN. С 19:23 по 19:28 UT индекс круговой поляризации  $P_c$  меняется мало и составляет около 0.8. Это означает, что в данный момент регистрируются волны с правой, близкой к круговой, поляризацией [Лебедь, 2019; Никитенко, 2021; Рытов, 1976]. При этом отношение  $|E_z|/H_t$  уменьшается практически в два раза по сравнению с началом всплеска в 19:23 UT (рис. 2а), что, по-видимому, вызвано существованием в этот момент волн с малыми углами падения. Плотность потока энергии распределена практически равномерно, то есть волны приходят в точку наблюдений со всех направлений [Лебедь и др., 2019; Никитенко и др., 2021].

На станции KAN индекс круговой поляризации  $P_c$  в течение всего всплеска близок к нулю, а отношение  $|E_z|/H_t$  от начала всплеска к его концу увеличивается в полтора раза. В данной точке регистрируются практически линейно поляризованные волны, с углами падения выше, чем в LOZ. Распределение плотности потока энергии по углам прихода  $p(\varphi)$  в KAN имеет выраженный максимум примерно на  $80^\circ$ , а разброс по углам составляет около  $60^\circ$ – $80^\circ$ . В используемой системе координат азимутальный угол отсчитывается по часовой стрелке от направления на север, то есть в данном случае волны приходят в точку наблюдений преимущественно с востока, где расположена ст. LOZ.

Правая, близкая к круговой, поляризация волн ( $P_c = 0.8$ ) и широкое распределение  $p(\varphi)$ , наблюдаемые в LOZ, означают, что в данном случае точка наблюдений находится вблизи центра области засветки рассеянных волн [Лебедь и др., 2019; Никитенко и др., 2021]. Уменьшение отношения  $|E_z|/H_t$  подтверждает этот вывод. Линейная поляризация волн и малый разброс по углам в распределении  $p(\varphi)$  в KAN указывают на расположение этой точки вдали от центра области засветки, где, по-видимому, уже начинает домини-

ровать волна, испытывавшая отражения от стенок волновода Земля–ионосфера [Лебедь и др., 2019; Никитенко и др., 2021]. Это подтверждается и наблюдаемым в этой точке увеличением отношения  $|E_z|/H_t$ . Поскольку расстояние между станциями KAN и LOZ составляет около 400 км, можно предположить, что в данном случае область засветки имела размеры в 2–3 раза меньше расстояния между станциями. Обнаружено еще 4 подобных события, в двух из которых центр области засветки находился в окрестности ст. KAN, а в двух других – вблизи LOZ.

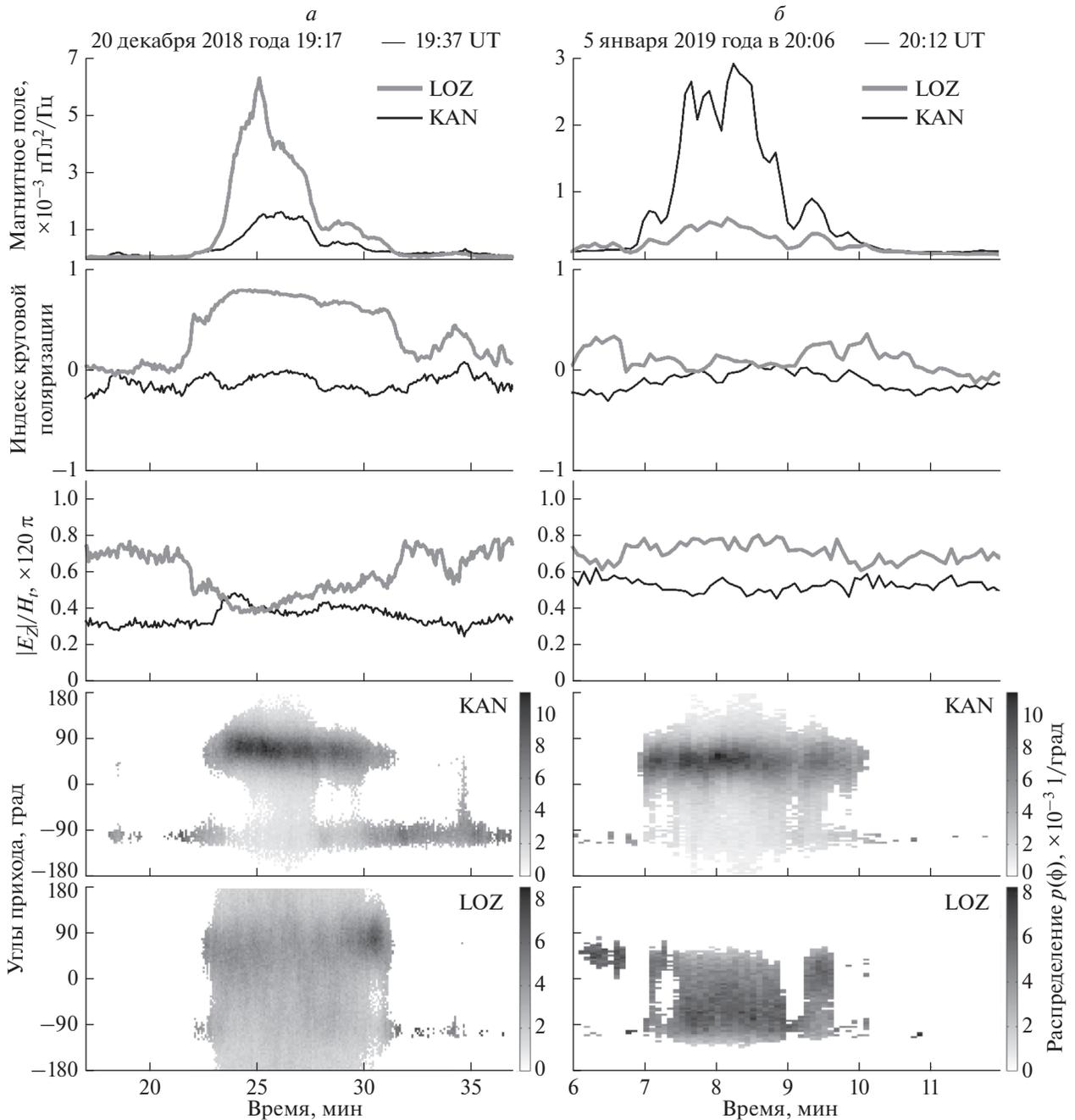
#### 4.2. Область засветки, вытянутая по долготе

На рисунке 2б представлены вариации параметров  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  во время регистрации аврорального хисса 5 января 2019 г. в 20:06–20:12 UT. На станциях KAN и LOZ индекс круговой поляризации  $P_c$  принимает близкие значения ( $P_c \sim 0$ ), т.е. в данном случае на обеих станциях регистрируются волны с линейной поляризацией. Отношение  $|E_z|/H_t$  на станциях не меняется в течение всплеска, поэтому можно предположить, что в точках наблюдений регистрируются волны, испытывавшие отражения от стенок волновода Земля–ионосфера. Максимум распределения  $p(\varphi)$  в KAN находится примерно на  $45^\circ$ , а в LOZ на  $-60^\circ$ . В данном случае область засветки находилась на более высоких широтах, чем KAN и LOZ.

Наблюдаемые временные вариации параметров поля отличаются от рассмотренных в предыдущем примере. Они могут быть объяснены только существованием в данный момент области засветки, вытянутой по долготе. При этом ее долготные размеры сравнимы или превышают расстояние между станциями. Поскольку амплитуда горизонтальной компоненты магнитного поля в KAN выше, чем в LOZ (рис. 2б), по-видимому, в рассматриваемом примере центр области засветки рассеянных волн находится ближе к KAN. Подобные вариации обнаружены еще в пяти событиях из 22-х.

#### 4.3. Перемещение области засветки по долготе

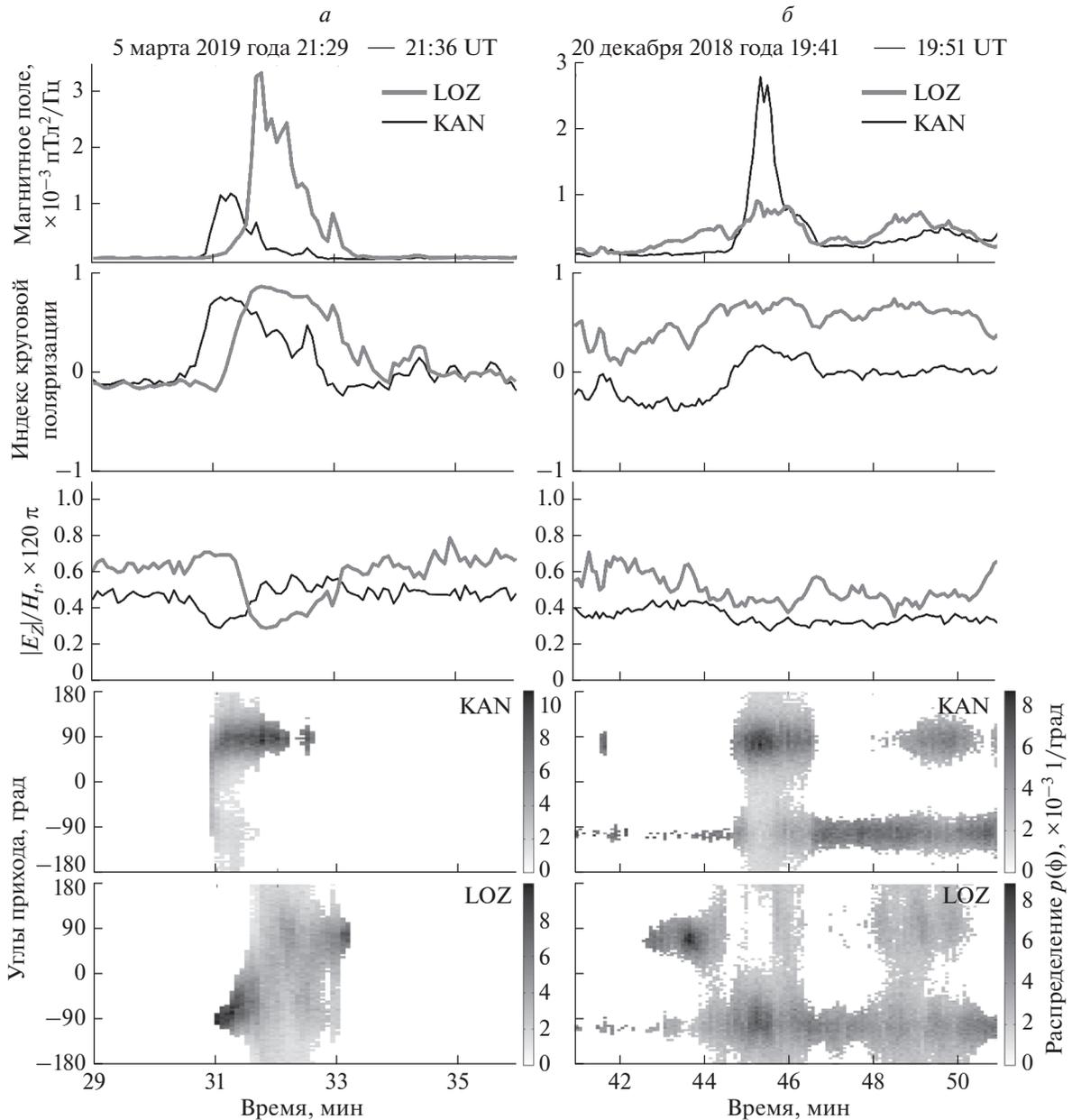
В трех событиях регистрации аврорального хисса из 22-х отмечены вариации параметров поля  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  схожие представленным на рис. 3а, рассчитанным для случая регистрации аврорального хисса 5 марта 2019 21:29–21:36 UT. В 21:31:15 UT в KAN амплитуда вариаций  $H_t$  и индекс круговой поляризации  $P_c$  достигают максимумов ( $P_c = 0.75$ ). От начала всплеска к этому моменту отношение  $|E_z|/H_t$  уменьшается почти в два раза. Распределение плотности потока энер-



**Рис. 2.** (сверху вниз) Временные вариации горизонтальной компоненты магнитного поля  $H_t$ , индекса круговой поляризации  $P_c$ , отношения вертикальной компоненты напряженности электрического поля к горизонтальной компоненте напряженности магнитного  $|E_z|/H_t$ , распределения плотности потока энергии по обратному азимуту вектора Пойнтинга  $p(\phi)$  на частоте 8 кГц на станциях KAN и LOZ для события регистрации аврорального хисса: (а) – 20 декабря 2018 г. 19:17–19:37 UT, (б) – 5 января 2019 года в 20:06–20:12 UT.

гии по углам прихода  $p(\phi)$  практически равномерно (рис. 3а). По-видимому, в этот момент центр области засветки находится в окрестности ст. KAN аналогично рассмотренному ранее событию 20 декабря 2018 в 19:17–19:37 UT, когда этот центр находился в окрестности LOZ. Затем про-

исходит плавное уменьшение амплитуды вариаций  $H_t$  и индекса круговой поляризации  $P_c$ , увеличение значений отношения  $|E_z|/H_t$ , а также уменьшение разброса в распределении  $p(\phi)$ . К концу всплеска (около 21:33 UT) индекс круго-



**Рис. 3.** (То же самое, что на рис. 2) Параметры  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\phi)$  на частоте 8 кГц на станциях KAN и LOZ для события регистрации аврорального хисса: (а) – 5 марта 2019 г. 21:29–21:36 UT, (б) – 20 декабря 2018 г. 19:41–19:51 UT.

вой поляризации  $P_c \sim 0$ , отношение  $|E_z|/H_t$  увеличивается почти в два раза относительно значений в 21:31:15 UT, а максимум распределения  $p(\phi)$  находится примерно на  $90^\circ$  с разбросом по углам  $50^\circ$ – $60^\circ$ . Согласно представленным выше рассуждениям, в этот момент в KAN с востока приходят волны, испытавшие одно или несколько отражений от стенок волновода Земля–ионосфера.

На станции LOZ наблюдаются похожие вариации параметров поля с некоторой временной задержкой. Максимумы  $H_t$  и  $P_c$ , а также минимум

$|E_z|/H_t$ , наблюдаются около 21:31:45 UT (через 30 с после наблюдения их в KAN). В 21:31 UT максимум распределения  $p(\phi)$  находится на  $-(80^\circ$ – $90^\circ)$ , что означает западное направление прихода волн (со стороны станции KAN), где появился авроральный хисс. Затем разброс плотности потока энергии по обратному азимуту увеличивается. Около 21:31:45 UT распределение  $p(\phi)$  становится практически равномерным. В этот момент центр области засветки находится вблизи станции LOZ. После этого разброс в углах начи-

нает уменьшаться. В 21:33:15 UT максимум распределения находится на  $75^\circ$  (восточное направление прихода), а разброс составляет около  $50^\circ$ .

В рассмотренном примере, по-видимому, происходит перемещение области засветки и, соответственно, области рассеяния по долготе в направлении запад-восток, как и в работе [Лебедь, 2019]. Наблюдаемые в LOZ значения амплитуды горизонтальной компоненты магнитного поля выше, чем в KAN, могут быть вызваны особенностями генерации аврорального хисса. В одном из трех событий данного типа перемещение области засветки происходит с востока на запад.

#### 4.4. Смешанный тип

Наиболее часто (8 случаев из 22) на станциях KAN и LOZ регистрируются всплески аврорального хисса, которые не могут быть объяснены существованием упомянутых выше простых конфигураций области засветки. Ниже рассмотрено одно из таких событий.

На рисунке 3б показаны вариации параметров  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  для 20 декабря 2018 19:41–19:51 UT. Наблюдаемые в LOZ достаточно высокие значения индекса круговой поляризации  $P_c$  (0.6–0.7) и небольшое уменьшение отношения  $|E_z|/H_t$  относительно начала всплеска свидетельствуют о расположении данной точки на некотором удалении от центра области засветки. Отсутствие существенных временных вариаций этих параметров позволяет предположить отсутствие изменений в положении области засветки в течение развития всплеска. При этом вариации распределения  $p(\varphi)$  показывают, что в 19:44 UT происходит резкая смена направления прихода волн с восточного на западное. В 19:48 UT разброс в распределении увеличивается, означая приближение области засветки к точке наблюдений. В KAN при этом до 19:44 UT отсутствуют всплески аврорального хисса, а в 19:44 UT регистрируется мощный всплеск длительностью около минуты. Индекс круговой поляризации  $P_c$  равен около 0.2, отношение  $|E_z|/H_t$  относительно начала всплеска уменьшается на 0.1. Максимум распределения  $p(\varphi)$  находится примерно на  $75^\circ$ , означая приход всплеска с направления восток–северо-восток, а разброс в распределении составляет примерно  $90^\circ$ . После окончания этого всплеска в KAN регистрируется другой менее мощный всплеск, который согласно распределению  $p(\varphi)$  приходит в точку наблюдений с востока (рис. 3б).

Наблюдаемые вариации параметров  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  в KAN и LOZ, а также резкие изменения формы распределений  $p(\varphi)$  не подходят под опи-

санные выше конфигурации области засветки. По-видимому, в данный момент на фоне продолжительного всплеска, центр поля которого находился в окрестности LOZ, возник более мощный всплеск в направлении восток–северо-восток от KAN. Изменение распределения  $p(\varphi)$  в LOZ в 19:44 UT, вероятно, обусловлено существованием именно этого всплеска. Суперпозиция волн двух источников, вероятно, вызвала наблюдаемые нетипично малые значения параметров  $P_c$  и  $|E_z|/H_t$  в KAN.

Заметим, что обсуждаемое событие было зарегистрировано сразу после всплеска аврорального хисса, обсуждаемого выше в разделе 3.1, когда интенсивность излучений в LOZ была значительно больше, чем в KAN, и область засветки имела размеры в 2–3 раза меньше расстояния между станциями. Однако примерно через 10 мин ситуация изменилась, появился новый, более мощный всплеск в окрестности KAN, и авроральный хисс стал более интенсивным в KAN. Сопоставление особенностей положения области засветки ОНЧ в этих двух событиях свидетельствует о быстрой динамике развития плазменных процессов в ионосфере, что проявляется в быстром изменении параметров аврорального хисса.

Мы предполагаем, что размеры и положение области засветки ОНЧ аврорального хисса могут быть индикатором положения и поперечных размеров области, занятой мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации в верхней ионосфере. К сожалению, пока не имеется инструментальных ионосферных измерений, подтверждающих это предположение, однако полученные результаты представляют интерес и для исследования распределения ионосферных неоднородностей.

Заметим, что все рассмотренные выше события наблюдались в подготовительную фазу суббури. Полученные результаты свидетельствуют о том, что подготовительная фаза суббури развивается немонотонно, и в ионосфере авроральных широт возможно появление изменяющихся со временем локальных мелкомасштабных неоднородностей, косвенным индикатором положения которых может быть пространственное положение области засветки ОНЧ аврорального хисса.

## 5. ВЫВОДЫ

Проанализировано 22 случая аврорального хисса длительностью не превышающей 10–15 мин, зарегистрированных с 7 ноября 2018 г. по 9 февраля 2020 г. в обсерваториях Ловозеро (Россия) и Каннуслахто (Финляндия), расположенных на близких геомагнитных широтах и разнесенных по долготе на расстояние  $\sim 400$  км.

Исследование особенностей временных вариаций на частоте 8 кГц (максимум интенсивности аврорального хисса) горизонтальной компоненты магнитного поля, индекса круговой поляризации, отношения вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте магнитного поля и распределения плотности потока энергии по углам прихода позволило выделить 4 типа пространственной структуры области засветки аврорального хисса: (1) область засветки имеет размеры, малые относительно расстояния между станциями; (2) область засветки вытянута по долготе; (3) область засветки перемещается по долготе; (4) смешанный тип.

Экспериментально показано, что при существовании малой области засветки в точке наблюдений, расположенной ближе к центру области, индекс круговой поляризации и отношение  $|E_z|/H_t$  и существенно отличаются от наблюдаемых в соседней точке. Распределения плотности потока энергии по углам прихода  $p(\varphi)$  в ближней точке имеют значительно больший разброс по углам, чем в удаленной точке.

В случае вытянутой области засветки индекс круговой поляризации и отношение  $|E_z|/H_t$  принимают близкие значения на обеих точках наблюдений, а максимумы распределения  $p(\varphi)$  указывают примерно на центр области.

При перемещении области засветки по долготе на обеих точках наблюдаются похожие вариации параметров  $H_t$ ,  $P_c$ ,  $|E_z|/H_t$  и  $p(\varphi)$  с некоторой задержкой, определяемой направлением перемещения области засветки.

В случае смешанного типа в точках наблюдений регистрируются скачкообразные изменения параметров поля, означающие существование нескольких областей засветки.

Мы предполагаем, что размеры и положение области засветки ОНЧ аврорального хисса может быть индикатором положения и поперечных размеров области, занятой мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации в верхней ионосфере.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Громова Л.И., Громов С.В., Турунен Т. Всплески ОНЧ-излучений типа “авроральный хисс” на земной поверхности на  $L \sim 5.5$  и геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 59. № 3. С. 291–300. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019030088>
- Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Маннинен Ю., Клейменова Н.Г., Никитенко А.С. Моделирование прохождения аврорального хисса от области генерации к земной поверхности // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 59. № 5. С. 618–627. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019050079>
- Никитенко А.С., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Маннинен Ю., Клейменова Н.Г., Громова Л.И. Оценка положения и размера области рассеяния аврорального хисса по данным высокоширотных наблюдений в пространственно-разнесенных точках // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 85. № 3. С. 398–403. 2021. <https://doi.org/10.31857/s0367676521030200>
- Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Лебедь О.М., Филатов М.В., Никитенко А.С., Федоренко Ю.В. Устройство для калибровки регистраторов электромагнитного поля // Тр. Кольского научного центра РАН. № 3. С. 75–80. 2017.
- Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Филатов М.В., Федоренко Ю.В., Лебедь О.М. Генератор сигналов специальной формы для калибровки регистраторов электромагнитного поля // Приборы и техника эксперимента. № 6. С. 49–55. 2018. <https://doi.org/10.1134/S0032816218060125>
- Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В., Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Никитенко А.С., Ларченко А.В., Филатов М.В., Лебедь О.М., Фролов И.Е., Козлов Б.В. Первые результаты ОНЧ-наблюдений во время полярной экспедиции “Трансарктика 2019” // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 60. № 2. С. 216–219. 2020. <https://doi.org/10.31857/s0016794020020121>
- Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В., Филатов М.В., Никитенко А.С. Трехкомпонентный приемник сигналов очень низкого частотного диапазона с прецизионной привязкой данных к мировому времени // Приборы и техника эксперимента. № 5. С. 115–125. 2021. <https://doi.org/10.31857/s0032816221040248>
- Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976. 494 с.
- Budden K. The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere. Cambridge: Cambridge University Press. 1985. 669 с. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511564321>
- Gurnett D.A. A satellite study of VLF hiss // J. Geophys. Res. V. 71. P. 5599–5615. 1966. <https://doi.org/10.1029/JZ071i023p05599>
- Harang L., Larsen R. Radio wave emissions in the VLF-band observed near the auroral zone—I. Occurrence of emissions during disturbances // J. Atmos. Terr. Phys. V. 27. P. 481–497. 1965. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(65\)90013-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(65)90013-9)
- Hayakawa M., Tanaka Y., Otsu I. The morphologies of low-latitude and auroral VLF hiss // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. № 3. P. 517–529. 1975. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(75\)90178-6](https://doi.org/10.1016/0021-9169(75)90178-6)
- Hoffman R.A., Laaspere T. Comparison of very-low-frequency auroral hiss with precipitating low-energy electrons by the use of simultaneous data from two OGO 4 experiments // J. Geophys. Res. V. 77. P. 640–650. 1972. <https://doi.org/10.1029/JA077i004p00640>
- Hughes A.R.W., Kaiser T.R., Bullough K. The frequency of occurrence of VLF radio emissions at high latitudes // Space Res. V. 11. P. 1323–1330. 1971.
- Jørgensen T.S. Morphology of VLF hiss zones and their correlation with particle precipitation events // J. Geophys.

- Res. V. 71. P. 1367–1375. 1966.  
<https://doi.org/10.1029/JZ071i005p01367>
- *Jørgensen T.S.* Investigation auroral hiss measured on OGO-2 and Byrd station in terms of incoherent Cherenkov radiation // *J. Geophys. Res.* V. 73. P. 1055–1069. 1968.  
<https://doi.org/10.1029/JA073i003p01055>
- *Kimura I.* Effects of Ions on Whistler-Mode Ray Tracing // *Radio Science.* V. 1. № 3. P. 269–283. 1966.  
<https://doi.org/10.1002/rds196613269>
- *Laaspere T., Hoffman R.A.* New results on the correlation between low-energy electrons and auroral hiss // *J. Geophys. Res.* V. 81. P. 524–530. 1976.  
<https://doi.org/10.1029/JA081i004p00524>
- *Makita K.* VLF/LF hiss emissions associated with aurora // *Mem. Nat. Inst. Polar Res. Tokyo. Ser. A.* № 16. P. 1–126. 1979.
- *Manninen J.* Some aspects of ELF\_VLF emissions in geophysical research, Sodankyla Geophysical Observatory Publications. № 98. 177 p. 2005. Oulu Univ. Press. Finland. [<http://www.sgo.fi/Publications/SGO/thesis/Manninen-Jyrki.pdf>].
- *Manninen J., Kleimenova N., Kozlovsky A., Fedorenko Y., Gromova L., Turunen T.* Ground-based auroral hiss recorded in Northern Finland with reference to magnetic substorms // *Geophys. Res. Lett.* V. 47. 2020.  
<https://doi.org/10.1029/2019GL086285>
- *Morozumi H.M.* Diurnal variation of auroral zone geophysical disturbances // *Rep. Ionos. Space Res. Japan.* V. 19. P. 286–298. 1965.
- *Mosier S.R., Gurnett D.A.* Observed correlations between auroral and VLF emissions // *J. Geophys. Res.* V. 77. № 7. P. 1137–1145. 1972.  
<https://doi.org/10.1029/JA077i007p01137>
- *Sazhin S.S., Bullough K., Hayakawa M.* Auroral hiss: a review // *Planet. Space Sci.* V. 41. P. 153–166. 1993.  
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(93\)90045-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(93)90045-4)
- *Sonwalkar V.S., Harikumar J.* An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // *J. Geophys. Res.* V. 105. P. 18.867–18.884. 2000.  
<https://doi.org/10.1029/1999JA000302>
- *Tsuruda K., Ikeda M.* Comparison of three different types of VLF direction-finding techniques // *J. Geophys. Res.* V. 84 (A9). P. 5325–5332. 1979.  
<https://doi.org/10.1029/JA084iA09p05325>

УДК 551.510.535

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ГЛОБАЛЬНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ КАРТ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ В МАРТЕ 2015 г.

© 2022 г. А. В. Тимченко<sup>1, 2, \*</sup>, Ф. С. Бессараб<sup>1, \*\*</sup>, М. В. Клименко<sup>1</sup>,  
А. В. Радиевский<sup>1</sup>, В. В. Клименко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Калининградский филиал института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (КФ ИЗМИРАН), г. Калининград, Россия

<sup>2</sup>Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград, Россия

\*e-mail: timchenko.leks@gmail.com

\*\*e-mail: bessarabf@gmail.com

Поступила в редакцию 18.11.2021 г.

После доработки 10.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Представлен анализ изменений коэффициента корреляции между вариациями полного электронного содержания в магнитосопряженных точках, рассчитанных с помощью глобальных ионосферных карт в спокойных геомагнитных условиях и для сильной геомагнитной бури 17 марта 2015 г. — бури Св. Патрика. Показано, что во время геомагнитной бури появляются обширные высокоширотные области значимой корреляции рассматриваемых вариаций в магнитосопряженных точках. После геомагнитной бури в магнитосопряженных областях появляются зоны антикорреляции вариаций полного электронного содержания. Рассчитанные статистические связи отличаются для глобальных карт, представленных разными центрами обработки, однако сохраняют общие принципиальные черты. Также приведено сравнение коэффициентов корреляции, полученных по результатам модельных расчетов глобальной модели верхней атмосферы и по данным наблюдений.

DOI: 10.31857/S0016794022030191

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из часто применяемых параметров для исследования ионосферы является полное электронное содержание (ПЭС). Благодаря постоянному развитию глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) доступность и количество этих данных только увеличивается. Таким образом, становится возможным применение вариаций ПЭС в глобальном масштабе, построенных при помощи различных методов интерполяции. Глобальные ионосферные карты ПЭС (GIM TEC) являются удобным инструментом для исследования отклика ионосферы на различного рода возмущения снизу, например, внезапные стратосферные возмущения [Chau et al., 2012; Polyakova et al., 2014; Timchenko et al., 2020], метеорологические штормы [Карпов и др., 2020], землетрясения [Astafyeva, 2019; Zhu and Jiang, 2020] и т.д. Также данные GIM TEC активно использовались для анализа состояния ионосферы в периоды различных явлений космической погоды [Ratovsky et al., 2020; Bessarab et al., 2020; Демьянов и Ясюкевич, 2021]. Кроме того, карты ПЭС активно используются для построения и адаптации эмпирических моделей [Gulyaeva et al.,

2013; Nava et al., 2011; Liu et al., 2019; Kotova et al., 2020; Zhukov et al., 2021].

Для исследования пространственной динамики ионосферы в работе [Ясюкевич и Живетьев, 2015] использовался корреляционный анализ с применением глобальных карт ПЭС. Ранее статистические методы находили применение для исследования ионосферного отклика на различные возмущения. Например, анализируя связь суточных значений ПЭС [Yue et al., 2007], авторы сделали вывод о значимой корреляции между вариациями полного электронного содержания в высоких широтах северного и южного полушарий, которая может превышать 0.8 в магнитосопряженных точках. В работе [Shim, 2009] было проведено исследование корреляционной связи между вариациями ПЭС в различных пространственных точках на основе карт GIM TEC. Среди множества пар точек GIM TEC наибольшая корреляция отмечалась в магнитосопряженных областях. Авторы [Shuo et al., 2018] рассматривали локальную и пространственную морфологию дневных вариаций ПЭС в низкоширотном регионе. Они отметили наличие значимой корреляции

между вариациями ПЭС в магнитосопряженных точках экваториальной аномалии.

Физические процессы, обеспечивающие связь параметров в магнитосопряженных областях, исследовались достаточно давно [Oguti, 1969]. Они проявляются в вариациях ионосферных параметров вблизи линии терминатора [Afraimovich et al., 2009], в периоды различных явлений космической погоды [Foster and Rideout, 2007], а также во время землетрясений [Li and Parrot, 2018].

В данной работе проведен корреляционный анализ среднесуточных значений ПЭС в магнитосопряженных точках в спокойных геомагнитных условиях и во время геомагнитной бури 17 марта 2015 г. (буря Св. Патрика). Выделение областей с высокими значениями коэффициентов корреляции позволило определить межполушарные статистические связи в ионосфере, а анализ вариаций параметров верхней термосферы в модели ГСМ ТИП – определить их возможные физические механизмы.

## 2. ДАННЫЕ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе использовались глобальные карты ПЭС, взятые с сайта NASA (<https://cd-dis.nasa.gov/archive/gnss/products/ionex/>), которые представляют собой данные JPL (*Jet Propulsion Laboratory*) [Mannucci et al., 1993], которые дополнительно распространяются на сайте ИЗМИРАН (<https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/>). Также в работе использовались данные CODE (*Center for Orbit Determination in Europe*) [Schaer, 1999]. Карты ПЭС имеют часовое разрешение и определены на пространственной сетке со следующими параметрами: по широте от  $-87.5^\circ$  до  $87.5^\circ$ , с шагом  $2.5^\circ$  и долготе от  $-180^\circ$  до  $180^\circ$ , с шагом  $5^\circ$ .

Для статистического анализа были отобраны глобальные карты ПЭС за весь март 2015 г. Часовые значения ПЭС в каждом узле сетки приводились к среднесуточным значениям. На рисунке 1 приведены карты ПЭС для 1 марта 2015 г. по данным JPL и CODE после усреднения за сутки.

Чтобы привести временные вариации к удобному для статистического анализа виду, из временного ряда с помощью оконного среднего (размер окна равен трем суткам) удалась трендовая составляющая временного ряда:

$$TEC_d = TEC_i - \frac{1}{nw} \sum_{j=i}^{j=i+nw} TEC_j, \quad (1)$$

где  $i$  – номер дня;  $nw$  – размер окна, равный 3;  $TEC_i$  – среднесуточные значения ПЭС в  $i$ -й день;  $TEC_d$  – среднесуточные значения ПЭС с удаленным временным трендом. Процедура (1) применялась к каждому узлу глобальной карты.

На рисунке 2 представлены карты ПЭС после обработки карт JPL и CODE соответственно. Подготовленные таким способом данные использовались для расчета коэффициентов корреляции в соответствии с выражением (2).

Для вычисления коэффициентов корреляции, усредненные данные карт ПЭС, которые приведены в географической системе координат  $(\lambda, \varphi)$ , преобразовывались в геомагнитную дипольную (используется приближение центрального диполя) систему координат, а затем для каждой точки в северном геомагнитном полушарии с координатами  $(\lambda_m, \varphi_m)$  ставилась в соответствие точка с координатами  $(-\lambda_m, \varphi_m)$  в южном. Здесь  $\lambda_m$  и  $\varphi_m$  – геомагнитные широта и долгота соответственно. Значение ПЭС в магнитосопряженной точке, положение которой не совпадает с координатами узла, рассчитывается билинейной интерполяцией по 4 ближайшим узлам сетки. Разумеется, не все отобранные таким образом точки можно назвать магнитосопряженными: из множества их следовало бы исключить пары, относящиеся к разомкнутым силовым линиям. Тем не менее “сопряженность” в расширенном смысле можно обосновать симметрией в дипольной системе координат возмущающих высокоширотную ионосферу геофизических факторов.

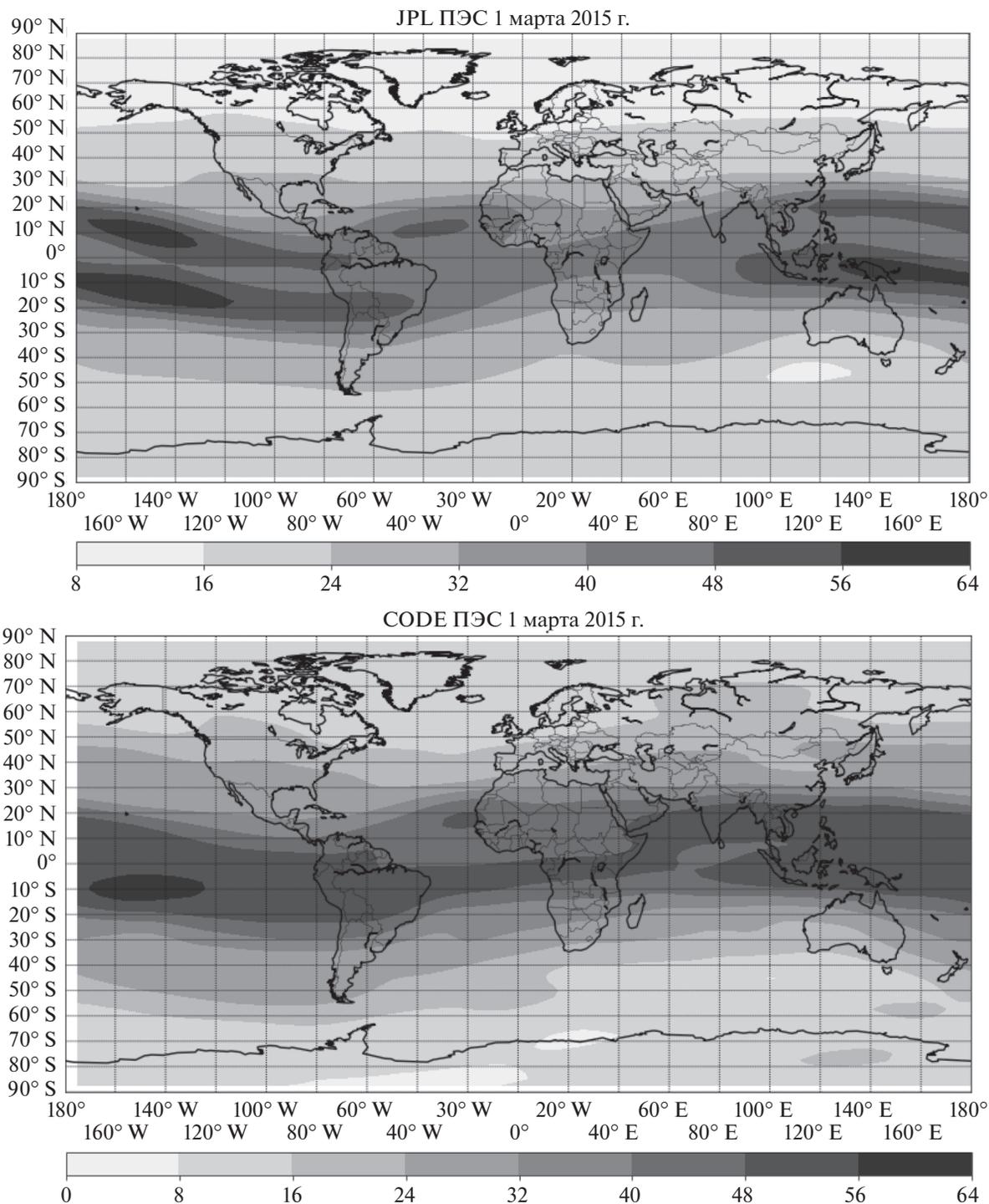
Затем, на основе вариаций ПЭС для каждой пары подобранных точек, вычислялись значения коэффициентов корреляции Пирсона:

$$R(\lambda, \varphi, \lambda_c, \varphi_c) = \frac{\sum_{t=1}^N (TEC_d(\lambda, \varphi)_t - \langle TEC_d(\lambda, \varphi) \rangle) (TEC_d(\lambda_c, \varphi_c)_t - \langle TEC_d(\lambda_c, \varphi_c) \rangle)}{\sqrt{\sum_{t=1}^N (TEC_d(\lambda, \varphi)_t - \langle TEC_d(\lambda, \varphi) \rangle)^2 (TEC_d(\lambda_c, \varphi_c)_t - \langle TEC_d(\lambda_c, \varphi_c) \rangle)^2}}, \quad (2)$$

где  $N$  – количество рассматриваемых дней;  $\lambda$  и  $\varphi$  – широта и долгота в географической системе координат соответственно;  $\lambda_c$  и  $\varphi_c$  – широта и долгота магнитосопряженной точки в географической системе координат соответственно;

$\langle TEC_d \rangle$  – среднее значение вариаций  $TEC_d$  за рассматриваемый период.

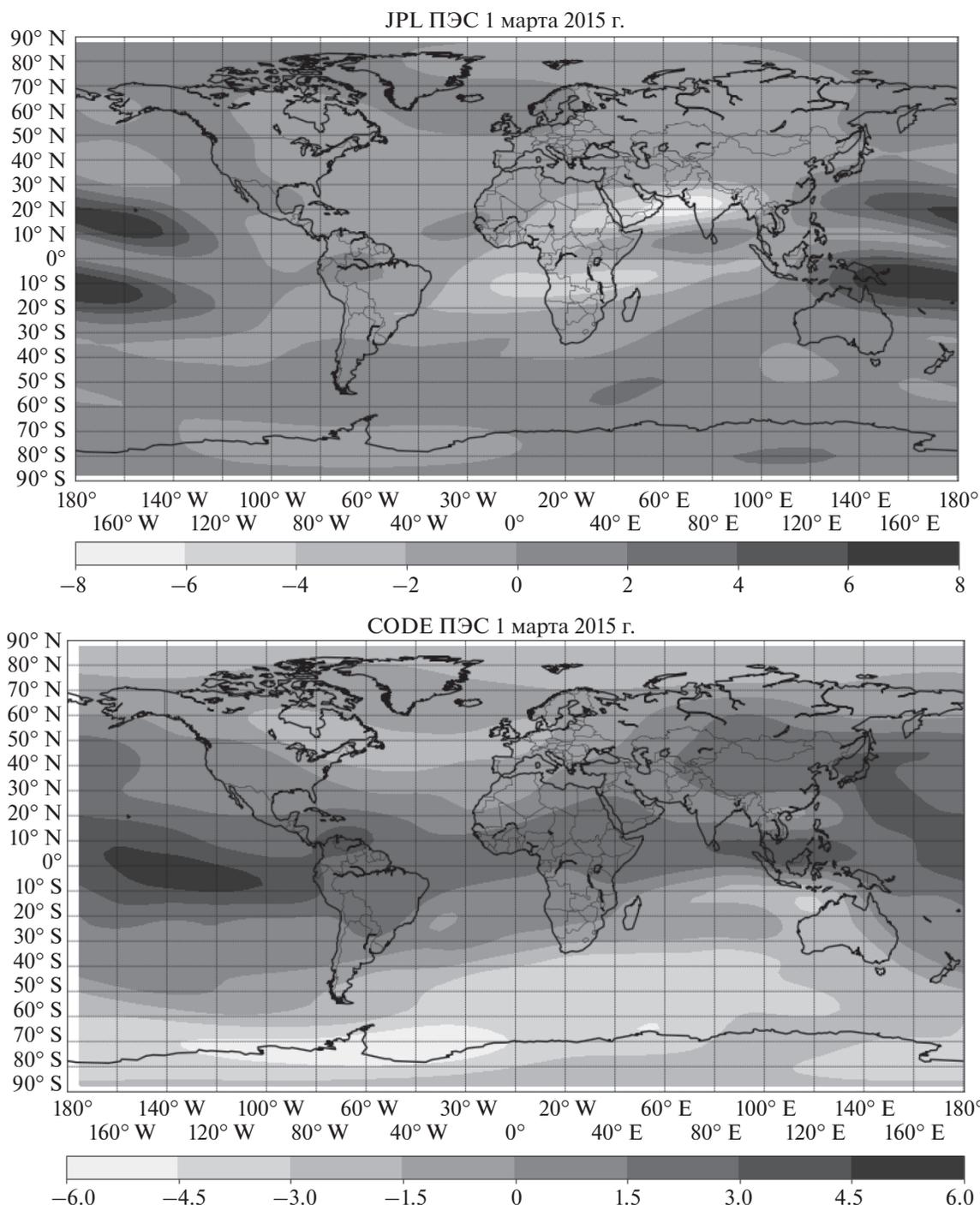
Для определения временных интервалов, для которых рассчитывался коэффициент корреляции



**Рис. 1.** Глобальные карты среднесуточных значений ПЭС для 1 марта 2015 г. по данным JPL (вверху) и CODE (внизу).

ции, использовались значения *Dst*-индекса, которые доступны на сайте Мирового центра данных в Киото (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>). Поведение *Dst*-индекса для марта 2015 г. с часовым разрешением представлены на рис. 3. График внутри данного рисунка показывают поведение *Dst*-индекса с 00:00 UT 17 марта по 23:00 UT 18 марта.

На графике видно, что основная фаза бури проходила с 05:00 UT до 22:00 UT 17 марта, при этом значение индекса *Dst* уменьшалось до  $-223$  нТл. Фаза восстановления длилась вплоть до начала апреля. Также стоит отметить, что в начале марта, судя по поведению *Dst*-индекса, первую неделю марта, строго говоря, нельзя счи-



**Рис. 2.** Глобальные карты среднесуточного ПЭС после оконного усреднения для 1 марта 2015 г. по данным JPL (вверху) и CODE (внизу).

тать спокойными геомагнитными условиями. Мы разделили март на четыре временных отрезка: первая неделя с 1 по 7 марта; вторая неделя с 8 по 14 марта; третья неделя с 17 по 23 марта; и четвертая неделя с 24 по 28 марта. Для каждого из этих временных интервалов были рассчитаны значения коэффициентов корреляции между вариациями ПЭС в магнитосопреженных точках.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов представлены на рис. 4 в виде азимутальной проекции северного полушария, на которую нанесены изолинии, отображающие величины от значимого (0.75–0.9) до сильного (>0.9) коэффициента корреляции/антикорреляции соответственно. На рисунке 4 по-

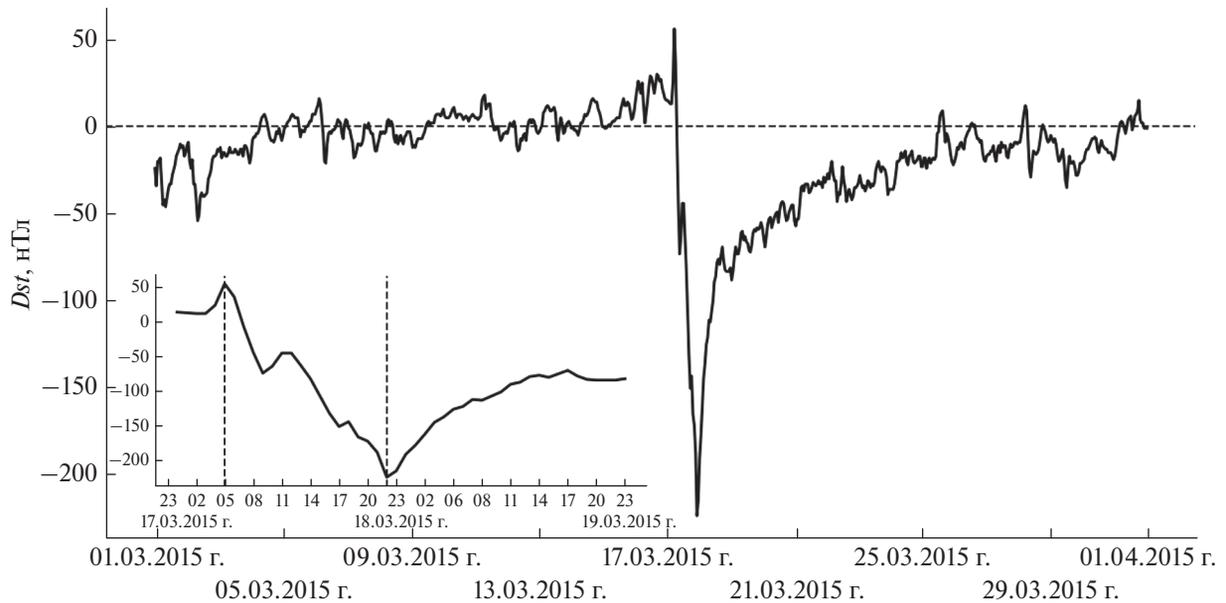


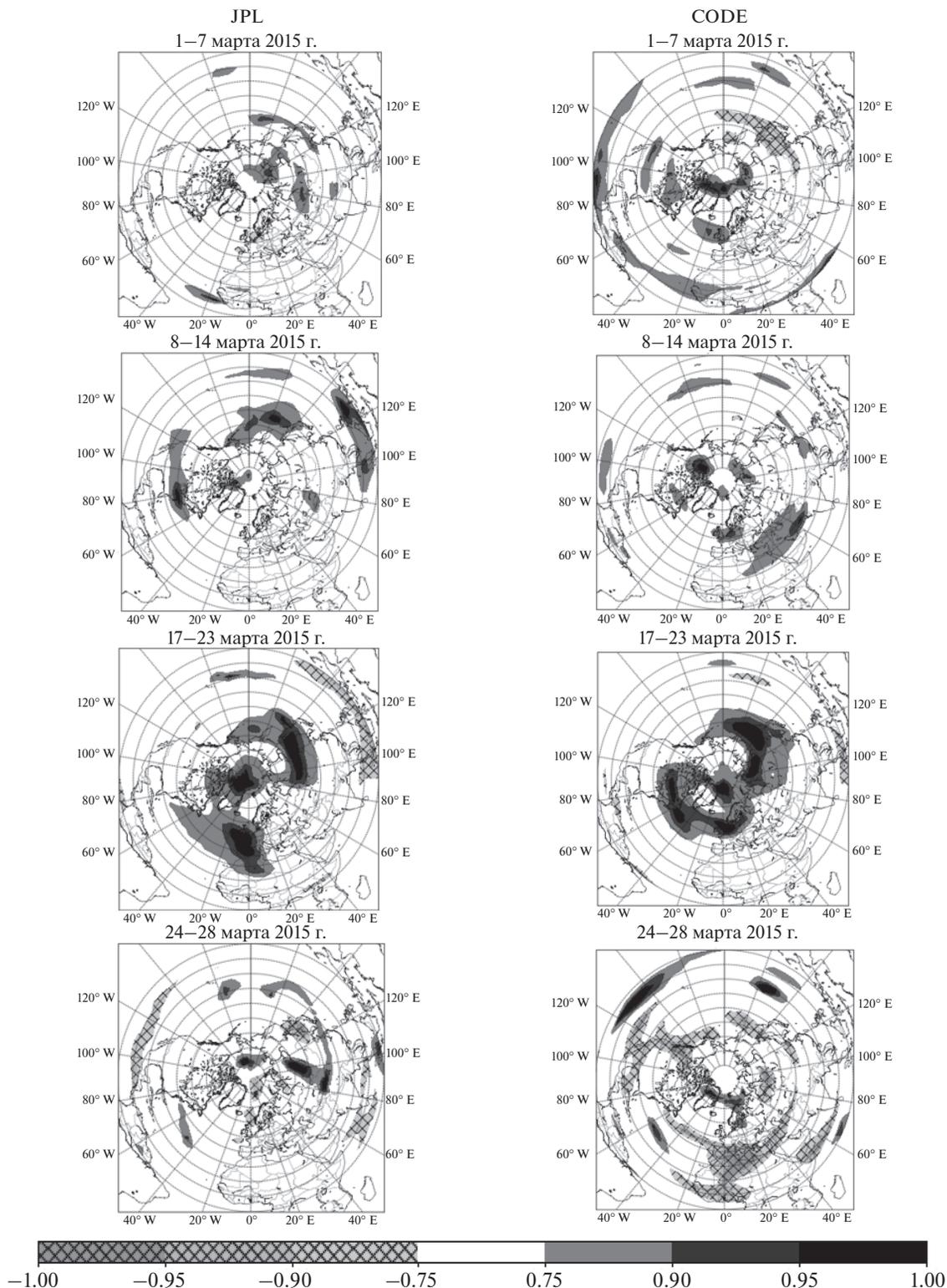
Рис. 3. Поведение *Dst*-индекса для марта 2015 г.

казаны значения коэффициента корреляции, рассчитанного на основе данных JPL и CODE.

Хорошо видно, что в спокойных условиях первой недели марта области значимой корреляции/антикорреляции вариаций ПЭС в магнитосопряженных точках малочисленны и невелики по площади в данных JPL. По данным CODE таких областей больше и по числу, и по площади. Важным различием двух полученных результатов является наличие “антикорреляционной” области в данных CODE на месте области с положительной корреляцией в данных JPL. Картина корреляции, построенная для второй предбуревой недели, также значительно отличается для двух наборов данных. Общей чертой полученных результатов является минимальное количество областей со значимой величиной коэффициента антикорреляции. На третью неделю марта приходится буревое событие. Хорошо видно, что в этом случае построенные распределения коэффициентов корреляции для наборов данных JPL и CODE качественно схожи. Области значимой корреляции приобретают характерную вытянутую форму, сосредоточенную в восточносибирском и американском долготных секторах в высокоширотном регионе. Небольшие области антикорреляции как по данным JPL, так и CODE, располагаются в низких и экваториальных широтах. В четвертую неделю марта, которая включает и фазу восстановления бури, и спокойные дни, мы снова видим качественно отличные картины распределения коэффициента корреляции. Для карт JPL расположение областей положительной корреляции, в целом, соответствует первой неде-

ле марта. Отличие только в появлении областей отрицательной корреляции на всех широтах — от приполярных до экваториальных. По данным CODE, конец марта, напротив, характеризуется доминированием областей со значимыми величинами отрицательной корреляции, в отличие от первой и второй недели марта. Таким образом, общей тенденцией для всех наборов данных является то, что после периода геомагнитной бури появляются достаточно большие области антикорреляции вариаций ПЭС в магнитосопряженных областях. Мы полагали, что возмущения, распространяющиеся вдоль трубки из одного геомагнитного полушария в другое в течение суток, приведут к относительному “выравниванию” вариаций ПЭС и преобладанию областей с высоким положительным значением коэффициента корреляции. Однако, поскольку этого не наблюдается, можно предположить, что в период восстановления ионосферы, сгенерированные бурей осцилляции планетарного масштаба в нейтральной атмосфере имеют противоположные фазы в северном и южном полушариях и не затухают в течение нескольких суток после фазы восстановления. Заметим, что в спокойных условиях первой и второй недели марта практически отсутствует антикорреляционная связь в магнитосопряженных точках. Отличительными особенностями результатов расчетов, полученных по данным CODE, является также большее количество областей с положительной и отрицательной корреляционной связью, в сравнении с данными JPL.

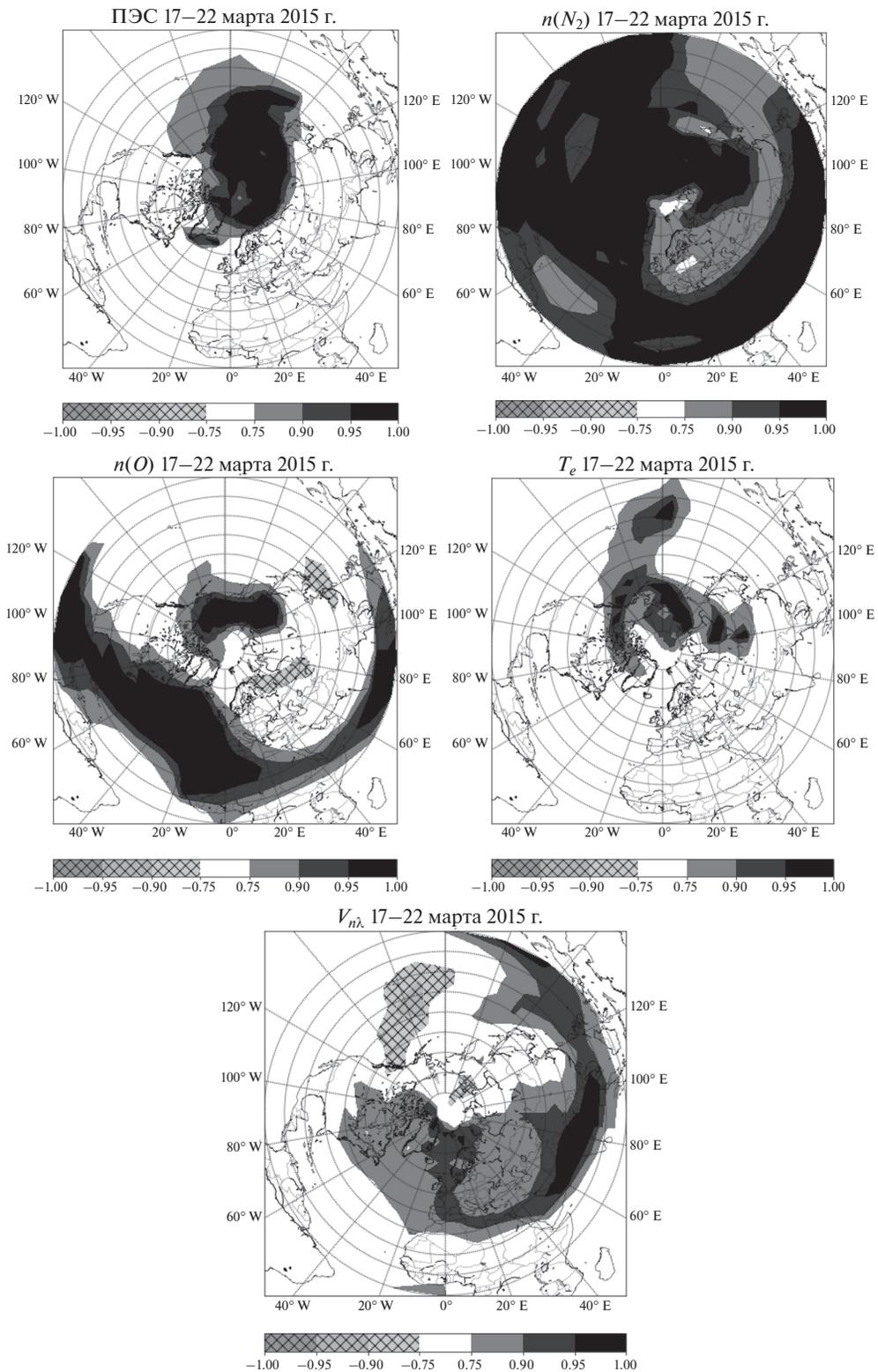
Кроме данных наблюдений в исследовании, по описанной выше методике, были проанализи-



**Рис. 4.** Значения коэффициента корреляции, рассчитанные по картам ПЭС JPL (слева) и CODE (справа) для четырех недель марта 2015 г.

рованы результаты модельных расчетов глобальной самосогласованной модели термосфера, ионосфера, протоносфера (ГСМ ТИП) [Korenkov et al., 1998]. Ранее с использованием модели ГСМ

ТИП были исследованы различные аспекты отклика ионосферы на геомагнитную бурю в марте 2015 г.: влияние квазизахваченных электронов на повышение электронной концентрации [Dmi-



**Рис. 5.** Значения коэффициента корреляции, рассчитанные по картам ПЭС,  $n(O)$ ,  $n(N_2)$ ,  $T_e$ ,  $V_{nl}$ , соответственно, на ГСМ ТИП.

triev et al., 2017]; эффекты последствия геомагнитной бури на средних широтах [Ратовский и др., 2018; Ratovsky et al., 2020]; изменчивость главного ионосферного провала и аврорального

электроджета [Klimenko et al., 2018]; влияние “языка” в высокоширотном распределении молекулярного азота на структуру высокоширотного “языка ионизации” [Klimenko et al., 2019]. Ре-

зультаты расчетов на модели ГСМ ТИП были получены на пространственной сетке от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$  по широте, с шагом  $5^\circ$  и от  $-180^\circ$  до  $180^\circ$  по долготе, с шагом  $15^\circ$  с временным разрешением 1 ч.

Заметим, что анализ модельных данных интересен тем, что в численных экспериментах набор возмущающих факторов ограничен, а их поведение контролируется. На рисунке 5 приведены коэффициенты корреляции вариаций ПЭС и других параметров в магнитосопряженных точках для интервала 17–22 марта по результатам численных расчетов ГСМ ТИП.

На рисунке видно, что в значениях коэффициента корреляции, полученным по результатам модельных расчетов, отсутствуют отрицательные величины. Область положительной корреляции охватывает всю полярную область и смещена к средним и низким широтам в долготном секторе от  $140^\circ$  W до  $140^\circ$  E. Так как модель в представленной постановке среди многих возмущающих факторов учитывает воздействие на ионосферу только геомагнитной бури, то основное (согласованное в магнитосопряженных областях) воздействие геомагнитной бури ожидаемо приходится на высокоширотный регион. Появление по результатам численного моделирования обширной области значимого коэффициента корреляции в высокоширотном регионе во время геомагнитной бури в общих чертах согласуется с аналогичными результатами по данным измерений. Обращает на себя внимание отсутствие в результатах расчетов наблюдаемой высокой корреляции в высокоширотных областях американского долготного сектора.

Для интерпретации полученного распределения коэффициента корреляции вариаций ПЭС в магнитосопряженных точках нами аналогичным образом были рассчитаны и построены карты коэффициентов корреляции вариаций в магнитосопряженных точках для концентраций атомарного кислорода, молекулярного азота, электронной температуры и меридионального ветра на высоте 300 км. Как известно, эти параметры играют определяющую роль при интерпретации возмущений ПЭС во время геомагнитных бурь [Klimenko et al., 2018]. Под действием меридиональной компоненты термосферного ветра плазма за счет ион-нейтрального трения может увлекаться нейтральными частицами, перемещаясь вверх или вниз вдоль силовых линий геомагнитного поля. При этом ветер к экватору/полюсу поднимает/опускает плазму вверх/вниз в области, соответственно, меньших или больших скоростей химических потерь в ионно-молекулярных реакциях. Это приводит к росту или падению электронной концентрации [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Согласно Prolss [1995] положитель-

ная ионосферная буря на средних широтах в главную фазу геомагнитной бури объясняется этим механизмом. Поскольку атомарный кислород является основным источником ионизации в F-области ионосферы, а молекулярный азот определяет основные потери доминирующих ионов атомарного кислорода, то изменение отношения  $n(O)/n(N_2)$  определяет знак изменений электронной концентрации – рост этого отношения приводит к увеличению электронной концентрации, а падение – к уменьшению [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Сравнение карт корреляций приводит к следующему выводу: в пространственной области высокой корреляции ПЭС корреляции  $n(N_2)$ ,  $n(O)$  и  $Te$  достигают высоких значений. То есть эти параметры способствуют формированию области с высокой корреляцией ПЭС в магнитосопряженных точках. При этом в этой же области формируется антикорреляция меридионального ветра, что приводит к ослаблению корреляции ПЭС.

Несмотря на тот факт, что буря Святого Патрика произошла в весеннее равноденствие, в вариациях ПЭС, концентрации кислорода и термосферного ветра на 300 км формируется межполушарная асимметрия отклика на геомагнитную бурю. Этот результат совпадает с выводами, сделанными Astafyeva et al. [2015] на основании анализа мультиинструментальных данных наблюдений. Как отмечалось в этой работе, одной из основных причин межполушарной асимметрии в ПЭС во время бури является изменение нейтрального состава. Этот вывод подтверждается результатами наших модельных расчетов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был проведен корреляционный анализ глобальных карт ПЭС в магнитосопряженных точках перед, во время и после геомагнитной бури Св. Патрика 2015 г. Показано, что:

- 1) во время геомагнитной бури Святого Патрика 2015 г. появляются обширные высокоширотные области, в которых значения коэффициентов корреляции, рассчитанные для магнитосопряженных точек, превышают 0.75;
- 2) временной интервал после геомагнитной бури отличается наличием большого числа областей антикорреляции вариаций ПЭС в “магнитосопряженных” точках;
- 3) результат статистического анализа зависит от используемых карт ПЭС, представленных различными центрами обработки, хотя принципиальные выводы, представленные в пунктах 1 и 2, сохраняются.

Так как в рассматриваемый период не было отмечено существенных возмущений в нижней и средней атмосфере, как и в излучении Солнца,

поэтому высокие значения коэффициента корреляции между магнитосопряженными областями, пространственное расширение этих областей во время бури может свидетельствовать о сильном влиянии геомагнитной возмущенности на изменчивость полного электронного содержания по сравнению с иными факторами. В период восстановления в ионосфере начинают преобладать другие процессы, не связанные напрямую с геомагнитной бурей. В частности, такими процессами могут быть развивающиеся после бури крупномасштабные осцилляции нейтральных параметров, которые имеют противоположные фазы в северном и южном полушариях, что приводит к появлению областей с высоким значением антикорреляции между вариациями ПЭС в магнитосопряженных точках.

Анализ результатов численного моделирования показал, что параметры  $n(N_2)$ ,  $n(O)$  и  $T_e$  способствуют формированию области с высокой корреляцией ПЭС в магнитосопряженных точках. При этом в этой же области формируется антикорреляция меридионального ветра, что приводит к ослаблению корреляции ПЭС.

## 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим Юрия Ясюкевича за помощь в доступе к глобальным картам ПЭС CODE.

Глобальные карты ПЭС JPL предоставлены в общем доступе на сайте NASA (<https://cdis.nasa.gov/archive/gnss/products/ionex/>).

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была выполнена при финансовой поддержке грантом Российского научного фонда № 21-17-00208.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука. 527 с. 1988.
- Демьянов В.В., Ясюкевич Ю.В. Космическая погода: факторы риска для глобальных навигационных спутниковых систем // Солнечно-земная физика. Т. 7. № 2. С. 30–52. 2021. <https://doi.org/10.12737/szf72202104>
- Карпов И.В., Васильев П.А. Возмущения ионосферы, обусловленные воздействием локализованных термосферных источников // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 496–501. 2020.
- Ратовский К.Г., Клименко М.В., Клименко В.В., Чирик Н.В., Коренькова Н.А., Котова Д.С. Эффекты последствий геомагнитных бурь: статистический анализ и теоретическое объяснение // Солнечно-земная физика. Т. 4. № 4. С. 32–42. 2018. <https://doi.org/10.12737/szf44201804>
- Ясюкевич Ю.В., Живетьев И.В. Использование технологии графов для ионосферных исследований // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 3. С. 21–27. 2015. <https://doi.org/10.12737/10545>
- Afraimovich E.L., Edemskiy I.K., Voeykov S.V., Yasukevich Yu.V., Zhivetiev I.V. Spatio-temporal structure of the wave packets generated by the solar terminator // Adv. Space Res. V. 44. P. 824–835. 2009. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.05.017>
- Astafyeva E., Zakharenkova I., Förster M. Ionospheric response to the 2015 St. Patrick's Day storm: A global multi-instrumental overview // J. Geophys. Res. – Space. V. 120. № 10. P. 9023–9037. 2015.
- Astafyeva E. Ionospheric detection of natural hazards // Rev. Geophys. V. 57. № 4. P. 1265–1288. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019RG000668>
- Bessarab F.S., Sukhodolov T.V., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Korenkov Yu.N., Funke B., Zakharenkova I. E., Wissing J.M., Rozanov E.V. Ionospheric response to solar and magnetospheric protons during January 15–22, 2005: EAGLE whole atmosphere model results // Adv. Space Res. V. 65. № 11. P. 2475–2496. 2020. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.026>
- Chau J.L., Goncharenko L.P., Fejer B.G., Liu H. Equatorial and low latitude ionospheric effects during sudden stratospheric warming events: Ionospheric effects during SSW events // Space Sci. Rev. V. 168. P. 385–417. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11214-011-9797-5>
- Dmitriev A.V., Suvorova A.V., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Rатовский К.Г., Rakhmatulin R.A., Parkhomov V.A. Predictable and unpredictable ionospheric disturbances during St. Patrick's Day magnetic storms of 2013 and 2015 and on 8–9 March 2008 // J. Geophys. Res. – Space. V. 122. P. 2398–2423. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023260>
- Foster J. C., Rideout W. Storm enhanced density: magnetic conjugacy effects // Ann. Geophysicae. V. 25. № 8. P. 1791–1799. 2007. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-1791-2007>
- Gulyaeva T.L., Arikani F., Hernandez-Pajares M., Stani-slawska I. GIM-TEC adaptive ionospheric weather assessment and forecast system // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. V. 102. P. 329–340. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.06.011>
- Kotova D.S., Ovodenko V.B., Yasukevich Y.V. et al. Efficiency of updating the ionospheric models using total electron content at mid- and sub-auroral latitudes // GPS Solut. V. 24. № 1. P. 1–12. 2020. <https://doi.org/10.1007/s10291-019-0936-x>
- Korenkov Y.N., Klimenko V.V., Förster M., Bessarab F.S., Surotkin V.A. Calculated and observed ionospheric parameters for Magion 2 passage above EISCAT on July 31 1990 // J. Geophys. Res. V. 103. P. 14697–14710. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA00210>
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Despirak I.V. et al. Disturbances of the thermosphere-ionosphere-plasmasphere system and auroral electrojet at 30° E longitude during the St. Patrick's Day geomagnetic storm on 17–23 March 2015 // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. V. 180. P. 78–92. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.017>
- Klimenko M.V., Zakharenkova I.E., Klimenko V.V., Lukanova R.Y., Cherniak I.V. Simulation and observations of the polar tongue of ionization at different heights during the 2015 St. Patrick's Day storm // Space Weather. V. 17. № 7.

- P. 1073–1089. 2019.  
<https://doi.org/10.1029/2018SW002143>
- *Li M., Parrot M.* Statistical analysis of the ionospheric ion density recorded by DEMETER in the epicenter areas of earthquakes as well as in their magnetically conjugate point areas // *Adv. Space Res.* V. 61. № 3. P. 974–984. 2018.
- *Liu L., Yao Y., Zou S., Kong J., Shan L., Zhai C., Zhao C., Wang Y.* Ingestion of GIM-derived TEC data for updating IRI-2016 driven by effective IG indices over the European region // *J. Geodesy.* V. 93. № 10. P. 1911–1930. 2019.  
<https://doi.org/10.1007/s00190-019-01291-5>
- *Mannucci A.J., Wilson B.D., Edwards C.D.* A new method for monitoring the Earth's ionospheric total electron content using the GPS global network / Proc. of the 6<sup>th</sup> international technical meeting of the satellite Division of the Institute of Navigation. Salt Lake City. UT. September 1993. P. 1323–1332. 1993.
- *Nava B., Radicella SM, Azpilicueta F.* Data ingestion into NeQuick 2 // *Radio Sci.* V. 46. № 06. P. 1–8. 2011.  
<https://doi.org/10.1029/2010RS004635>
- *Oguti T.* Conjugate point problems // *Space Sci. Rev.* V. 9. P. 745–804. 1969.
- *Polyakova A.S., Chernigovskaya M.A., Perevalova N.P.* Ionospheric effects of sudden stratospheric warmings in eastern Siberia region // *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.* V. 120. P. 15–23. 2014.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.08.011>
- *Prolss G.W.* Ionospheric F-region storms / Handbook of Atmospheric Electrodynamics. V. 2. Ed. *Volland H.* Boca Raton. CRC Press. P. 195–248. 1995.
- *Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Yasyukevich Y.V., Klimenko V.V., Vesnin A.M.* Statistical analysis and interpretation of High-, Mid- and Low-Latitude responses in regional electron content to geomagnetic storms // *Atmosphere.* V. 11. № 12. P. 1308. 2020.  
<https://doi.org/10.3390/atmos11121308>
- *Schaer S.* Mapping and predicting the earths ionosphere using the Global Positioning System. PhD thesis, Ph. D. dissertation. University of Bern, Bern, Switzerland. P. 205. 1999.
- *Shim J.S.* Analysis of Total Electron Content (TEC) variations in the Low- and Middle-Latitude ionosphere. All Graduate Theses and Dissertations. P. 403. 2009.
- *Shuo L., Jinsong Ya., Tao Yu, Zhiqiang Zh.* Horizontal spatial correlation of the ionospheric TEC derived from GPS global ionospheric maps // *Adv. Space Res.* V. 62. № 7. P. 1775–1786. 2018.
- *Timchenko A.B., Bessarab F.S., Klimenko M.V. et al.* Variability of the global electron content during the major sudden stratospheric warmings in January 2009 // *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa.* V. 17. № 6. P. 167–172. 2020.
- *Yue X., Wan W., Liu L., Mao T.* Statistical analysis on spatial correlation of ionospheric day-to-day variability by using GPS and Incoherent Scatter Radar observations // *Ann. Geophysicae.* V. 25. № 8. P. 1815–1825. 2007.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-25-1815-2007>
- *Zhu F., Jiang Y.* Investigation of GIM-TEC disturbances before  $M \geq 6.0$  inland earthquakes during 2003–2017 // *Sci. Rep.* V. 10. P. 18038. 2020.  
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-74995-w>
- *Zhukov A.V., Yasyukevich Y.V., Bykov A.E.* GIMLi: Global Ionospheric total electron content model based on machine learning // *GPS Solut.* V. 25. № 1. P. 1–9. 2021.

УДК 533.95:537.84:551.510.535

## ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИЗМЕНЧИВОСТЬ $NmF2$ В ГЕОМАГНИТО-СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ ПО ДАННЫМ ИОНОЗОНДА МОСКВА

© 2022 г. А. В. Павлов<sup>1</sup>, \*, Н. М. Павлова<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

\*e-mail: pavlov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 30.10.2021 г.

После доработки 21.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Выполнено исследование суточных вариаций статистических характеристик изменчивости электронной концентрации  $NmF2$  максимума слоя  $F2$  ионосферы для каждого месяца  $M$  года в геомагнито-спокойных условиях при низкой и средней солнечной активности по данным часовых наземных ионозондовых измерений критической частоты слоя  $F2$  ионосферы с 1957 по 2019 г. над Москвой. В работе вычислялись математическое ожидание  $NmF2_E$ , наиболее вероятное значение  $NmF2_{MP}$ , арифметически средняя месячная медиана  $NmF2_{MED}$ , стандартные отклонения  $\sigma_E$ ,  $\sigma_{MP}$  и  $\sigma_{MED}$  величины  $NmF2$  от  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  и коэффициенты вариаций  $CV_E$ ,  $CV_{MP}$  и  $CV_{MED}$  значения  $NmF2$  относительно  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  соответственно. Показано, что  $NmF2_E$  или арифметически среднее значение  $NmF2_A$  обеспечивает наилучшее описание множества измерений  $NmF2$  одним единственным статистическим параметром  $NmF2$ . Использование  $\sigma_{MED}$  и  $CV_{MED}$  или  $\sigma_{MP}$  и  $CV_{MP}$  вместо  $\sigma_E$  и  $CV_E$  приводит к ошибочным выводам об изменчивости  $NmF2$ . Выполнены расчеты изменения величины коэффициента  $CV_E$  при переходе от низкой к средней солнечной активности, определяющее влияние солнечной активности на изменчивость  $NmF2$ . Показано, что рассматриваемая вариация солнечной активности приводит к увеличению или уменьшению изменчивости  $NmF2$  в диапазоне изменения коэффициента  $CV_E$  от  $-8.2\%$  в апреле до  $12.2\%$  в сентябре. Получено, что при возрастании солнечной активности наибольшая продолжительность периодов увеличения и уменьшения изменчивости  $NmF2$  реализуется в сентябре и в феврале, соответственно. Продолжительность периодов уменьшения изменчивости  $NmF2$  при возрастании солнечной активности наибольшая в зимних условиях и наименьшая в летних условиях в сравнении с каждым из других сезонов года.

DOI: 10.31857/S0016794022030142

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электронная концентрация  $NmF2$  максимума слоя  $F2$  ионосферы, измеренная в геомагнито-спокойных условиях примерно над одной и той же точкой поверхности Земли при одних и тех же или при близких значениях местного времени, номера дня в году и уровне солнечной активности, значительно изменяется от одного дня к другому дню и рассматриваемая (day-to-day) изменчивость  $NmF2$  и ее источники обсуждались, например, в обзорах [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Fang et al., 2018]. Если рассматривать  $NmF2$  как случайный параметр, то для изучения его вариаций можно применять статистические методы, описанные, например, в монографиях [Кремер, 2012; Ross, 2004; Gatti, 2005]. Такой статистический подход был использован авторами работ [Павлов и Павлова, 2012; Pavlov

et al., 2010; Pavlov, 2012; Pavlov and Pavlova, 2013, 2014, 2021] для исследования зимней и полугодовой аномалий  $NmF2$  и аномального явления весенне-осенней асимметрии  $NmF2$  вблизи полдня. В работах [Павлов и Павлова, 2015, 2019; Pavlov and Pavlova, 2016, 2021] были вычислены математическое ожидание  $NmF2_E$ , арифметически среднее  $NmF2_A$ , наиболее вероятное (мода)  $NmF2_{MP}$  и арифметически средняя месячная медиана  $NmF2_{MED}$  электронной концентрации максимума слоя  $F2$  ионосферы для геомагнито-спокойных условий каждого месяца года вблизи полдня при низкой солнечной активности по данным измерений критической частоты  $foF2$  слоя  $F2$  ионосферы средних широт с помощью ионозондов северного географического полушария за период с 1957 по 2017 г. В этих исследованиях было впервые показано, что для каждого ионозонда значе-

ния  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  могут заметно отличаться друг от друга при фиксированных значениях месяца года  $M$  и момента мирового времени  $UT$ .

Стандартные (среднеквадратичные) отклонения  $\sigma_E(UT, M)$ ,  $\sigma_{MED}(UT, M)$  и  $\sigma_{MP}(UT, M)$  величины  $NmF2$  соответственно от  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  и коэффициенты  $CV_E(UT, M)$ ,  $CV_{MED}(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$  вариации значения  $NmF2$  относительно  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  соответственно характеризуют изменчивость  $NmF2$  ото дня к другому дню для выбранных  $M$  и  $UT$  над одной и той же точкой поверхности Земли в геомагнитно-спокойных условиях и примерно одинаковом уровне солнечной активности. Суточные вариации вышеуказанных статистических характеристик изменчивости  $NmF2$  были рассчитаны по данным ионозондов Москвы, Dourbes и Juliusruh за период 1957–2017 гг. для условий низкой солнечной активности в работах [Павлов и Павлова, 2019; Pavlov and Pavlova, 2021]. В этих исследованиях впервые показано, что математическое ожидание  $NmF2$  следует использовать в качестве количественной характеристики, обеспечивающей наилучшее описание множества измерений  $NmF2$  одним единственным статистическим параметром  $NmF2$  в геомагнитно-спокойных условиях при низкой солнечной активности для выбранного месяца года и момента времени, а величины  $\sigma_E(UT, M)$  и  $CV_E(UT, M)$  – характеристики абсолютной и относительной изменчивости  $NmF2$ , соответственно.

Цель настоящей работы – рассчитать для каждого месяца года суточные вариации вышеуказанных статистических характеристик изменчивости  $NmF2$  в геомагнитно-спокойных условиях при низкой и средней солнечной активности над Москвой по данным часовых измерений  $foF2$  наземного ионозонда с 1957 по 2000 г. и изучить влияние вариаций солнечной активности на рассматриваемые статистические характеристики изменчивости  $NmF2$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОД ИХ АНАЛИЗА

В работе используются часовые измерения  $foF2$  наземным ионозондом над Москвой ( $55.5^\circ N$ ,  $37.3^\circ E$ ) в течение периода с 1957 по 2019 г., скопированные с помощью интернета из базы мирового центра данных по солнечно-земной физике (Великобритания). Для определения значений  $NmF2$ , измеренных ионозондом, используется связь между  $NmF2$  и  $foF2$  (см., например, [Пиггот и Равер, 1978]).

Следуя подходу [Павлов и Павлова, 2012, 2015, 2019; Pavlov et al., 2010; Pavlov, 2012; Pavlov and Pavlova, 2013, 2014, 2016], величина  $NmF2$  рас-

сматривается как геомагнито-спокойная электронная концентрация максимума слоя  $F2$  ионосферы, если трехчасовой индекс геомагнитной активности  $Kp \leq 3$  в течение 24-часового периода, предшествующего моменту измерения  $foF2$ , и в момент измерения  $foF2$ . Так же, как и в предшествующем исследовании изменчивости  $NmF2$  [Павлов и Павлова, 2019], зависимость  $NmF2$  от солнечной активности приближенно описывается в терминах изменений индексов  $F10.7$  (среднесуточный поток излучения Солнца на длине волны 10.7 см для рассматриваемых суток),  $F10.7p$  (величина  $F10.7$  за предшествующие сутки) и  $\langle F10.7 \rangle$  (арифметически среднее значение индекса  $F10.7$  за 81 день с центром в рассматриваемый день). Если каждый из индексов  $F10.7$ ,  $F10.7p$  и  $\langle F10.7 \rangle$  изменяется в пределах от  $65 \times 10^{-22}$  до  $85 \times 10^{-22}$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>, то значения  $NmF2$  считаются измеренными при низкой солнечной активности. При изменении каждого из этих индексов солнечной активности от  $85 \times 10^{-22}$  до  $125 \times 10^{-22}$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup> измеренные величины  $NmF2$  рассматриваются как  $NmF2$  при средней солнечной активности.

Для каждого из рассматриваемых уровней солнечной активности (низкая или средняя солнечная активность) результаты измерений геомагнитно-спокойных  $NmF2$  сортируются в соответствии с номером месяца в году и выбираются только  $NmF2$ , измеренные при  $UT = 0, 1, \dots, 23$  ч. Связь местного солнечного времени SLT с  $UT$  определяется соотношением  $SLT = UT + \lambda/15$ , где  $\lambda$  – географическая долгота в градусах, а единицы измерения SLT и  $UT$  – часы.

Для изучения изменчивости геомагнитно-спокойных значений  $NmF2(UT, M)$  используются методы математической статистики, описанные, например, в монографиях [Кремер, 2012; Ross, 2004; Gatti, 2005]. Для этого вычисляются следующие статистические параметры геомагнитно-спокойных значений  $NmF2(UT, M)$ :  $NmF2_E(UT, M)$ ,  $NmF2_{MP}(UT, M)$ ,  $NmF2_{MED}(UT, M)$ ,  $\sigma_E(UT, M)$ ,  $\sigma_{MED}(UT, M)$ ,  $\sigma_{MP}(UT, M)$ ,  $CV_E(UT, M)$ ,  $CV_{MED}(UT, M)$ ,  $CV_{MP}(UT, M)$  и  $F(UT, M)$  отдельно для условий низкой и средней солнечной активности, где  $F(UT, M)$  – число измерений  $NmF2(UT, M)$  при фиксированных  $UT$  и  $M$ . Используемая в работе методика расчета статистических параметров  $NmF2(UT, M)$  описана в работе [Pavlov and Pavlova, 2021].

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для приведенных в п. 2 промежутков времени часовые измерения  $foF2$ , используемые в исследовании вариаций геомагнитно-спокойных  $NmF2$ , величина  $F(UT, M) \geq 136$  в условиях низкой солнечной активности и значение  $F(UT, M) \geq 102$  при

средней солнечной активности. Используемые величины  $F(UT, M)$  достаточно велики для выполнения закона больших чисел и корректного вычисления рассматриваемых статистических параметров  $NmF2$  [Gatti, 2005].

Статистическое исследование показало, что при фиксированном времени и месяце года математическое ожидание и арифметически среднее  $NmF2$  отличаются не более чем на 0.2% и 4.3% при низкой и средней солнечной активности соответственно.

### 3.1. Сравнение $NmF2_E(UT, M)$ , $NmF2_{MED}(UT, M)$ и $NmF2_{MP}(UT, M)$

Так же, как и в работах [Pavlov and Pavlova, 2016, 2021; Павлов и Павлова, 2019], будем вычислять выраженное в процентах отличие между двумя статистическими параметрами А и В электронной концентрации максимума слоя  $F2$  ионосферы при заданных значениях мирового времени и месяца года отдельно для низкой и средней солнечной активности:

$$Z(A, B) = 200 \times |A - B| / (A + B). \quad (1)$$

Из проведенных расчетов следует, что при фиксированных значениях  $UT$  и  $M$   $0\% \leq Z(NmF2_E, NmF2_{MED}) \leq 25\%$ ,  $0\% \leq Z(NmF2_E, NmF2_{MP}) \leq 39\%$ ,  $0\% \leq Z(NmF2_{MED}, NmF2_{MP}) \leq 40\%$  в условиях низкой солнечной активности и  $0\% \leq Z(NmF2_E, NmF2_{MED}) \leq 59\%$ ,  $0\% \leq Z(NmF2_E, NmF2_{MP}) \leq 81\%$ ,  $0\% \leq Z(NmF2_{MED}, NmF2_{MP}) \leq 66\%$  — при средней солнечной активности. Таким образом, в соответствии с выводами работ [Павлов и Павлова, 2019; Pavlov and Pavlova, 2021], использовавших результаты измерений  $foF2$  наземными ионозондами над Москвой, Dourbes и Juliusruh при низкой солнечной активности, в условиях средней солнечной активности рассматриваемые количественные статистические характеристики, каждая из которых может обеспечить описание множества наблюдений рассматриваемой случайной величины  $NmF2$ , существенно отличаются друг от друга, и результаты решения рассматриваемой задачи с участием статистической характеристики  $NmF2$  зависят от выбора между  $NmF2_E(UT, M)$ ,  $NmF2_{MED}(UT, M)$  и  $NmF2_{MP}(UT, M)$ .

### 3.2. Сравнение $\sigma_E(UT, M)$ , $\sigma_{MED}(UT, M)$ и $\sigma_{MP}(UT, M)$

При выполнении закона больших чисел математическое ожидание квадрата отклонения случайной величины  $X$  от любой постоянной величины превосходит или совпадает с математическим ожиданием квадрата отклонения  $X$  от математического ожидания  $X$  [Кремер, 2012; Ross, 2004]. В соответствии с этим общим выводом математи-

ческой статистики вычисленные значения  $\sigma_E$ ,  $\sigma_{MED}$  и  $\sigma_{MP}$  удовлетворяют неравенствам

$$\begin{aligned} \sigma_E(UT, M) &\leq \sigma_{MED}(UT, M), \\ \sigma_E(UT, M) &\leq \sigma_{MP}(UT, M) \end{aligned} \quad (2)$$

как при низкой, так и при средней солнечной активности.

Таким образом, абсолютная величина изменчивости  $NmF2$  минимальна при использовании  $NmF2_E(UT, M)$ . Отметим, что максимальные значения  $Z(\sigma_E, \sigma_{MED})$ ,  $Z(\sigma_E, \sigma_{MP})$  и  $Z(\sigma_{MED}, \sigma_{MP})$  составляют 16, 46 и 40% при низкой солнечной активности соответственно. При средней солнечной активности эти максимальные значения равны 72, 53 и 71% соответственно.

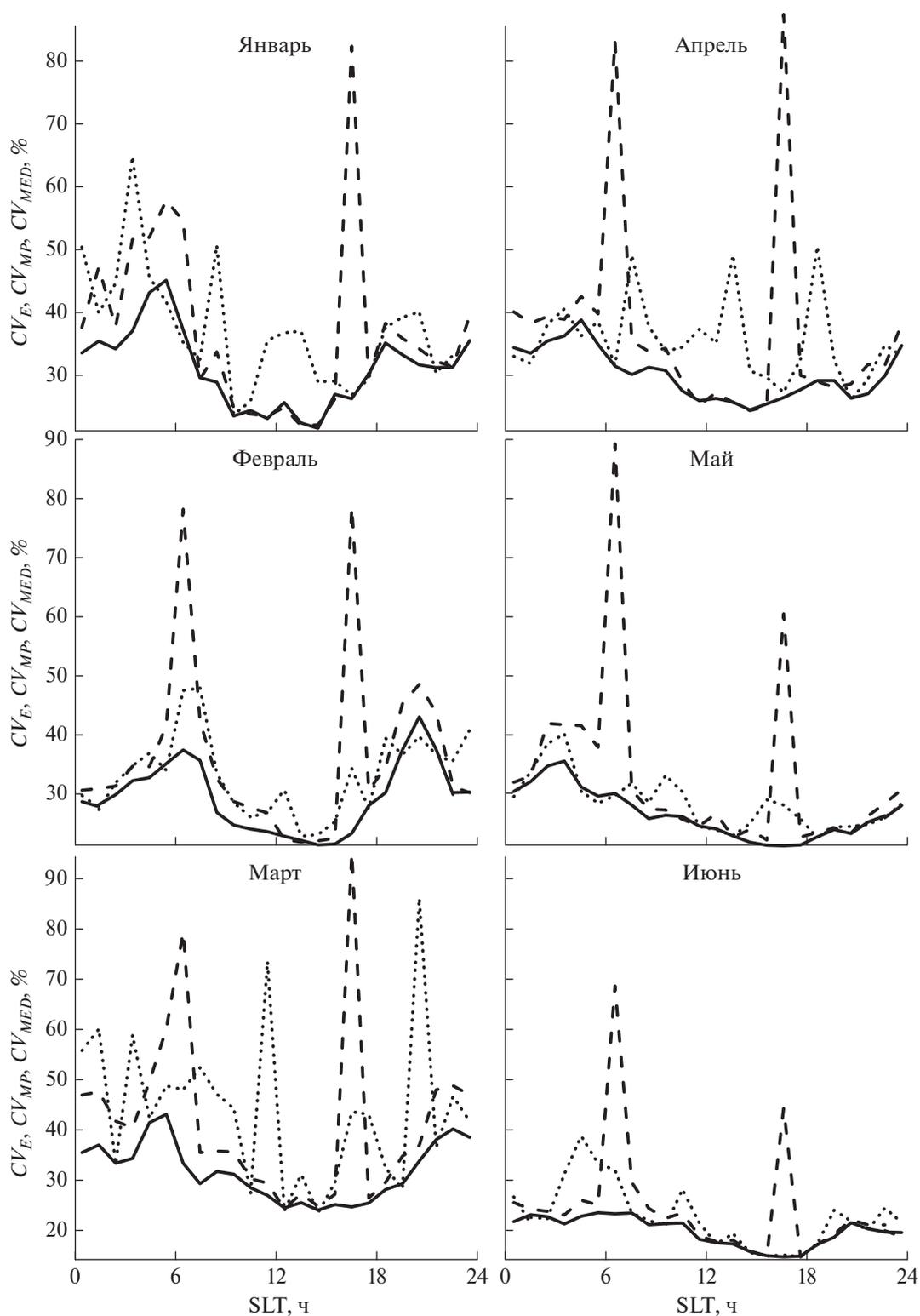
Таким образом, стандартные отклонения  $\sigma_E(UT, M)$ ,  $\sigma_{MED}(UT, M)$  и  $\sigma_{MP}(UT, M)$  существенно отличаются друг от друга как при низкой, так и при средней солнечной активности.

Величины  $\sigma_E(UT, M)$ ,  $\sigma_{MED}(UT, M)$  и  $\sigma_{MP}(UT, M)$  дают абсолютную оценку меры разброса электронной концентрации максимума слоя  $F2$  ионосферы относительно  $NmF2_E(UT, M)$ ,  $NmF2_{MED}(UT, M)$  и  $NmF2_{MP}(UT, M)$  соответственно. Чтобы определить, насколько разброс  $NmF2$  велик или мал относительно самих значений этих статистических параметров независимо от их величины, используются коэффициенты вариаций  $CV_E(UT, M)$ ,  $CV_{MED}(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$ . Кроме того, статистические параметры  $NmF2_E(UT, M)$ ,  $NmF2_{MED}(UT, M)$  и  $NmF2_{MP}(UT, M)$  зависят не только от  $UT$  и  $M$ , но и от уровня солнечной активности и географической широты и долготы. Поэтому коэффициенты вариаций  $NmF2$ , являющиеся относительными показателями изменчивости  $NmF2$ , также необходимы и для сопоставления степени этой изменчивости при разных значениях  $UT$ ,  $M$ , уровня солнечной активности, географической широты и долготы.

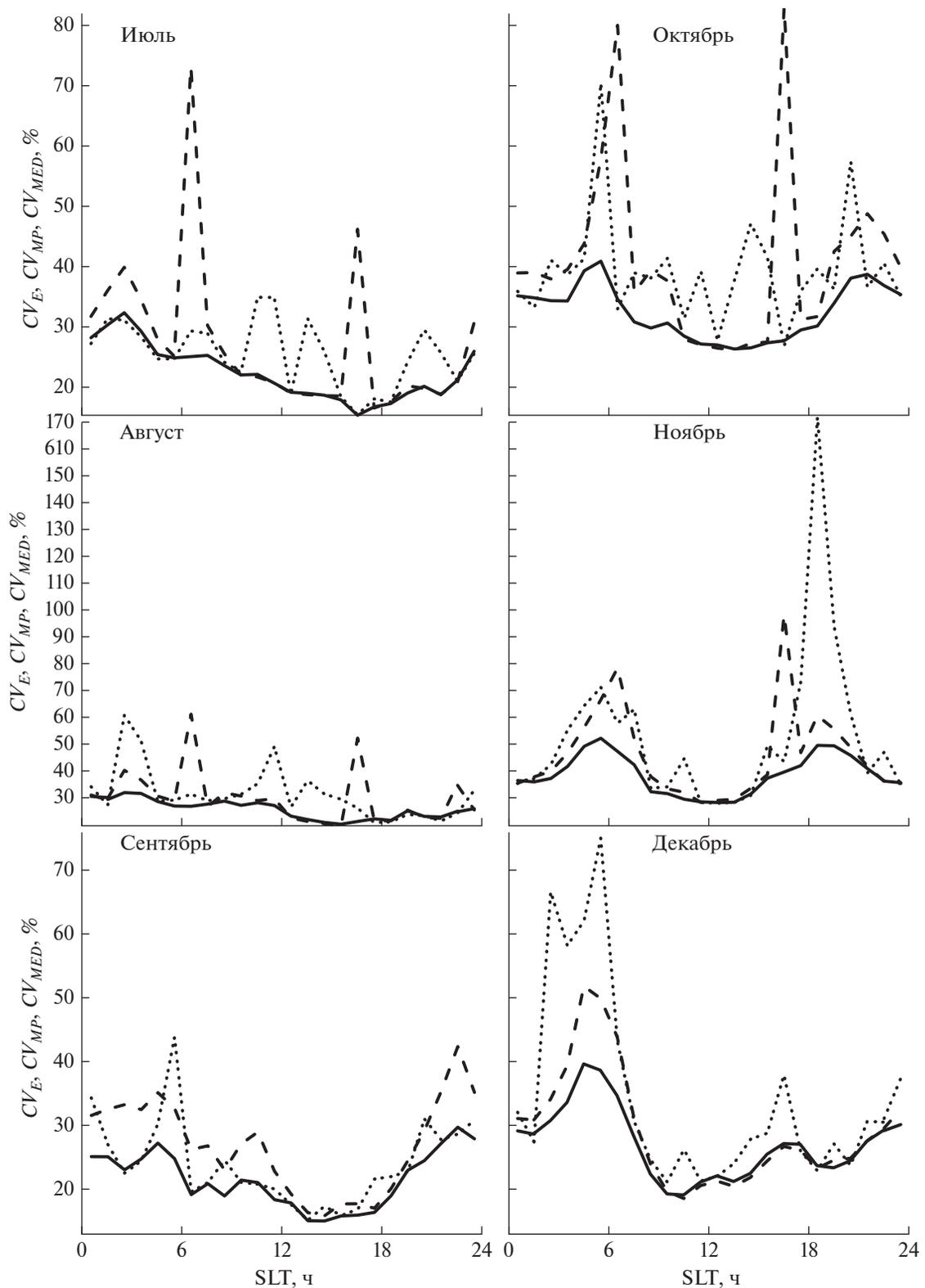
### 3.3. Сравнение $CV_E(UT, M)$ , $CV_{MED}(UT, M)$ и $CV_{MP}(UT, M)$

Результаты расчетов суточных вариаций  $CV_E(UT, M)$ ,  $CV_{MED}(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$  представлены на рис. 1 и 2 для условий средней солнечной активности. Рассматриваемые статистические характеристики  $NmF2$  изменяются в промежутках  $15\% \leq CV_E \leq 46\%$ ,  $15\% \leq CV_{MED} \leq 95\%$  и  $15\% \leq CV_{MP} \leq 170\%$ , а при фиксированных значениях времени и месяца года  $0\% \leq Z(CV_E, CV_{MED}) \leq 117\%$ ,  $0\% \leq Z(CV_E, CV_{MP}) \leq 118\%$  и  $0\% \leq Z(CV_{MED}, CV_{MP}) \leq 105\%$ .

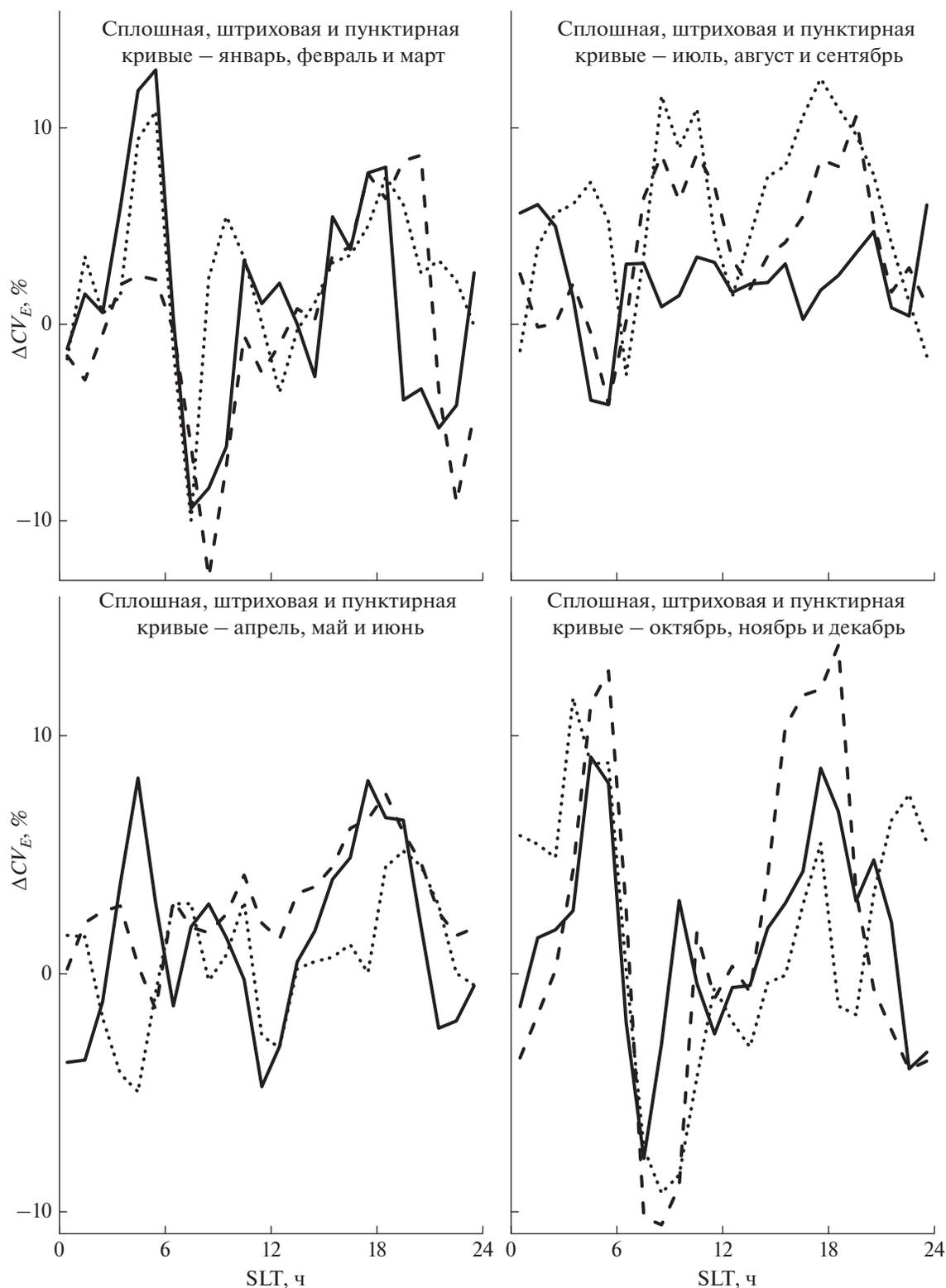
Таким образом, коэффициенты вариаций  $CV_E(UT, M)$ ,  $CV_{MED}(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$  существенно отличаются друг от друга как при низкой



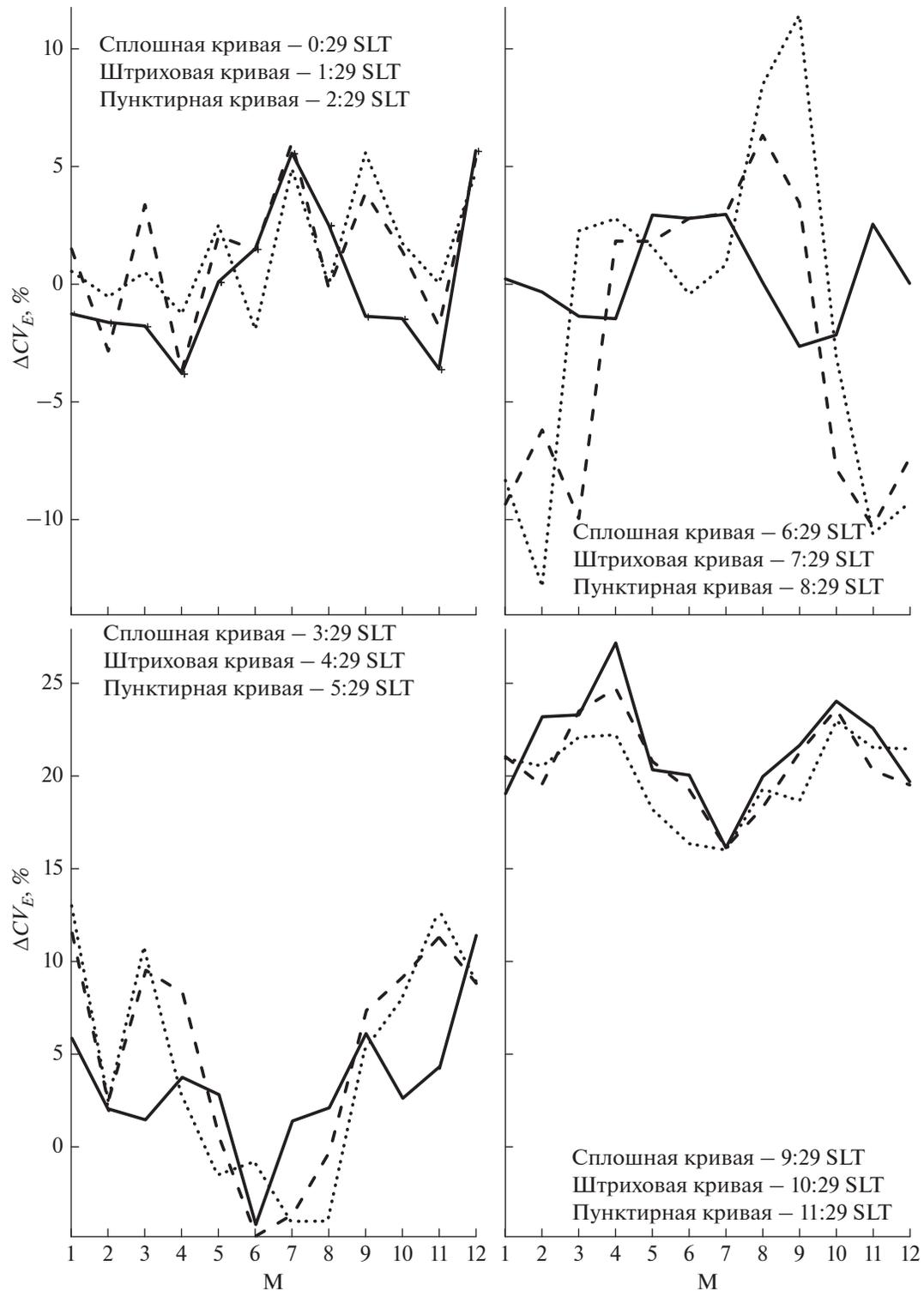
**Рис. 1.** Суточные вариации  $CV_E$  (сплошные кривые),  $CV_M$  (пунктирные кривые) и  $CV_{MED}$  (штриховые кривые) для января (верхняя левая панель), февраля (средняя левая панель), марта (нижняя левая панель), апреля (верхняя правая панель), мая (средняя правая панель) и июня (нижняя правая панель) при средней солнечной активности.



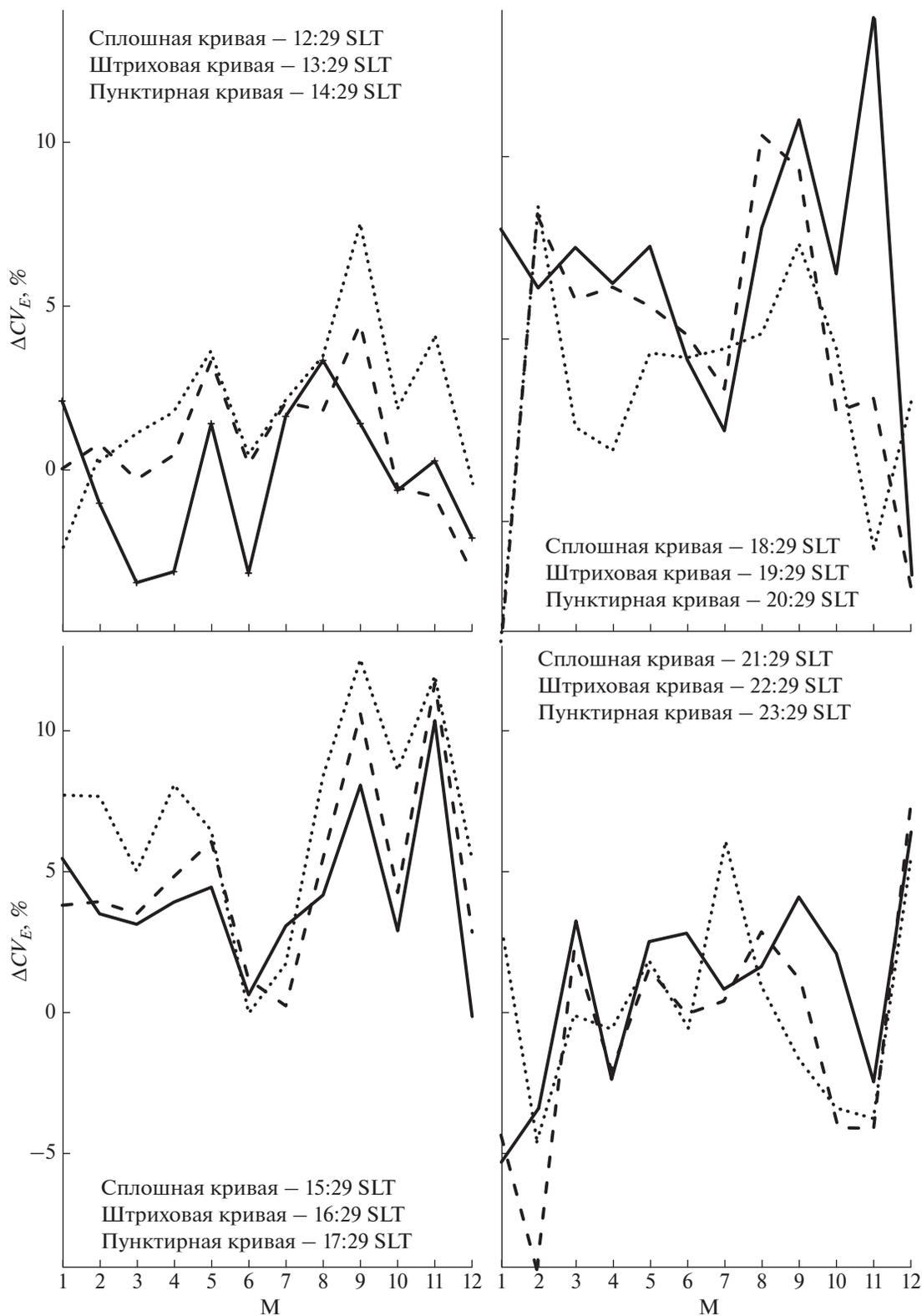
**Рис. 2.** Суточные вариации  $CV_E$  (сплошные кривые),  $CV_{MP}$  (пунктирные кривые) и  $CV_{MED}$  (штриховые кривые) для июля (верхняя левая панель), августа (средняя левая панель), сентября (нижняя левая панель), октября (верхняя правая панель), ноября (средняя правая панель) и декабря (нижняя правая панель) при средней солнечной активности.



**Рис. 3.** Суточные вариации  $\Delta CV_E$  в январе, феврале и марте (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней левой панели), в апреле, мае и июне (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней левой панели), в июле, августе и сентябре (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней правой панели), в октябре, ноябре и декабре (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней правой панели).



**Рис. 4.** Зависимости от месяца года  $\Delta CV_E$  в 0:29, 1:29 и 2:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней левой панели); в 3:29, 4:29 и 5:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней левой панели); в 6:29, 7:29 и 8:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней правой панели); в 9:29, 10:29 и 11:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней правой панели).



**Рис. 5.** Зависимости от месяца года  $\Delta CV_E$  в 12:29, 13:29 и 14:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней левой панели); в 15:29, 16:29 и 17:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней левой панели); в 18:29, 19:29 и 20:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней правой панели); в 21:29, 22:29 и 23:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней правой панели).

(см. работы [Павлов и Павлова, 2019; Pavlov and Pavlova, 2021]), так и при средней солнечной активности. При этом, в преобладающем большинстве случаев значение  $CV_E(UT, M)$  меньше, чем величина  $CV_{MED}(UT, M)$  или  $CV_{MP}(UT, M)$ .

Чем меньше коэффициент вариации случайной величины  $NmF2$  относительно статистического параметра  $Y = NmF2_E, NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$ , тем более точной является оценка  $NmF2$  параметром  $Y$ . Если условия минимизации стандартного отклонения и коэффициента вариации  $NmF2$  принимаются в качестве критерия наилучшего описания множества измерений  $NmF2$  одним единственным статистическим параметром  $NmF2$ , то согласно результатам настоящей работы использование в ионосферных исследованиях математического ожидания  $NmF2$  или арифметически среднего значения  $NmF2$  в наилучшей степени обеспечивает выполнение этого критерия в геомагнито-спокойных условиях при средней солнечной активности. Таким образом, использование  $\sigma_{MED}(UT, M)$  и  $CV_{MED}(UT, M)$  или  $\sigma_{MP}(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$  вместо  $\sigma_E(UT, M)$  и  $CV_E(UT, M)$  приводит к ошибочным выводам об изменчивости  $NmF2$  при средней солнечной активности. Такое же заключение было сделано в работах [Павлов и Павлова, 2019; Pavlov and Pavlova, 2021], использовавших результаты измерений  $foF2$  наземными ионозондами над Москвой, Dourbes и Juliusruh при низкой солнечной активности.

### 3.4. Сравнение $CV_E(UT, M)$ при низкой и средней солнечной активности

Из проведенных расчетов следует, что при низкой солнечной активности  $12.9\% \leq CV_E(UT, M) \leq 46.4\%$ , в то время как при средней солнечной активности  $15.0\% \leq CV_E(UT, M) \leq 46.3\%$ . Таким образом, переход от низкой к средней солнечной активности не приводит к существенным изменениям как максимальной, так и минимальной изменчивости  $NmF2$ .

Исследуемое влияние солнечной активности на изменчивость  $NmF2$  определяется параметром

$$\Delta CV_E(UT, M) = CV_E^A(UT, M) - CV_E^L(UT, M), \quad (3)$$

где  $CV_E^A(UT, M)$  и  $CV_E^L(UT, M)$  — значения  $CV_E(UT, M)$  при средней и низкой солнечной активности соответственно.

На рисунке 3 представлены результаты расчетов суточных вариаций  $\Delta CV_E$  для каждого месяца года, а на рис. 4 и 5 — вычисленные зависимости от месяца года  $\Delta CV_E$  в рассматриваемые моменты времени. Можно сделать вывод, что рассматриваемое в работе изменение солнечной активности приводит к увеличению или уменьшению изменчивости  $NmF2$  в диапазоне изменения  $\Delta CV_E$  от —

8.2% в апреле в 0:29 SLT до 12.2% в сентябре в 19:29 SLT.

Из рисунков 3–5 видно, что при возрастании солнечной активности наибольшая продолжительность периодов увеличения изменчивости  $NmF2$  (т.е. при  $\Delta CV_E > 0$ ) реализуется в сентябре, а периодов уменьшения изменчивости  $NmF2$  (т.е. при  $\Delta CV_E < 0$ ) — в феврале. Продолжительность периодов уменьшения изменчивости  $NmF2$  при возрастании солнечной активности наибольшая в зимних условиях (декабрь, январь и февраль) и наименьшая в летних условиях (июнь, июль и август) в сравнении с каждым из других сезонов года.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено исследование суточных вариаций статистических характеристик  $NmF2$  для каждого месяца года в геомагнито-спокойных условиях при низкой и средней солнечной активности над Москвой по данным часовых ( $UT = 0, 1, \dots, 23$  ч) измерений  $foF2$  наземным ионозондом с 1957 по 2017 г. Выполнены расчеты следующих статистических параметров  $NmF2$ : математическое ожидание  $NmF2_E$ , арифметически среднее  $NmF2_A$ , наиболее вероятное  $NmF2_{MP}$ , арифметически средняя месячная медиана  $NmF2_{MED}$ , стандартные отклонения  $\sigma_E(UT, M)$ ,  $\sigma_{MP}(UT, M)$  и  $\sigma_{MED}(UT, M)$  величины  $NmF2$  от  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  и коэффициенты вариаций  $CV_E(UT, M)$ ,  $CV_{MP}(UT, M)$  и  $CV_{MED}(UT, M)$  значения  $NmF2$  относительно  $NmF2_E$ ,  $NmF2_{MP}$  и  $NmF2_{MED}$  соответственно.

Найдено, что арифметически среднее  $NmF2$  отличается от математического ожидания не более, чем на 0.2% и 4.3% при низкой и средней солнечной активности соответственно.

Как при низкой, так и при средней солнечной активности величины  $NmF2_E(UT, M)$ ,  $NmF2_{MED}(UT, M)$  и  $NmF2_{MP}(UT, M)$ , каждая из которых может обеспечить описание множества наблюдений рассматриваемой случайной величины  $NmF2$ , существенно отличаются друг от друга, и результаты решения задачи с участием статистической характеристики  $NmF2$  зависят от выбора между  $NmF2_E(UT, M)$ ,  $NmF2_{MED}(UT, M)$  и  $NmF2_{MP}(UT, M)$ .

Проведенное исследование показало, что в преобладающем большинстве случаев коэффициент вариации  $NmF2$  относительно математического ожидания  $NmF2$  меньше коэффициентов вариации  $NmF2$  относительно арифметически средней месячной медианы  $NmF2$  или наиболее вероятного значения  $NmF2$ . Если величина  $CV_E(UT, M)$  больше, чем значение  $CV_{MED}(UT, M)$  или  $CV_{MP}(UT, M)$ , то отличие между коэффициентами  $CV_E(UT, M)$  и  $CV_{MED}(UT, M)$  или между зна-

чениями  $CV_E(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$  не значительно в сравнении с их величинами.

Кроме того, величина  $\sigma_E(UT, M)$  меньше, чем  $\sigma_{MP}(UT, M)$  или  $\sigma_{MED}(UT, M)$  при низкой и средней солнечной активности. Таким образом, в геомагнито-спокойных условиях при низкой и средней солнечной активности следует использовать математическое ожидание  $NmF2$  или арифметически среднее значение  $NmF2$  в качестве количественной характеристики, обеспечивающей наилучшее описание множества измерений  $NmF2$  одним статистическим параметром  $NmF2$ . Проведенные ранее исследования [Павлов и Павлова, 2019; Pavlov and Pavlova, 2021] и результаты настоящей работы показывают, что использование  $\sigma_{MED}(UT, M)$  и  $CV_{MED}(UT, M)$  или  $\sigma_{MP}(UT, M)$  и  $CV_{MP}(UT, M)$  вместо  $\sigma_E(UT, M)$  и  $CV_E(UT, M)$  приводит к ошибочным выводам об изменчивости  $NmF2$  при низкой и средней солнечной активности.

Расчеты показали, что при низкой солнечной активности  $12.9\% \leq CV_E(UT, M) \leq 46.4\%$ , в то время как при средней солнечной активности  $15.0\% \leq CV_E(UT, M) \leq 46.3\%$ . Таким образом, переход от низкой к средней солнечной активности не приводит к существенным изменениям как максимальной, так и минимальной изменчивости  $NmF2$ .

Выполнены расчеты изменения величины коэффициента  $CV_E(UT, M)$  при переходе от низкой к средней солнечной активности, определяющего влияние солнечной активности на изменчивость  $NmF2$ . Показано, что рассматриваемая вариация солнечной активности приводит к увеличению или уменьшению изменчивости  $NmF2$  в диапазоне изменения коэффициента  $CV_E(UT, M)$  от  $-8.2\%$  в апреле в 0:29 SLT до  $12.2\%$  в сентябре в 19:29 SLT. Найдено, что при возрастании солнечной активности наибольшая продолжительность периодов увеличения и уменьшения изменчивости  $NmF2$  реализуется в сентябре и в феврале соответственно. Продолжительность периодов уменьшения изменчивости  $NmF2$  при возрастании солнечной активности наибольшая в зимних условиях (декабрь, январь и февраль) и наименьшая — в летних условиях (июнь, июль и август) в сравнении с каждым из других сезонов года.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кремер Н.Ш. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: ЮНИТИ-ДАНА, 551 с. 2012.
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Вариации статистических параметров зимней аномалии  $NmF2$  с широтой и солнечной активностью // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 52. № 3. С. 335–343. 2012.
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Зависимости от месяца года статистических характеристик  $NmF2$  средних широт в геомагнито-спокойных условиях вблизи полдня при низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 4. С. 504–510. 2015.
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Суточные вариации статистических характеристик изменчивости  $NmF2$ , измеренной ионозондом над Москвой в геомагнито-спокойных условиях при низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 5. С. 635–648. 2019.  
<https://doi.org/10.1134/S0016794019040138>
- Пузгом В.П., Павер К. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М.: Наука, 342 с. 1978.
- Fang T.-W., Fuller-Rowell T., Yudin V., Matsuo T., Viereck R. Quantifying the sources of ionospheric day-to-day variability // J. Geophys. Res. V. 123. № 11. P. 9682–9696. 2018.  
<https://doi.org/10.1029/2018JA025525>
- Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X. Variability of the ionosphere // J. Atmos. Solar-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)
- Gatti P.L. Probability theory and mathematical statistics for engineers. London, N.Y.: Spon Press of Taylor&Francis Group, 356 p. 2005.  
<https://doi.org/10.1201/9781482267761>
- Pavlov A.V. The low and middle latitude semi-annual anomaly in  $NmF2$  near noon: a statistical study // Adv. Space Res. V. 49. № 5. P. 922–936. 2012.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.12.024>
- Pavlov A.V., Pavlova N.M., Makarenko S.F. A statistical study of the mid-latitude  $NmF2$  winter anomaly // Adv. Space Res. V. 45. № 3. P. 374–385. 2010.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.09.003>
- Pavlov A.V., Pavlova N.M. Variations in statistical parameters of the  $NmF2$  equinoctial asymmetry with latitude and solar activity near noon // Adv. Space Res. V. 51. № 11. P. 2018–2034. 2013.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.01.007>
- Pavlov A.V., Pavlova N.M. Influence of the equinoctial asymmetry on the semi-annual anomaly in  $NmF2$  near noon in the northern geographic hemisphere: a statistical study // Adv. Space Res. V. 53. № 4. P. 619–634. 2014.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.12.014>
- Pavlov A.V., Pavlova N.M. Long-term monthly statistics of mid-latitude  $NmF2$  in the northern geographic hemisphere during geomagnetically quiet and steadily low solar activity conditions // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 142. № 5. P. 83–97. 2016.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.03.001>
- Pavlov A.V., Pavlova N.M. Statistical characteristics of the mid-latitude  $NmF2$  day-to-day Variability during geomagnetically quiet conditions at low solar activity obtained from the Dourbes and Juliusruh ionosonde observations // Pure Appl. Geophys. V. 178. № 10. P. 3887–3907. 2021.  
<https://doi.org/10.1007/s00024-021-02859-z>
- Ross S.M. Introduction to probability and statistics for engineers and scientists. Amsterdam: Elsevier Academic Press, 624 p. 2004.
- Rishbeth H., Mendillo M. Patterns of  $F2$ -layer variability // J. Atmos. Solar-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)

УДК 551.510.3

## ВЕРИФИКАЦИЯ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ *D*-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПО РАДИОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ МИХНЕВО

© 2022 г. С. З. Беккер\*

Институт динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

\*e-mail: susanna.bekker@gmail.com

Поступила в редакцию 20.08.2021 г.

После доработки 21.09.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Представлены результаты сопоставления трех различных плазмохимических моделей *D*-области ионосферы во время рентгеновских вспышек *C*- и *X*-классов. Рассмотрены четырех-, пяти- и восьмикомпонентная модели, описывающие динамику заряженных составляющих среды. Для верификации результатов были использованы данные наземных радиофизических измерений, полученных в Геофизической обсерватории Михнево. Полученные по трем моделям высотные профили концентрации электронов использовались для описания среды распространения радиоволн на четырех среднеширотных СДВ-трассах (3–30 кГц). В результате верификации было получено, что четырех- и пятикомпонентная модели описывают экспериментальные данные лучше, чем восьмикомпонентная модель, как в спокойных гелиогеофизических условиях, так и во время естественных возмущений.

DOI: 10.31857/S001679402202002X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что до сих пор наименее изученной остается нижняя часть ионосферы Земли, где получение экспериментальных данных крайне затруднено. Несмотря на то, что большое количество отечественных и зарубежных работ посвящено исследованию состояния *D*-области ионосферы (50–90 км), точность прогноза поведения ионосферных параметров в условиях возмущений различной природы все еще остается достаточно низкой.

При выборе сложности ионизационно-рекомбинационного цикла, на котором строится плазмохимическая модель, необходимо учесть не только точность расчета параметров, но и возможность оперативного решения задачи, особенно во время естественных возмущений. На сегодняшний день существуют глобальные трехмерные численные модели нижней ионосферы, учитывающие сотни и тысячи известных фотохимических реакций, которые описывают поведение ионосферных составляющих в спокойных условиях и под действием различных возмущений [Turunen et al., 1992, 1996; Krivolutsky et al., 2015; Verronen et al., 2016]. Однако такие модели требуют крайне высоких вычислительных мощностей и временных ресурсов, и потому не подходят для оперативного решения прикладных задач прогноза распространения радиоволн. Кроме того, чем

больше плазмохимических процессов учитывает модель, тем острее стоит проблема незнания констант скоростей реакций и высотных профилей малых нейтральных составляющих, являющихся входными параметрами систем.

Наиболее часто для решения прикладных задач распространения радиоволн используется двухпараметрическая модель Уайта–Фергюссона [Wait and Spies, 1964; Ferguson, 1995]. Как показывают исследования, эта модель позволяет восстановить радиоэквивалентную ионосферу и успешно использовать ее результаты для расчета распространения радиоволн. В то же время, смоделированные высотные профили концентрации электронов существенно отличаются от реальных значений  $N_e$ , которые известны по ракетным экспериментам, так как в основу модели положен экспоненциальный профиль  $N_e$ .

Поэтому вопрос выбора той или иной модели нижней ионосферы для решения прикладных задач распространения радиоволн СДВ-диапазона стоит достаточно остро [Wait and Spies, 1964; Ferguson, 1995; Lyakhov et al., 2019; Bekker et al., 2021].

Данная работа – первый этап решения задачи по построению ионизационно-рекомбинационной модели, которая позволит оперативно и с достаточной точностью прогнозировать состояние *D*-области в различных гелиогеофизических условиях. Чтобы определить критически необхо-

димый минимальный набор заряженных компонент, динамика которых должна быть учтена при расчете концентрации электронов в спокойных условиях и во время рентгеновских вспышек, было решено начать с нескольких самых простых плазмохимических моделей  $D$ -области ионосферы. Далее при необходимости планируется наращивать сложность схемы ионизационно-рекомбинационного цикла до тех пор, пока ошибка, вызванная незнанием значений входных параметров, не начнет превышать ошибку, вызванную неучетом динамики той или иной составляющей среды.

Цель настоящей работы – построение трех разнокомпонентных плазмохимических моделей нижней ионосферы и оценка их прогностических возможностей в спокойных условиях и во время рентгеновских вспышек по данным наземных радиофизических измерений.

Для оценки точности результатов построенных плазмохимических моделей используются данные Геофизической обсерватории Михнево, где уже длительное время ведется непрерывный мониторинг сигналов СДВ-диапазона от передатчиков, расположенных по всему миру [Gavrilov et al., 2019]. Накопленный объем данных амплитудно-фазовых характеристик сигналов позволяет проводить независимую верификацию теоретических моделей среды в различных геофизических условиях, включая рентгеновские вспышки различного класса [Palit et al., 2013; Bekker et al., 2018, 2021; Lyakhov et al., 2018].

## 2. ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Для расчета концентрации электронов были выбраны три модели ионизационно-рекомбинационного цикла  $D$ -области ионосферы, которые описывают динамику четырех, пяти и восьми заряженных составляющих. Все три системы дифференциальных уравнений решались численно методом Рунге–Кутты 2–3-го порядка с одинаковыми значениями входных параметров: констант скоростей реакций, скорости ионизации  $q$ , температуры нейтральных компонент  $T$ , концентраций основных  $[O_2]$ ,  $[N_2]$  и малых нейтральных составляющих. Температура и концентрации нейтральных компонент получены в результате статистической обработки многолетних экспериментальных данных со спутников AURA [Livesey et al., 2013] и TIMED (<http://saber.gats-inc.com/data.php>). Большой объем спутниковых данных нейтральной атмосферы позволил минимизировать ошибку в определении значений входных параметров систем.

В качестве четырехкомпонентной модели нижней ионосферы выбрана схема ионизационно-рекомбинационного цикла, описанная в работе [Glukhov et al., 1992]. Четырехкомпонентная

модель описывает динамику простых положительных и отрицательных ионов  $X^+$ ,  $X^-$ , кластерных положительных ионов  $XY^+$  и электронов  $Ne$ :

$$\begin{cases} \frac{d[X^+]}{dt} = q - 4 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T}\right)^{0.2} [X^+]N_e - \\ - B[X^+] - 10^{-7}[X^-][X^+] \\ \frac{d[XY^+]}{dt} = B[X^+] - 2.55 \times 10^{-5}[XY^+]N_e - \\ - 10^{-7}[X^-][XY^+] \\ \frac{d[X^-]}{dt} = \beta N_e - 0.33[X^-] - 10^{-7}[X^-]([X^+] + [XY^+]) \\ \frac{dN_e}{dt} = \frac{d[X^+]}{dt} + \frac{d[XY^+]}{dt} - \frac{d[X^-]}{dt}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\beta = 10^{-31}[O_2][N_2] + 1.4 \times 10^{-29}(300/T) \times \exp(-600/T)[O_2]^2$  – скорость прилипания электронов в тройных соударениях;  $B$  – скорость преобразования простых положительных ионов в сложные, которая рассчитывается по формуле:

$$\begin{aligned} B = & 1.8 \times 10^{-28} (308/T)^{4.7} [H_2O][N_2] + \\ & + \frac{2 \times 10^{-31} (300/T)^{4.4} [N_2]^2 \times 10^{-9} [H_2O]}{C} + \\ & + \frac{10^{-9} [H_2O]}{3.1 \times 10^4 T^{-4} \exp(-4590/T)[N_2] + 10^{-9} [H_2O]} \times \\ & \times \left( 7 \times 10^{-30} (300/T)^3 [CO_2][N_2] + \right. \\ & \left. + \frac{2 \times 10^{-31} (300/T)^{4.4} [N_2]^2 \times 10^{-9} [CO_2]}{C} \right), \\ C = & 1.5 \times 10^6 T^{-5.4} \exp(-2450/T)[N_2] + \\ & + 10^{-9} ([CO_2] + [H_2O]). \end{aligned} \quad (2)$$

В основу пятикомпонентной модели легла система уравнений ионизационно-рекомбинационного цикла, представленная в работе [Egoshin et al., 2012]. Эта модель учитывает практически все фотохимические процессы, которые определяют динамику основных составляющих нижней ионосферы: фотоотлипание электронов от  $O_2^-$  и от кластерных отрицательных ионов, реакции преобразования простых положительных и отрицательных ионов в кластерные, прилипание электронов в тройных соударениях, диссоциативная рекомбинация электронов с положительными ионами, ион-ионная рекомбинация. Пятикомпонентная модель описывает изменение концентраций  $[NO^+]$ ,  $[O_2^-]$ , положительных и отрицательных кластерных ионов  $[XY^+]$ ,  $[XY^-]$  и концентрации электронов  $Ne$ :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d[\text{NO}^+]}{dt} &= q - 4 \times 10^{-7} \left( \frac{300}{T} \right)^{1.5} [\text{NO}^+] N_e - \\ &- B[\text{NO}^+] - 10^{-7} [\text{NO}^+] ([\text{O}_2^-] + [\text{XY}^-]), \\ \frac{d[\text{XY}_1^+]}{dt} &= B[\text{NO}^+] - 2.55 \times 10^{-5} [\text{XY}_1^+] N_e - \\ &- 10^{-7} [\text{XY}_1^+] ([\text{O}_2^-] + [\text{XY}^-]), \\ \frac{d[\text{O}_2^-]}{dt} &= \beta N_e - 0.33 [\text{O}_2^-] - 6 \times 10^{-10} [\text{O}_3] [\text{O}_2^-] - \\ &- 4 \times 10^{-31} [\text{O}_2^-]^2 [\text{O}_2^-] - 10^{-7} [\text{O}_2^-] ([\text{NO}^+] + [\text{XY}_1^+]), \\ \frac{d[\text{XY}^-]}{dt} &= 6 \times 10^{-10} [\text{O}_3] [\text{O}_2^-] + 4 \times 10^{-31} [\text{O}_2^-]^2 [\text{O}_2^-] - \\ &- 10^{-7} [\text{XY}^-] ([\text{NO}^+] + [\text{XY}_1^+]) - [\text{XY}^-], \\ \frac{dN_e}{dt} &= \frac{d[\text{NO}^+]}{dt} + \frac{d[\text{XY}_1^+]}{dt} - \frac{d[\text{O}_2^-]}{dt} - \frac{d[\text{XY}^-]}{dt}. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

За основу при построении восьмикомпонентной модели была взята работа [Кудрявцев и Романюха, 1995]. Она описывает динамику концентраций четырех видов положительных ионов  $[\text{NO}^+]$ ,  $[\text{O}_2^+]$ ,  $[\text{XY}_1^+]$ ,  $[\text{XY}_2^+]$ , трех видов отрицательных ионов  $[\text{K}^-]$ ,  $[\text{C}^-]$ ,  $[\text{N}^-]$  и концентрации  $N_e$ :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d[\text{NO}^+]}{dt} &= q_{\text{NO}^+} + D[\text{O}_2^+] - [\text{NO}^+] \times \\ &\times \left( A_{\text{NO}^+} + 2 \times 10^{-7} \left( \frac{300}{T} \right)^{1.5} N_e + 10^{-7} n^- \right), \\ \frac{d[\text{O}_2^+]}{dt} &= q_{\text{O}_2^+} - [\text{O}_2^+] \times \\ &\times \left( A_{\text{O}_2^+} + D + 4 \times 10^{-7} \left( \frac{300}{T} \right)^{1.5} N_e + 10^{-7} n^- \right), \\ \frac{d[\text{XY}_1^+]}{dt} &= A_{\text{NO}^+} [\text{NO}^+] + A_{\text{O}_2^+} [\text{O}_2^+] - \\ &- [\text{XY}_1^+] \left( B_k + 2 \times 10^{-6} \left( \frac{300}{T} \right)^{0.5} N_e + 10^{-7} n^- \right), \\ \frac{d[\text{XY}_2^+]}{dt} &= B_k [\text{XY}_1^+] - [\text{XY}_2^+] \left( 10^{-5} \left( \frac{300}{T} \right)^{0.5} N_e + 10^{-7} n^- \right), \\ \frac{d[\text{K}^-]}{dt} &= \beta N_e + \beta_{-1} [\text{C}^-] - [\text{K}^-] (\beta_1 + \delta_{\text{K}^-} + 10^{-7} n^+), \\ \frac{d[\text{C}^-]}{dt} &= \beta_1 [\text{K}^-] - [\text{C}^-] (\beta_{-1} + \beta_2 + \delta_{\text{C}^-} + 10^{-7} n^+), \\ \frac{d[\text{N}^-]}{dt} &= \beta_2 [\text{C}^-] - 10^{-7} n^+ [\text{N}^-], \\ \frac{dN_e}{dt} &= \frac{d[\text{NO}^+]}{dt} + \frac{d[\text{O}_2^+]}{dt} + \frac{d[\text{XY}_1^+]}{dt} + \\ &+ \frac{d[\text{XY}_2^+]}{dt} - \frac{d[\text{K}^-]}{dt} - \frac{d[\text{C}^-]}{dt} - \frac{d[\text{N}^-]}{dt}, \end{aligned} \right. \quad (5)$$

где  $n^- = \text{K}^- + \text{C}^- + \text{N}^-$ ;  $n^+ = \text{NO}^+ + \text{O}_2^+ + \text{XY}_1^+ + \text{XY}_2^+$ ;  $D = 6.31 \times 10^{-10} [\text{NO}] + 10^{-15} [\text{N}_2]$  – скорость преобразования иона  $\text{O}_2^+$  в  $\text{NO}^+$ ;  $A_{\text{NO}^+}$ ,  $A_{\text{O}_2^+}$  – скорости преобразования первичных положительных ионов в кластерные;  $B_k$  – скорость преобразования ионов  $[\text{XY}_1^+]$  в  $[\text{XY}_2^+]$ ;  $\beta_1$ ,  $\beta_{-1}$ ,  $\beta_2$  – скорости преобразования отрицательных ионов;  $\delta_{\text{K}^-}$ ,  $\delta_{\text{C}^-}$  – скорости отщипывания электронов в соударениях и при фотоотщипывании, которые определены в работе [Кудрявцев и Романюха, 1995].

### 3. РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Для решения систем дифференциальных уравнений ионизационно-рекомбинационного цикла нижней ионосферы (1), (4), (5) были выбраны даты 9 и 10 июня 2014 г. Эти дни характеризуются различной гелиогеофизической обстановкой: 9 июня 2014 г. в дневные часы произошла одна вспышка C-класса (C9.1), в течение 10 июня 2014 г. последовательно произошли три рентгеновские вспышки C-класса (C3.9, C5.1, C5.0) и две вспышки X-класса (X2.2, X1.5).

Высотный профиль скорости ионизации рассчитывался с использованием модели Корсунской [Korsunskaja, 2019; Bekker et al., 2021], которая базируется на реальных данных потока солнечного излучения, измеренных спутниками GOES и SDO в каналах 0.05–0.4 нм, 0.1–0.8 нм, 0.1–7 нм. Поток рентгеновского излучения, измеренный спутником GOES в течение 9 и 10 июня 2014 г. в диапазонах  $\lambda = 0.1–0.8$  нм и  $\lambda = 0.05–0.4$  нм, показан на рис. 1.

На рисунке 2 показан десятичный логарифм полученных значений скорости ионизации  $q$  для диапазона высот  $h = 50–90$  км над Геофизической обсерваторией Михнево (55° N; 38° E) в течение 10 июня 2014 г.

При сопоставлении результатов расчета концентрации электронов  $N_e$  по трем системам ионизационно-рекомбинационного цикла были обнаружены существенные расхождения между моделями (рис. 3). Оказалось, что восьмикомпонентная модель на высотах  $h \leq 65$  км не воспроизводит адекватные по порядку величины значения концентрации электронов. Заниженные концентрации электронов на малых высотах D-области, полученные по восьмикомпонентной модели, могут быть вызваны некорректным заданием скоростей фотоотщипывания от разных типов сложных отрицательных ионов. В литературе практически отсутствует или существенно разнится информация о скоростях фотоотщипывания, при этом известно, что они значительно влияют на динамику  $N_e$  ниже 65 км [Кудрявцев и Романюха, 1995; Krivolutsky et al., 2015].

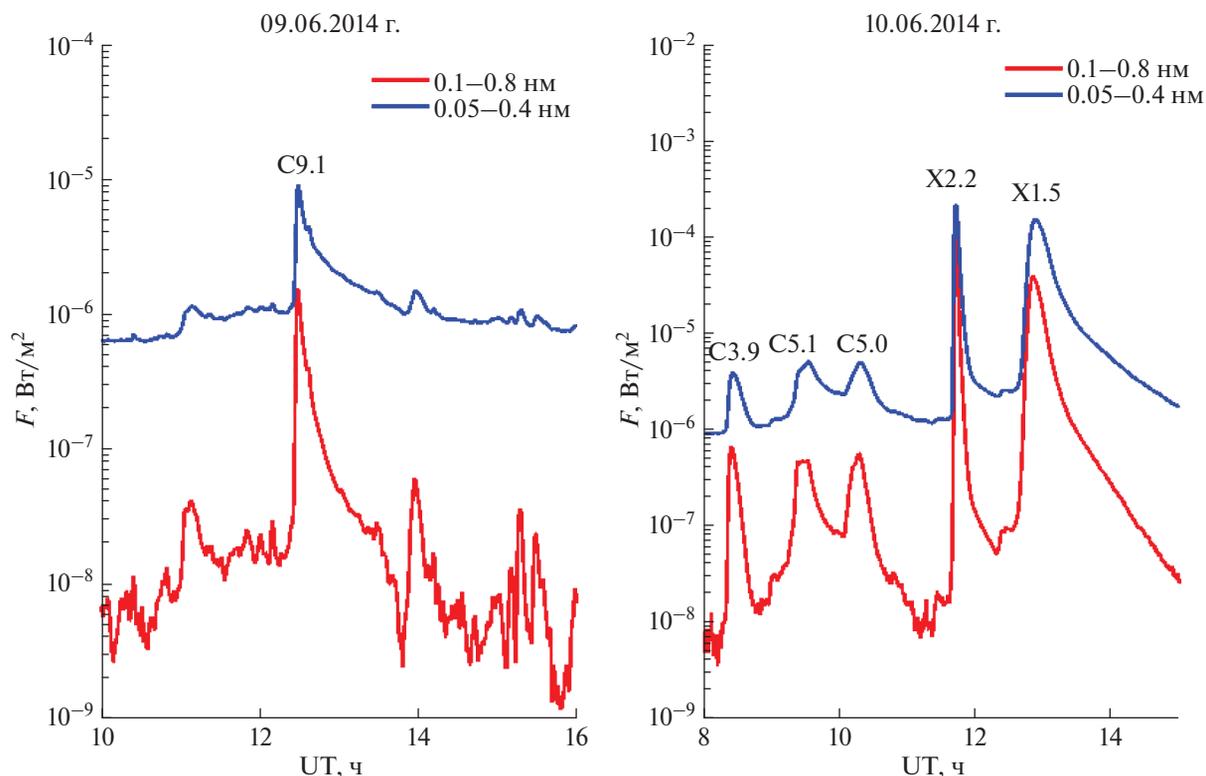


Рис. 1. Поток рентгеновского излучения в диапазонах  $\lambda = 0.1\text{--}0.8$  нм и  $\lambda = 0.05\text{--}0.4$  нм в течение 9 июня (слева) и 10 июня 2014 г. (справа).

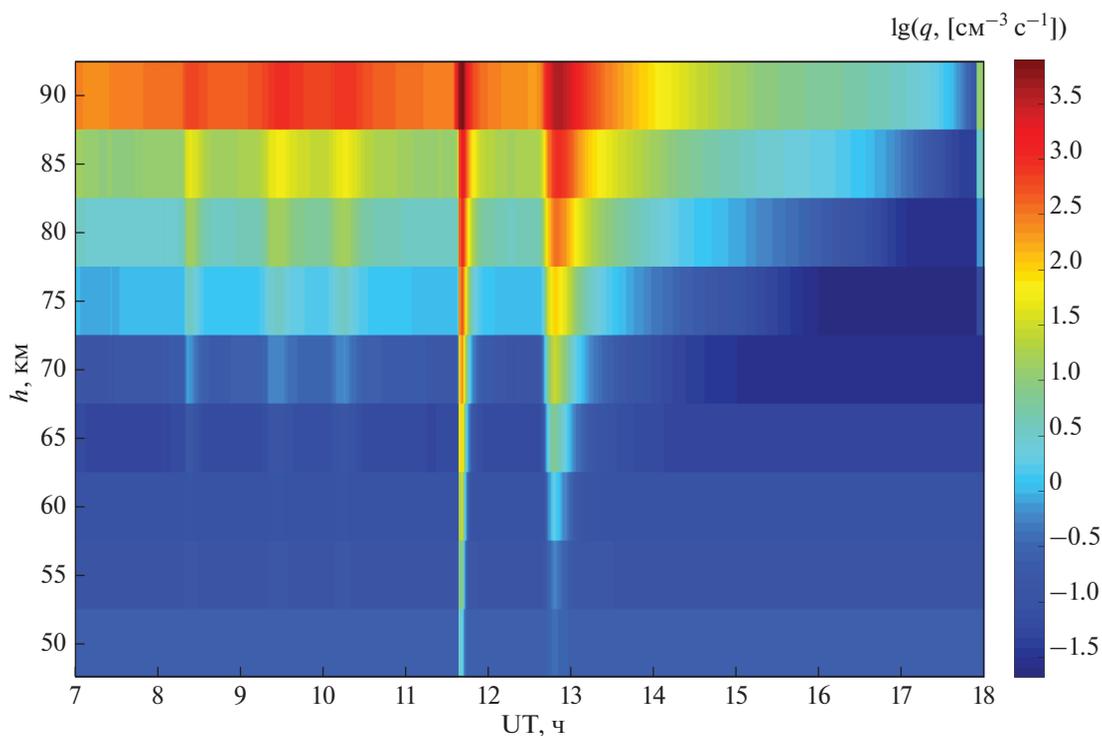


Рис. 2. Десятичный логарифм значения скорости ионизации над ГФО Михнево для 10.06.2014 г.

На высоте  $h = 70$  км концентрации, полученные из разных моделей, не отличаются более чем на порядок. При  $h \geq 80$  км между результатами

вновь появляется существенная разница, во всем временном интервале преобладают значения  $N_e$ , полученные из восьмикомпонентной модели.

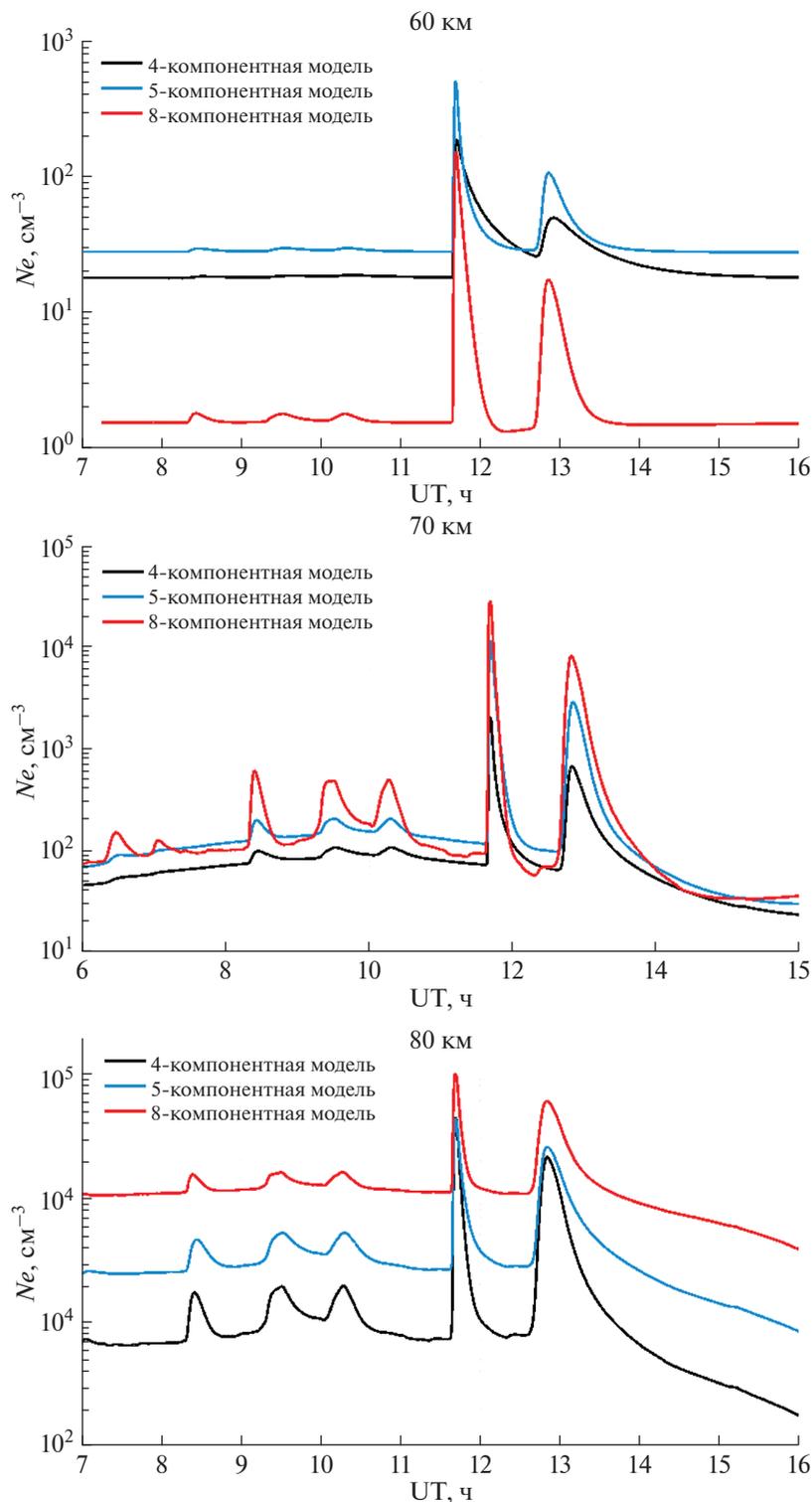


Рис. 3. Концентрация  $N_e$ , полученная по трем моделям для высот  $h = 60$  км,  $70$  км,  $80$  км (10.06.2014 г., ГФО Михнево).

Кроме этого, оказалось, что модели по-разному чувствительны к вариациям скорости ионизации. В диапазоне высот  $h = 75-90$  км при решении восьмикомпонентной системы получены наибольшие значения концентрации электронов в спокойных и слабо возмущенных условиях, при

этом во время вспышек X-класса на данных высотах результаты всех трех моделей заметно сближаются и имеют один порядок величины.

Очевидно, что концентрация электронов определяется не только потоком солнечного излучения,

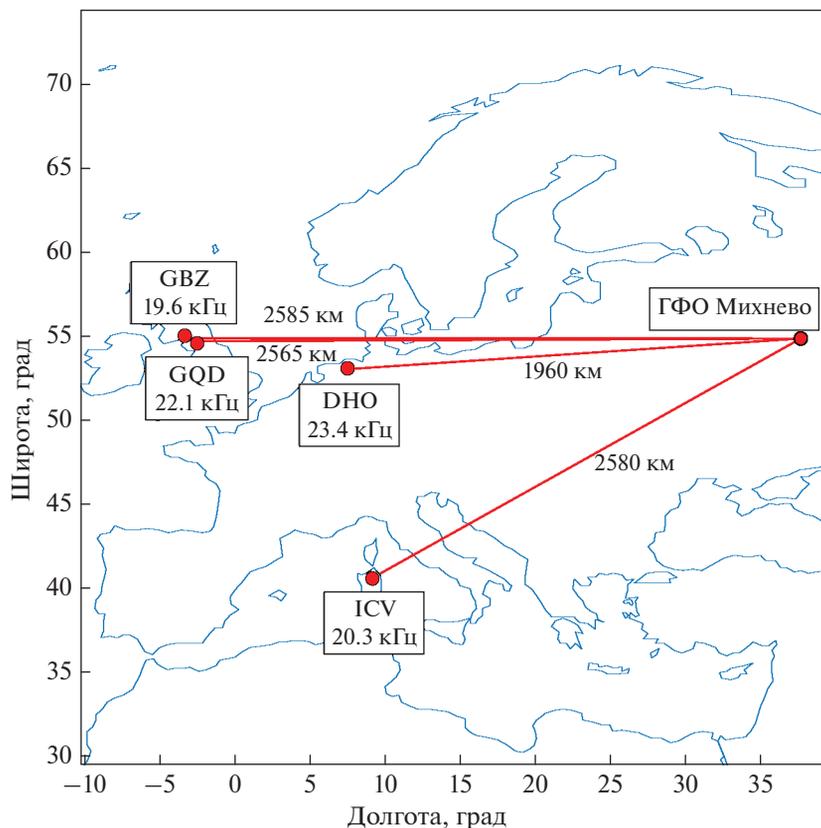


Рис. 4. Расположение ГФО Михнево и СДВ-передатчиков.

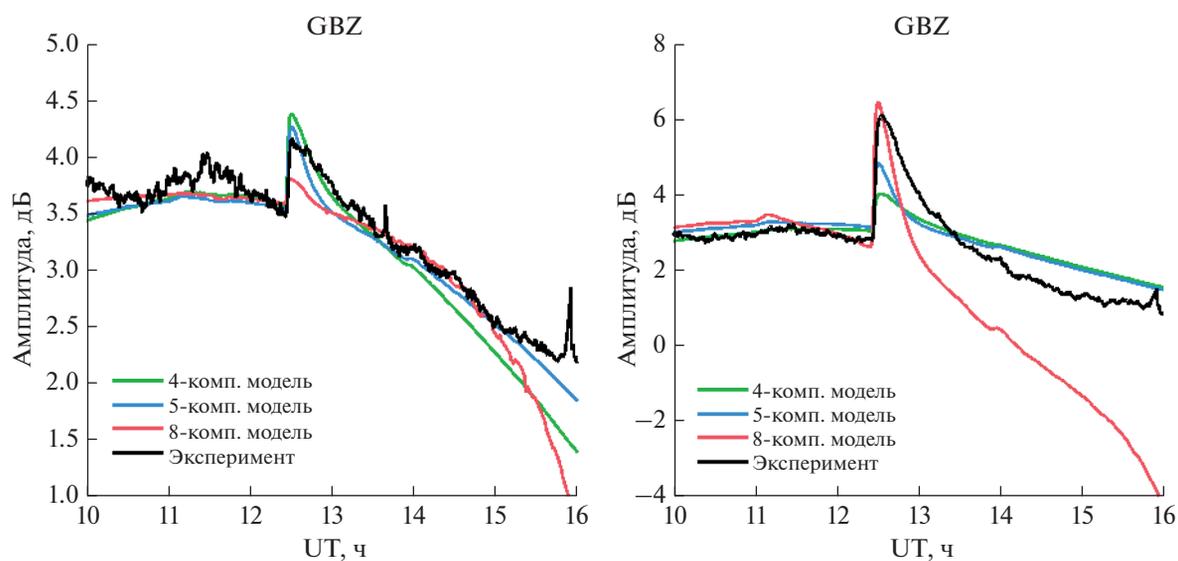
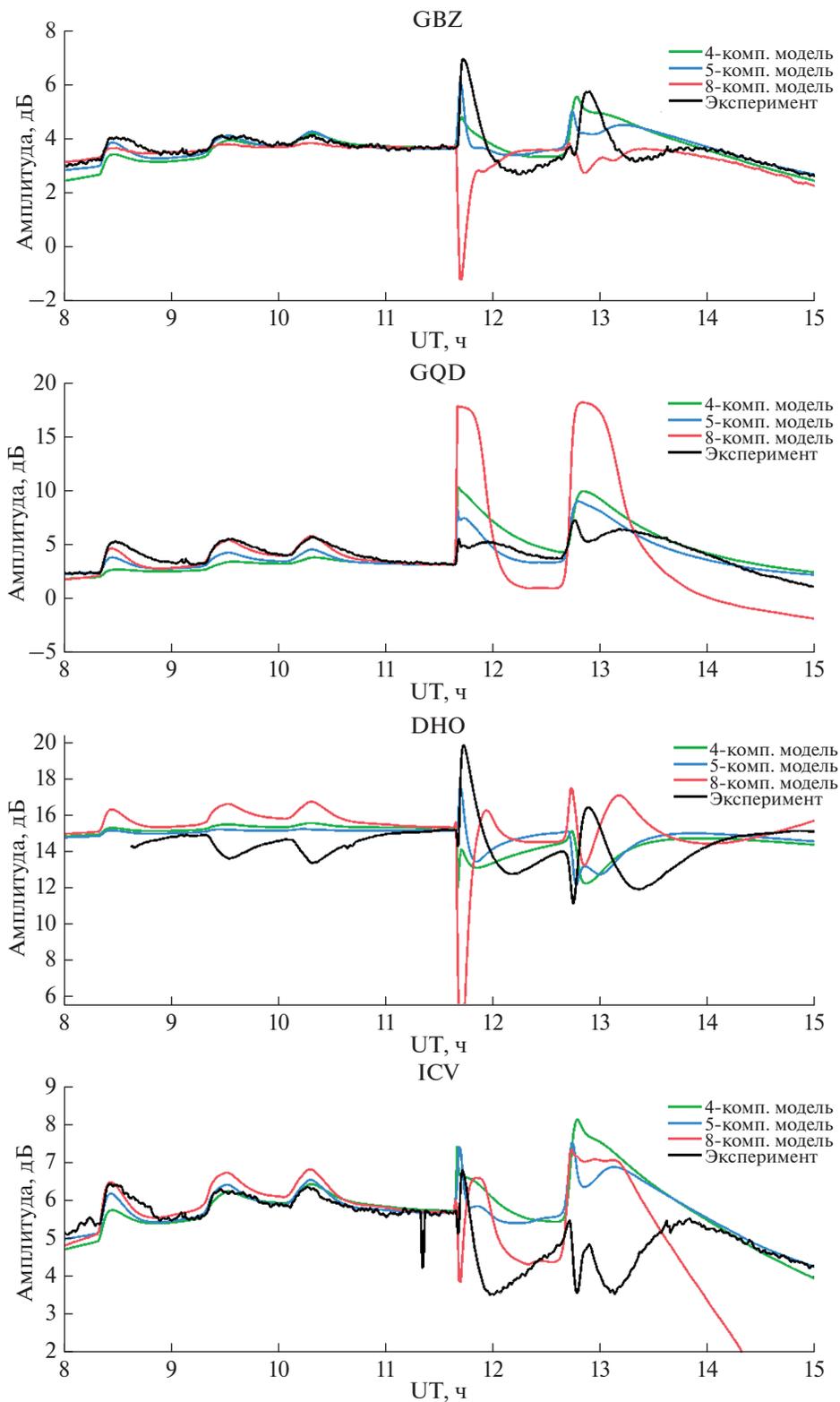


Рис. 5. Вариации амплитуды СДВ-сигналов 09.06.2014 г. от передатчиков GBZ, GQD, полученные по трем плазмохимическим моделям и по экспериментальным данным.

но и в значительной мере зависит от широты  $\varphi$  и зенитного угла  $\chi$ . При анализе пространственного распределения  $N_e$  в спокойных гелиогеофи-

зических условиях было получено, что построенные модели химической кинетики в том числе дают существенно отличающиеся широтно-дол-



**Рис. 6.** Вариации амплитуды СДВ-сигналов 10.06.2014 г. от передатчиков GBZ, GQD, DHO, ICV, полученные по трем плазмохимическим моделям и по экспериментальным данным.

готные градиенты  $Ne$ . Наиболее чувствительной к изменению зенитного угла оказалась пятикомпонентная система уравнений.

#### 4. ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчет амплитуды сигнала, прошедшего через смоделированную среду, осуществлялся с использованием программы LWPC [Ferguson, 1998] для мощности передатчиков 1 кВт. Теоретические и экспериментальные значения амплитуды  $A$  были переведены в [дБ], чтобы полученные результаты можно было сопоставить не только качественно, но и количественно. Сдвиг амплитуды, вызванный разницей между неизвестной реальной и использованной в расчетах мощностью передатчика, определялся путем нормирования теоретических значений  $A$  по экспериментальным данным во время спокойного гелиогеофизического дня, который предшествовал каждой рассматриваемой вспышке [Palit et al., 2013; Bekker and Ryakhovskiy, 2020].

Для верификации динамики высотных профилей электронной концентрации, полученных по трем построенным плазмохимическим моделям  $D$ -области ионосферы, были использованы данные непрерывного мониторинга амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ-диапазона, которые получены в ГФО Михнево ( $55^\circ \text{ N}$ ;  $38^\circ \text{ E}$ ) от европейских передатчиков [Gavrilov et al., 2019]. Расчет распространения радиоволны был выполнен для 9 и 10 июня 2014 г. на четырех среднеширотных трассах от передатчиков GBZ ( $55^\circ \text{ N}$ ;  $3^\circ \text{ W}$ ), GQD ( $55^\circ \text{ N}$ ;  $3^\circ \text{ W}$ ), DHO ( $53^\circ \text{ N}$ ;  $8^\circ \text{ E}$ ), ICV ( $41^\circ \text{ N}$ ;  $10^\circ \text{ E}$ ). Расположение передатчиков и их рабочие частоты показаны на рис. 4. Расчет концентрации электронов был выполнен с равномерным шагом по каждой рассматриваемой трассе. Шаг интегрирования составил  $\sim 150$  км.

На рисунке 5 изображены вариации амплитуды сигнала от передатчиков GBZ и GQD, полученные по плазмохимическим моделям и из эксперимента, в течение нескольких часов 9 июня 2014 г.

Дневной ход амплитуды и скачок значения  $A$  во время вспышки  $C$ -класса достаточно хорошо описаны четырех- и пятикомпонентной моделями. По восьмикомпонентной модели вспышка на выбранных трассах также описана хорошо, однако суточный ход величины, вызванный увеличением зенитного угла, существенно расходится с экспериментальными данными, т.е. модель недостаточно корректно воспроизводит спокойный суточный ход амплитуды СДВ-сигнала.

На рисунке 6 показаны результаты верификации построенных моделей по экспериментальным данным ГФО Михнево во время вспышек  $C$ - и  $X$ -классов, произошедших 10 июня 2014 г.

На трех из четырех СДВ-трассах все три модели показали неплохое согласие с экспериментом во время вспышек  $C$ -класса. В то же время, во время сильных возмущений (вспышки  $X2.2$ ,  $X1.5$ ) начинаются существенные расхождения между теоретическими расчетами и экспериментальными данными. Наибольшие ошибки наблюдаются у восьмикомпонентной модели, которая не повторяет даже качественный ход экспериментальной кривой. Лучшее согласие с экспериментом было получено у пятикомпонентной плазмохимической модели. Тем не менее, она все еще недостаточно корректно воспроизводит релаксацию среды после возмущения, из-за чего вторая вспышка  $X$ -класса смоделирована хуже, чем первая, на всех рассмотренных трассах. Предыдущие результаты исследований  $D$ -области во время рентгеновских вспышек с использованием пятикомпонентной модели также показали, что по сравнению с экспериментальными данными модель демонстрирует заниженные скорости релаксации среды [Bekker et al., 2021].

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данного исследования впервые сопоставлены результаты расчета концентрации электронов по нескольким системам уравнений, базирующимся на различном количестве фотохимических реакций, с одинаковым источником ионизации и входными параметрами. Сравнительный анализ результатов трех плазмохимических моделей  $D$ -области ионосферы позволил выявить ключевые особенности высотных, пространственных и суточных градиентов концентрации электронов в спокойных условиях и во время рентгеновских вспышек различной мощности.

Верификация моделей нижней ионосферы по данным наземных радиофизических измерений позволила напрямую оценить их прогностические способности. Кроме того, объем данных амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ-диапазона позволил провести не только качественную, но и количественную верификацию результатов в спокойных условиях и во время солнечных вспышек различной мощности.

Было показано, что четырех- и пятикомпонентная плазмохимические модели позволяют достаточно корректно описать суточную динамику параметров нижней ионосферы и ее вариации в условиях слабых возмущений. Результаты расчета  $Ne$  во время вспышек  $X$ -класса требуют дальнейшего уточнения. Для повышения точности результатов моделей в первую очередь планируется пересмотреть использованные константы скоростей реакций, которые оказывают существенное влияние на точность расчета  $Ne$ .

Несмотря на то, что восьмикомпонентная модель ниже 60 км не воспроизводит адекватные по порядку значения  $N_e$ , в ходе дальнейших исследований планируется оценить целесообразность моделирования отдельных высотных слоев D-области ионосферы разными системами уравнений с учетом набора составляющих среды, имеющих ключевое значение в каждом рассматриваемом диапазоне высот.

В случае дальнейшей успешной верификации какой-либо из построенных моделей по данным наземных радиофизических измерений, она может быть использована непосредственно для решения задач распространения радиоволн СДВ-диапазона.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Проект № 21-77-00071) в части уточнения хода исследования, численного моделирования суточного изменения концентрации электронов и анализа полученных результатов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Кудрявцев В.П., Романюха Н.Ю. Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в средней атмосфере // Математическое моделирование. Т. 7. № 3. С. 3–18. 1995.

– Bekker S.Z., Lyakhov A.N., Kozlov S.I., Ryakhovskiy I.A. Verification of the deterministic-probabilistic model of the D-region of the ionosphere by the radio physical data obtained in the geophysical observatory Mikhnevo // Proc. SPIE. 108339. P. 2018.

– Bekker S.Z., Ryakhovsky I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes // J. Geophys. Res. – Space. 126. e2020JA028767. 2021.  
<https://doi.org/10.1029/2020JA028767>

– Bekker S.Z., Ryakhovsky I.A. Methodology of the lower ionosphere models verification based on VLF radio wave propagation during x-ray flares // Proc. SPIE. 115607T. 2020.  
<https://doi.org/10.1117/12.2574613>

– Egoshin A.A., Ermak V.M., Zetzer Yu.I. et al. Influence of meteorological and wave processes on the lower ionosphere during solar minimum conditions according to the data on midlatitude VLF–LF propagation // Phys. Solid Earth. V. 48. № 3. P. 275–286. 2012.  
<https://doi.org/10.1134/S1069351312030020>

– Ferguson J.A. Ionospheric model validation at VLF and LF // Radio Sci. V. 30. № 3. P. 775–782. 1995.  
<https://doi.org/10.1029/94RS03190>

– Ferguson J.A. Computer Programs for Assessment of Long-Wavelength Radio Communications, Version 2.0.,

Technical document 3030. San Diego, CA: Space and Naval Warfare Systems Center. 1998.

– Gavrilov B.G., Ermak V.M., Poklad Yu.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>

– Glukhov V.S., Pasko V.P., Inan U.S. Relaxation of transient lower ionospheric disturbances caused by lightning-whistler-induced electron precipitation bursts // J. Geophys. Res. V. 97. № A11. P. 16971–16979. 1992.

– Korsunskaja J.A. Heuristic model of solar x-ray spectrum according to satellite data for geophysical applications // Solar-Terrestrial Physics. V. 5. № 3. P. 75–86. 2019.  
<https://doi.org/10.12737/stp-53201909>

– Krivolutsky A.A., Cherepanova L.A., V'yushkova T.Y., Repnev A.I. The three-dimensional global numerical model CHARM-I: The incorporation of processes in the ionospheric D-region // Geomagn. Aeronomy. V. 55. № 4. P. 467–486. 2015.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793215030123>

– Livesey N.J., Read W.G., Lambert A. et al. Aura Microwave Limb Sounder (MLS). Version 2.2 and 2. URL: [https://mls.jpl.nasa.gov/data/v2-2\\_data\\_quality\\_document.pdf](https://mls.jpl.nasa.gov/data/v2-2_data_quality_document.pdf). California Institute of Technology, Pasadena, California. 2013.

– Lyakhov A.N., Korsunskaya J.A., Gavrilov B.G. et al. Verification of the empirical lower ionosphere models on VLF observations at midlatitude Mikhnevo geophysical observatory // Proc. SPIE. 108339N. 2018.

– Lyakhov A.N., Kozlov S.I., Bekker. S.Z. Assessment of the Accuracy of Calculations Using the International Reference Ionosphere Model IRI-2016: I. Electron Densities // Geomagn. Aeronomy. V. 59. № 1. P. 45–52. 2019.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793219010110>

– Palit S., Basak T., Mondal S.K., Pal S., Chakrabarti S.K. Modelling of the 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. P. 9159–9168. 2013.  
<https://doi.org/10.5194/acp-13-9159-2013>

– Turunen E., Matveinen H., Ranta H. Sodankyla Ion Chemistry (SIC) model. Rept. 49. Finland: Sodankyla Geophysical Observatory. 1992.

– Turunen E., Tolvanen J., Matveinen H., Ranta H. D Region Ion Chemistry Model. STEP Handbook of Ionospheric Models. Boulder, CO: Utah State University. P. 1–25. 1996.

– Verronen P.T., Andersson M.E., Marsh D.R., Kovacs T., Plane J.M.C. WACCM-D – Whole atmosphere community climate model with D-region ion chemistry // J. Adv. Model. Earth. Sy. V. 8. № 2. P. 954–975. 2016.  
<https://doi.org/10.1002/2015MS000592>

– Wait J.R., Spies K.P. Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. NBS Technical Note 300. Washington, US. 1964.

## ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПУЗЫРИ: ВЛИЯНИЕ МЕРИДИОНАЛЬНЫХ ТЕРМОСФЕРНЫХ ВЕТРОВ

© 2022 г. Л. Н. Сидорова\*

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

*\*e-mail: lsid@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 01.11.2021 г.

После доработки 02.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

До сих пор не сложилось единого мнения о роли меридиональных термосферных ветров в процессах генерации и эволюции экваториальных плазменных пузырей. В настоящей работе предпринята попытка исследовать эту связь. Для этого проведен детальный сравнительный и корреляционный анализ LT-вариаций вероятности наблюдения экваториальных плазменных пузырей и скорости меридиональной компоненты термосферного ветра. Используются данные наблюдений экваториальных плазменных пузырей, регистрируемые на борту спутника ISS-b (~972–1220 км) в периоды солнцестояний и равноденствий. Используются модельные LT-вариации скорости меридиональной компоненты термосферного ветра, полученные по данным эмпирической модели термосферных ветров HWM90. 1. Выявлено, что указанные характеристики имеют детальное подобие и заметную корреляцию ( $R \cong 0.68$ ) зимой, сильную корреляцию ( $R \cong 0.88$ ) в равноденствие и очень сильную корреляцию ( $R \cong 0.9$ ) летом. 2. Выявлено, что во все сезоны всплеск скорости северного меридионального ветра, наблюдаемый в вечерние часы экваториального региона, сопровождается ростом вероятности наблюдения экваториальных плазменных пузырей. Это находится в хорошем согласии с базовой концепцией теории генерации экваториальных плазменных пузырей: чем выше  $F$ -область, тем благоприятнее условия для высоких темпов развития R-T-неустойчивости, а, значит, и для развития пузырей. А усиление меридионального ветра в вечерние часы как раз приводит к значительному подъему высоты  $F$ -области. 3. Выявлено, что максимальное значение вероятности наблюдения плазменных пузырей достигается в зимних полушариях. Последнее хорошо согласуется с сезонным характером прямого влияния меридионального ветра на плазму пузыря.

DOI: 10.31857/S0016794022030166

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Термосферные ветры являются важным звеном в цепи электродинамических процессов, протекающих в экваториальной  $F$ -области ионосферы, которые приводят к развитию экваториального  $F$ -рассеяния (equatorial spread-F, ESF) и росту экваториальных плазменных пузырей (equatorial plasma bubble, EPB).

Хорошо известно, что EPB(ESF) формируются после захода Солнца под влиянием плазменной неустойчивости Рэля-Тейлора (Rayleigh-Taylor, R-T), развивающейся на высотах основания  $F$ -области [Woodman and La Hoz, 1976]. Для более точного описания механизма генерации и эволюции EPB(ESF) следует упомянуть о трех фундаментальных факторах, играющих ключевую роль в развитии EPB(ESF). (Эти факторы с детально проработанной схемой их возможного влияния приведены в работе [Abdu, 2001]. Они приведены в виде пронумерованных блоков.) Со-

гласно [Abdu, 2001], к ним относятся (1) темпы линейного роста R-T-неустойчивости, (2) интегральная педерсеновская проводимость силовой трубки, контролирующая нелинейное развитие EPB, и (3) наличие “затравочных” возмущений плазмы – источника будущих EPB.

В воздействие каждого из указанных факторов сложным образом “вплетено” влияние термосферного ветра, а именно его отдельных компонент (зональных и меридиональных/трансэкваториальных). Результатом этих сложных взаимодействий может оказаться либо подавление, либо поддержка процессов генерации и эволюции EPB.

Например, в теории генерации EPB особая роль отводится зональным термосферным ветрам. Согласно работам [Kudeki and Bhattacharyya, 1999; Hysell and Kudeki, 2004; Kudeki et al., 2007], (3) “затравочные” возмущения возникают при развитии столкновительно-сдвиговой и ветровой неустойчивости, порождаемой, в первую очередь, воздей-

ствием зональных западных термосферных ветров. Согласно Kudeki et al. [2007] генерация EPB в любом долготном секторе экваториальной ионосферы первично контролируется зональным западным ветром заходного периода. Предполагается, что усиление такого ветра вызывает рост скорости генерации “затравочных” возмущений и усиление вечернего всплеска  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$  дрейфа, который приводит к более быстрому подъему основания  $F$ -области до высот, где темпы роста R-T-неустойчивости доминируют и становятся решающими [Kudeki et al., 2007]. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментом [Hysell et al., 2006]. В рамках этой теории находит свое объяснение недавно обнаруженная корреляционная связь термосферных характеристик (влияние тропосферной солнечно-приливной волны DE3) и долготного распределения EPB [Сидорова и Филиппов, 2016, 2018; Sidorova and Filippov, 2018]. Указанное теоретическое положение подтверждается и результатами сравнительного анализа долготного распределения EPB (ISS-b, ~1100 км) и долготного профиля отклонений скорости зонального западного термосферного ветра (CHAMP, ~400 км) [Сидорова и Филиппов, 2019]. Анализ выявил их детальное подобие и высокую степень корреляции ( $R \cong 0.76$ ).

Однако не так однозначно обстоит дело с теоретическими оценками вклада в процессы генерации и эволюции EPB меридиональной составляющей термосферного ветра.

Следует указать, что наиболее очевидным воздействием такого ветра на ионосферную плазму является его способность перемещать плазму вверх либо вниз вдоль магнитных силовых трубок. Это очевидное, на первый взгляд, влияние ветра в действительности сложным образом связано с факторами генерации и эволюции EPB. Обратимся к схеме [Abdu, 2001]. Согласно схеме, меридиональные ветры способны влиять на (1) темпы роста R-T-неустойчивости и (2) интегральную педерсеновскую проводимость силовой трубки, контролирующую нелинейное развитие EPB. Как это происходит?

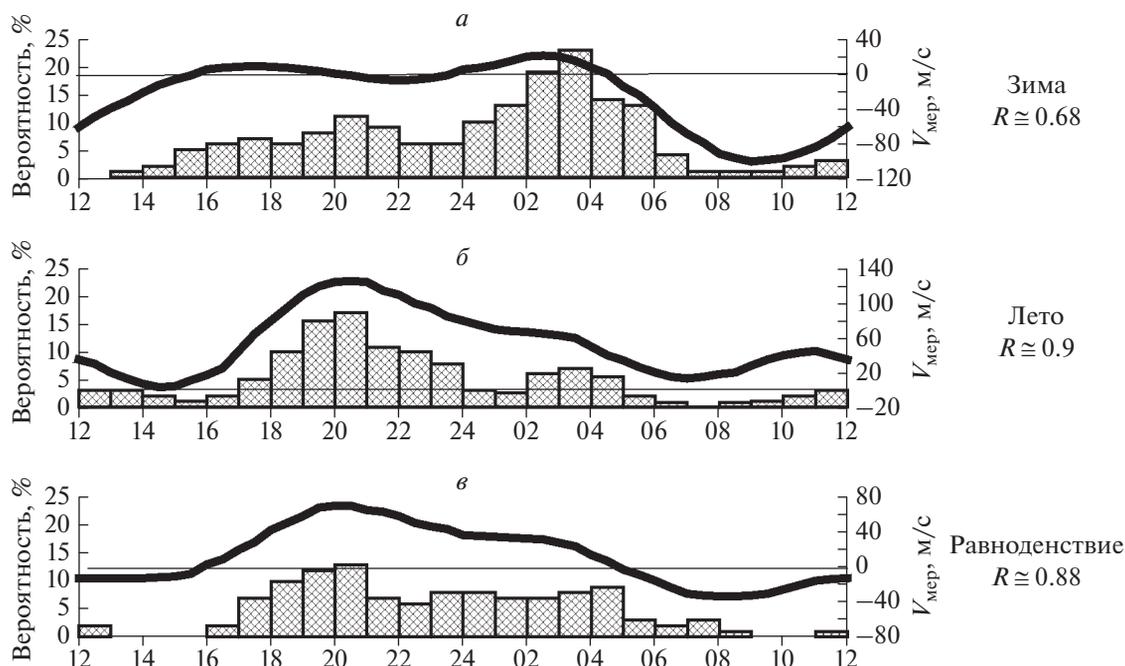
Известно [Maquyama, 1988], что горизонтальные меридиональные (особенно трансэкваториальные) ветры могут создавать значительную северно-южную асимметрию в экваториальной аномалии и, следовательно, асимметрию в распределении проводимости и скорости рекомбинации вдоль магнитной силовой трубки. Иными словами, рост проводимости и темпов рекомбинации в области нисходящих ветров может быть не компенсирован их убылью в области восходящих ветров, что приводит к “чистому” приросту этих величин вдоль магнитной силовой трубки. Модельная оценка вклада прироста этих величин в темпы линейного роста R-T-неустойчивости

выявила, что усиление меридиональных ветров, ведущее к убыванию интегрального градиента плазменной плотности вдоль силовой трубки и соответствующему росту проводимости, может привести к подавлению роста R-T-неустойчивости. Следует отметить, что тогда как усиление зональных ветров ведет к росту вечернего всплеска  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$  дрейфа, и, следовательно, к росту темпов развития R-T-неустойчивости, то усиление меридиональных ветров приводит к противоположному эффекту [Maquyama, 1988].

Гипотеза Maquyama [1988] получила широкое распространение. Однако по мере накопления фактического материала стали появляться работы, в которых она подвергается существенному пересмотру. Например, в работе [Huba and Krall, 2013] приведены расчеты и показано, что, действительно, в ряде случаев меридиональные ветры могут оказывать угнетающее воздействие на генерацию и эволюционные процессы EPB, а в других случаях, наоборот, могут приводить к росту R-T-неустойчивости. Devasia et al. [2002] и Juoti et al. [2004] указывают, что при определенных обстоятельствах нейтральные ветры, направленные к экватору, просто необходимы для развития ESF (EPB). Группа исследователей [Mendillo et al., 2001] по итогам кампании MISETA (Multi-Instrumented Studies of Equatorial Thermospheric Aeronomy campaign, сентябрь 1998) сообщает, что “не найдено убедительных доказательств того, что меридиональные ветры в сумеречные часы оказывают сильное подавляющее влияние на возникновение ESF в последующие предрассветные часы”.

Таким образом, в отсутствии единого мнения о роли меридиональных термосферных ветров в процессах генерации и эволюции EPB требуются новые исследования, которые могут пролить свет на имеющиеся вопросы. В настоящей работе предпринята попытка обнаружить эти связи. В частности, исследован вопрос: есть ли подобие LT-вариаций вероятности наблюдения EPB, регистрируемых в разные сезоны, и LT-вариаций скорости меридионального ветра?

Для выполнения поставленной задачи проведен детальный сравнительный и корреляционный анализ указанных характеристик. Для этого использованы данные наблюдений EPB, регистрируемые на борту спутника ISS-b в периоды солнцестояний и равноденствий. Поскольку измерения меридионального термосферного ветра до сих пор являются довольно редкими и разрозненными [Gasperini et al., 2016], то для анализа взяты значения скорости ветра, рассчитанные по модели HWM90 [Hedin et al., 1991].



**Рис. 1.** LT-вариации вероятности наблюдения EPB ( $P_{EPB}$ ) и скорости меридиональной компоненты термосферного ветра. Значения  $P_{EPB}$  рассчитаны по данным спутника ISS-b (~972–1220 км) и представлены в виде гистограмм. LT-вариации скорости меридиональной компоненты термосферного ветра рассчитаны в работе [Maquyama, 1996] по данным эмпирической модели термосферных ветров HWM90 [Hedin et al., 1991]. Они показаны кривыми темного цвета. (а) – Зимние условия. Корреляция заметная ( $R \approx 0.68$ ). (б) – Летние условия. Корреляция очень сильная ( $R \approx 0.90$ ). (в) – Условия равноденствия. Корреляция сильная ( $R \approx 0.88$ ).

## 2. МАТЕРИАЛЫ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

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

Гистограммы LT-вариаций вероятности наблюдения EPB (EPB occurrence probability,  $P_{EPB}$ ) были получены по данным спутника ISS-b [RRL, 1983, 1985], летавшего в годы высокой солнечной активности ( $F10.7 \sim 150\text{--}220$ ) в течение двух лет (1978–1979 гг.). Спутник ISS-b имел квазикруговую орбиту с наклоном  $\sim 70^\circ$ , покрывающую высоты верхней ионосферы ( $\sim 972\text{--}1220$  км).

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

Значения  $P_{EPB}$  были рассчитаны для зимнего и летнего сезонов (рис. 1, панели *a*, *б*). Они рассчитывались как медианы за четырехмесячные пери-

оды наблюдений, центрированные относительно дат солнцестояний в каждом из полушарий. Для анализа зимнего сезона использовались данные, взятые в северном полушарии за ноябрь–февраль, а в южном полушарии за май–август, т.е. для условий местной зимы. Для анализа летнего сезона использовались данные, взятые в северном полушарии за май–август, а в южном полушарии за ноябрь–февраль, т.е. за месяцы, когда в полушариях было местное лето.

Кроме того была рассчитана гистограмма  $P_{EPB}$  равноденственного периода (рис. 1, панель *в*). Значения  $P_{EPB}$  рассчитывались как медианы за четырехмесячные периоды наблюдений, центрированные относительно дат равноденствий в каждом из полушарий. Для анализа использовались наиболее полно представленные данные весеннего сезона (февраль–май, северное полушарие; август–ноябрь, южное полушарие).

Гистограммы  $P_{EPB}$  были построены в зависимости от LT с шагом в один час. Рассматривались данные о EPB, выявляемые в магнито-спокойные и умеренно-возмущенные периоды ( $Kp \leq 3$ ) в широтном интервале  $\pm 50^\circ$  DIPLAT. Числовые характеристики полученных распределений приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Числовые характеристики LT-вариаций вероятности наблюдения ЕРВ ( $P_{ЕРВ}$ ), рассчитанные по данным спутника ISS-b для зимних, летних и равноденственных условий

LT, ч	ЗИМА		ЛЕТО		РАВНОДЕНСТВИЕ	
	количество ЕРВ и пролетов <sup>1</sup>	$P_{ЕРВ}^2, \%$	количество ЕРВ и пролетов <sup>1</sup>	$P_{ЕРВ}^2, \%$	количество ЕРВ и пролетов <sup>1</sup>	$P_{ЕРВ}^2, \%$
12	0 (63)	0	2 (60)	3	3 (128)	2
13	1 (69)	1	4 (117)	3	0 (199)	0
14	1 (59)	2	3 (141)	2	0 (188)	0
15	3 (60)	5	1 (137)	1	0 (177)	0
16	3 (54)	6	3 (125)	2	4 (175)	2
17	5 (69)	7	5 (103)	5	13 (190)	7
18	4 (71)	6	10 (100)	10	18 (181)	10
19	4 (48)	8	16 (102)	16	24 (196)	12
20	7 (63)	11	11 (65)	17	28 (211)	13
21	5 (54)	9	6 (55)	11	15 (214)	7
22	4 (65)	6	5 (50)	10	13 (210)	6
23	4 (78)	6	4 (48)	8	17 (226)	8
24(00)	12 (121)	10	1 (40)	3	18 (225)	8
01	12 (94)	13	1 (40)	3	15 (204)	7
02	23 (123)	19	3 (47)	6	13 (194)	7
03	37 (161)	23	3 (45)	7	13 (162)	8
04	21 (150)	14	3 (50)	6	14 (154)	9
05	15 (116)	13	1 (65)	2	4 (154)	3
06	4 (99)	4	1 (71)	1	3 (160)	2
07	1 (70)	1	0 (68)	0	4 (153)	3
08	1 (69)	1	1 (70)	1	1 (177)	1
09	1 (68)	1	1 (71)	1	0 (186)	0
10	1 (65)	2	1 (60)	2	0 (158)	0
11	2 (61)	3	2 (58)	3	1 (129)	1

Примечание: <sup>1</sup>Спутник ISS-b имел технические перерывы в работе, что отразилось в неравномерности орбитального покрытия по параметру LT.

<sup>2</sup>Значения  $P_{ЕРВ}$  округлены до целых чисел.

Как указывалось выше, в настоящем исследовании нижний порог регистрации ЕРВ был выбран довольно низким. (Рассматривались даже те ЕРВ, чья концентрация по отношению к фону уменьшалась в полтора раза.) Это делалось намеренно с целью выявить остаточные структуры (“следы”) ЕРВ, продолжающие существовать в утренние часы, либо “шумовые” структуры ЕРВ, имеющие место в дневные часы. Иными словами, гистограммы  $P_{ЕРВ}$  были построены по наблюдениям ЕРВ в течение суток.

### 2.2. Меридиональный термосферный ветер, модельные расчеты

В работе [Maquyama, 1996] были представлены модельные LT-вариации магнитной меридиональной компоненты термосферного ветра. Рас-

чет был получен по модели HWM90 – эмпирической модели термосферных ветров, построенной по данным спутниковых и наземных измерений [Hedin et al., 1991]. Рассматривался период повышенной солнечной активности ( $F10.7 \sim 180$ ), район экватора, высота  $\sim 350$  км. LT-вариации были получены для трех сезонов: зимы, лета и равноденствия (рис. 1, панели *a, б, в*, кривая темного цвета).

Модельный расчет LT-вариаций меридиональных ветров производился для района Атлантики, где склонение магнитного поля составляет  $-20^\circ$ . Согласно ряду спутниковых измерений (см., например, [Maquyama, 1994]) этот долготный регион отличается наиболее сильными меридиональными (трансэкваториальными) ветрами. (Они наиболее значительны для летнего перио-

да.) Заметим также, что согласно исследованиям [Sidorova and Filippov, 2012; Сидорова и Филиппов, 2013, 2016, 2018, 2019] ~50–70% случаев ЕРВ (их количество зависит от сезона) приходится именно на этот долготный регион. В этой связи полагаем, что рассматриваемые модельные оценки ЛТ-вариаций меридиональных ветров вполне корректно использовать для сравнительного анализа.

Следует указать, что в модельной оценке меридиональных ветров, дующие с севера (северные ветры), имеют положительные значения скорости, а южные ветры – отрицательные.

### 3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Проведем детальный сравнительный анализ гистограмм ЛТ-вариаций вероятности наблюдения ЕРВ ( $P_{ЕРВ}$ ) и модельных ЛТ-вариаций меридиональных ветров, полученных в разные сезоны (рис. 1). Укажем, что те и другие данные были получены в годы повышенной солнечной активности, т.е. при сходных гелиофизических условиях.

В зимний период (рис. 1, панель *a*) ЛТ-вариации  $P_{ЕРВ}$  имеют два четких максимума. Первый дополуночный менее развитый максимум приходится на ~19:00–22:00 LT, второй доминирующий максимум приходится на послеполуночные часы (~02:00–04:00 LT). В период, предшествующий развитию этих максимумов, наблюдается мощное затухание южного меридионального ветра и появление слабого северного ветра (0–25 м/с). В долине между максимумами скорости северный ветер затухает до нуля и даже появляется очень слабый южный ветер (0–(-10 м/с)). Развитие северного ветра практически сопровождается появлением второго максимума  $P_{ЕРВ}$ . Не так однозначно обстоит дело с первым максимумом  $P_{ЕРВ}$ : его появление запаздывает по отношению к развитию северного ветра. Коэффициент корреляции при этом составляет  $R \cong 0.68$ . Согласно шкале Чеддока, выявленная корреляционная связь сравниваемых профилей является заметной.

Летом два характерных максимума  $P_{ЕРВ}$  также неравнозначны. Первый максимум, появляющийся в заходный период (~18:00–20:00 LT), доминирует, второй послеполуночный максимум (~01:00–04:00 LT) развит намного слабее. Эти же тенденции повторяются и в ЛТ-профиле меридиональных ветров, которые в летнее время дуют исключительно с севера. Видно, что первый (доминирующий) максимум  $P_{ЕРВ}$  соответствует наибольшему всплеску скорости северного ветра (~120–130 м/с). Послеполуночный максимум  $P_{ЕРВ}$  совпадает с меньшим подъемом скорости северного ветра (~60–70 м/с). Для летнего периода корреляционная связь сравниваемых профилей является очень сильной ( $R = 0.9$ ) (рис. 1, панель *b*).

В равноденствие гистограмма  $P_{ЕРВ}$  имеет хорошо выраженный максимум, приходящийся на заходный период (~18:00–20:00 LT). Далее виден небольшой всплеск  $P_{ЕРВ}$  в околополуночные часы, который в виде плато сохраняется вплоть до ~04:00 LT. В этот сезон меридиональные ветры крайне изменчивы по направлению. В дневные часы это хорошо развитый южный ветер. В вечерние и ночные часы ветер меняет свое направление – становится северным и достигает своих наибольших значений (~70 м/с) приблизительно к ~19:00–21:00 LT. Хорошо видно, что вариации  $P_{ЕРВ}$  практически идеально перекликаются с вариациями скорости меридионального ветра меняющихся направлений. Развитие максимума  $P_{ЕРВ}$  следует за появлением максимума скорости северного ветра (~70 м/с). Платообразное повышение  $P_{ЕРВ}$  следует за платообразным подъемом скорости ветра (~40 м/с). Как результат, рассчитанный коэффициент корреляции велик ( $R = 0.88$ ), что свидетельствует о наличии сильной корреляционной связи (рис. 1, панель *в*).

Следует указать, что для корреляционного анализа использовался программный пакет STATISTICA 6.0. Статистическая значимость рассчитанных корреляций соблюдалась при  $p < 0.05$  (5%) и  $n = 24$ , где  $p$  – уровень значимости, а  $n$  – количество значений  $P_{ЕРВ}$ .

### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

1. При сравнительном анализе ЛТ-вариаций  $P_{ЕРВ}$ , выявленных в разные сезоны (рис. 1, панели *a*, *b*, *в*), и ЛТ-вариаций скорости меридиональных термосферных ветров была обнаружена их отчетливая корреляционная связь. Рассмотрим ее в деталях, обращая внимание на изменчивость направления меридиональных ветров.

Как уже указывалось ранее, зимой доминирует южный меридиональный ветер. Максимумы  $P_{ЕРВ}$  развиваются тогда, когда значения скорости южного ветра падают до нуля, а затем появляется слабый северный ветер (~0–20 м/с). (Неудивительно, что зимой преобладает южный ветер, ведь разогрев термосферы происходит именно в южном полушарии.) Причем вариации ветра, связанные с затуханием южного и появлением северного ветра, хорошо коррелируют с появлением максимумов  $P_{ЕРВ}$  ( $R \cong 0.68$ ).

Летом меридиональный ветер – это исключительно северный ветер. Максимумы  $P_{ЕРВ}$  возникают тогда, когда ветер наиболее развит и достигает своих максимальных значений (~120–130 м/с и ~60–70 м/с). Иными словами, вариации северного ветра отлично коррелируют с появлениями максимумов  $P_{ЕРВ}$ . И опять же неудивительно, что летом преобладают северные ветры, ведь летом

наибольшей инсоляции подвергается именно северное полушарие.

В период равноденствия меридиональный ветер в течение дня меняет свое направление дважды. В дневные часы это умеренный и слабый южный ветер, а в вечерние и ночные часы ветер становится умеренным северным с максимальными значениями (~80 и ~40 м/с). Тогда же и развивается максимум и платообразное повышение  $P_{EPB}$ .

Причем хорошо видно, что в сезоны с наиболее развитыми северными ветрами (лето и равноденствие) корреляционная связь рассматриваемых профилей является наиболее заметной: сильной ( $R \cong 0.88$ ) в равноденствие и очень сильной ( $R \cong 0.9$ ) летом.

Если обнаруживается столь значительная корреляционная связь явлений, то резонно задаться следующими вопросами. Когда и на каких высотах меридиональный ветер может влиять на генерацию/эволюцию EPB? Как это осуществляется?

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

Заметим, что LT-вариации скорости меридионального ветра почти одновременно (летом) либо с задержкой в 1 ч (зимой и в равноденствие) сопровождаются аналогичными вариациями  $P_{EPB}$ . Исключение составляет лишь развитие первого максимума  $P_{EPB}$  зимой, который появляется через 3 ч после развития максимума скорости меридионального ветра. При этом обнаруживается заметная/сильная/очень сильная (в зависимости от сезона) корреляционная связь указанных вариаций.

Отметим также, что для проведения корректного анализа следует принять во внимание погрешность модельного представления LT-вариаций скорости меридионального ветра. Примем, что средняя погрешность по параметру LT равна ~1 ч. (Эта оценка получена из сопоставления с аналогичными данными, рассчитанными по модели CIRA-72 [Намгаладзе и др., 1975].) Тогда задержка в появлении LT-вариаций  $P_{EPB}$  по отношению к ветрам увеличивается до ~1–4 ч в зависимости от сезона.

С другой стороны, хорошо известно, что генерация EPB происходит в период, упреждающий развитие максимумов  $P_{EPB}$ , как минимум, на ~1–3 ч. (Напомним, что анализируемые LT-вариации  $P_{EPB}$  были получены на борту спутника ISS-b, летавшего на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км). Согласно же ионозондовым [Abdu et al., 1983], спутниковым (AE-C, [McClure et al., 1977]) и радарным [Woodman and La Hoz, 1976] измерениям, нижняя граница диапазона скоростей подъема EPB составляет ~150 м/с, а верхняя граница может достигать ~1 км/с [Hanson et al., 1997; Huba et al., 2008]. Простейшая оценка времени подъема EPB с высот генерации до высот верхней ионосферы, например, ~1500–3000 км (вершина EPB) со скоростью, например, 300 м/с как раз и составляет 1–3 ч.

При сопоставлении интервалов ~1–3 ч и ~1–4 ч нетрудно заключить, что характерные вариации скорости меридиональных ветров, действительно, развиваются как в период генерации EPB, так и на начальном этапе их эволюции. Последнее не исключает их возможного влияния.

Ветровое влияние на EPB можно условно поделить на прямое и не прямое (опосредованное). В период генерации EPB влияние меридионального ветра может осуществляться опосредованно: путем воздействия на (1) темпы роста R-T-неустойчивости и (2) интегральную педерсеновскую проводимость силовой трубки, контролирующую нелинейное развитие EPB [Abdu, 2001]. Прямое влияние меридионального ветра оказывает на EPB в период их вертикального подъема и расплывания вдоль магнитных силовых трубок.

3. Обсудим эффект непрямого (опосредованного) влияния меридионального ветра в период генерации EPB.

Для наглядности используем модельное представление о влиянии меридионального ветра на ионосферную плазму, приведенное в работе [Kelle, 2002] (модель “фен, клин и шарик для пинг-понга”). Согласно этой модели, поток воздуха от фена – это меридиональный ветер, клин – высотно-широтный ход магнитной силовой трубки, а шарик – ионосферная плазма. Легко заметить, что в летний сезон, когда будет развит северный ветер, в северном полушарии он будет провоцировать подъем плазмы вдоль магнитных силовых трубок (восходящий ветер), а в южном полушарии – опускание (нисходящий ветер). Это может создавать значительную северно-южную асимметрию в экваториальной аномалии и, следовательно, асимметрию в распределении проводимости и скорости рекомбинации вдоль магнитной силовой трубки [Maquyama, 1988]. Иными словами, рост проводимости и темпов рекомбинации в области нисходящих ветров может не компенсироваться их убылью в области восходя-

щих ветров, что приведет к “чистому” приросту этих величин вдоль магнитной силовой трубки. Как указывалось во Введении, здесь-то и возник спор: к чему приводит прирост этих величин, вызванных усилением меридионального ветра. Либо к подавлению темпов роста R-T-неустойчивости [Maquyama, 1988], либо к их усилению (см., например, [Mendillo et al., 2001; Devasia et al., 2002; Jyoti et al., 2004; Huba and Krall, 2013]).

Обратимся к результатам нашего исследования. Замечаем, что всякий раз события развиваются по одному и тому же сценарию. Когда в вечерние часы начинается развиваться меридиональная (трансэкваториальная) компонента термосферного ветра, дующего с севера, то это повторяется в развитии ЕРВ ( $P_{ЕРВ}$ ). Причем повторяется с точностью до вариаций ветровой компоненты. Если бы “работала” гипотеза [Maquyama, 1988], то этого бы не происходило. Согласно же нашим данным, это происходит каждый раз независимо от сезона.

По всей видимости, факт резкого усиления меридионального термосферного ветра в вечерние часы передается по цепи электродинамических процессов, ответственных за генерацию и рост ЕРВ, и благоприятствует их развитию. Причем, как это следует из полученных результатов, усиление как раз северного ветра наиболее этому способствует. Это хорошо видно по данным за летний период и в равноденствие. В зимний период, когда практически весь день доминируют южные ветра, ближе к вечеру они затухают и дают дорогу, опять же, северным ветрам, чьи вариации впоследствии отражаются на поведении  $P_{ЕРВ}$ . Как же это влияние может передаваться?

Хорошо известно (см., например, [Maquyama, 1996]), что меридиональный ветер в вечерние часы способен существенно влиять на подъем высоты  $F$ -области. Его усиление может приводить к значительному подъему высоты  $F$ -области. (Замечаем, что в вечерние часы амплитуда меридионального ветра может быть достаточно высокой. Например, летом она может достигать  $\sim 130$  м/с, в равноденствие —  $\sim 80$  м/с.) Согласно же базовой концепции теории генерации ЕРВ, чем выше подъем  $F$ -области, тем более она нестабильна. Иными словами, в этот момент создаются наиболее благоприятные условия для высоких темпов развития R-T-неустойчивости [Booker and Wells, 1938], что в итоге благоприятствует развитию ЕРВ. А последнее отражается на послезаходном росте вероятности наблюдений ЕРВ и последующих вариациях  $P_{ЕРВ}$ .

Возвращаясь к гипотезе [Maquyama, 1988], следует упомянуть, что автор в более поздней работе [Maquyama, 1996] признал ее противоречивость и указал на сложность в определении пороговой

высоты основания  $F$ -области — высоты генерации ЕРВ(ESF).

4. Обсудим эффект прямого влияния меридионального ветра на ЕРВ в период их вертикального подъема.

ЕРВ (в нелинейную фазу своего развития) устремляются на большие высоты гораздо быстрее, чем окружающая плазменная масса (см., например, [Tsunoda et al., 1982]). Как и другие заряженные частицы, ЕРВ по мере подъема на высоты верхней ионосферы под влиянием процессов амбиполярной диффузии начинают “растекаться” (растягиваться) вдоль магнитных силовых трубок (фонтан-эффект).

Меридиональная ветровая компонента, ориентированная вдоль магнитного поля, приводит либо к усилению процессов диффузионного “растекания” заряженных частиц вдоль магнитной силовой трубки (или ее части) либо к торможению этих процессов. Опять же, как было указано выше, наиболее эффективно эти процессы будут идти в довольно узком высотном диапазоне: от высот генерации ЕРВ у основания  $F$ -области до  $\sim 500$  км. Пузыри, подвергшиеся такому влиянию на старте их вертикального подъема, будут нести его как отпечаток при дальнейшем подъеме на большие ионосферные высоты. Как результат, это может отразиться на конечных размерах растянувшихся ЕРВ. При благоприятном режиме ЕРВ будет испытывать максимальное растягивание вдоль магнитной силовой трубки (или ее части) и далее (при подъеме на высоты верхней ионосферы) становится более заметным на низких широтах и части средних широт. Последнее увеличит вероятность наблюдений ЕРВ. При неблагоприятном режиме эта вероятность будет менее значительной. Следует отметить, что меридиональный ветер определенной направленности в одном полушарии может благоприятствовать развитию ЕРВ (его растягиванию), а в другом, наоборот, препятствовать.

А именно, в летний сезон в северном полушарии северный (восходящий) ветер будет препятствовать растеканию ЕРВ (“запирать” их), а в южном, наоборот, благоприятствовать. Обратная ситуация разовьется зимой, когда, как правило, доминирует южный меридиональный ветер (ранние вечерние часы). В южном полушарии он восходящий и препятствует растеканию пузырей, а в северном, наоборот, благоприятствует. Иными словами, условия наиболее благоприятные для развития ЕРВ каждый раз будут создаваться в том полушарии, где наступает местная зима. Однако в период равноденствия, когда меридиональный ветер балансирует по направлениям, следует ожидать появления ЕРВ приблизительно с одинаковой степенью вероятности, как в южном так и в северном полушариях.

Напомним, что в настоящем исследовании данные наблюдений ЕРВ зимнего (летнего) сезона собирались по двум полушариям за периоды, когда в каждом из них была местная зима (лето). Согласно описанному выше механизму прямого влияния меридиональных ветров, значения  $P_{ЕРВ}$  должны превалировать в местную зиму. И, действительно, это подтверждается полученными результатами: зимой максимальная амплитуда LT-вариаций  $P_{ЕРВ}$  достигает 23%, а летом — только 17%. В равноденствие она сравнима с летними значениями и достигает 13%.

Более того эти выводы подтверждаются исследованиями широтных распределений  $P_{ЕРВ}$  по данным спутников ROCSAT-1 (~600 км) и ISS-b (~1000 км), полученным в разные сезоны наблюдений [Сидорова, 2021]. Выявлено, что с ростом высоты наблюдения (от ~600 км до ~1000 км) помимо центрального (экваториального) широтного максимума  $P_{ЕРВ}$  начинают развиваться дополнительные среднеширотные максимумы  $P_{ЕРВ}$ . Выявлено, что эти максимумы наиболее ярко проявляются в зимних полушариях, а в периоды равноденствий они приблизительно одинаковы для обоих полушарий [Сидорова, 2021].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До сих пор не сложилось единого мнения о роли меридиональных термосферных ветров в процессах генерации и эволюции экваториальных плазменных пузырей. В настоящей работе предпринята попытка исследовать эту связь. Для этого проведен детальный сравнительный и корреляционный анализ LT-вариаций вероятности наблюдения ЕРВ и скорости меридиональной компоненты термосферного ветра. Используются данные наблюдений ЕРВ, регистрируемые на борту спутника ISS-b (~972–1220 км) в периоды солнцестояний и равноденствий. Используются модельные LT-вариации скорости меридиональной компоненты термосферного ветра, полученные в работе [Maruyama, 1996] по данной эмпирической модели термосферных ветров HWM90 [Hedin et al., 1991]. Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. Указанные характеристики имеют детальное подобие и заметную корреляцию ( $R \cong 0.68$ ) зимой, сильную корреляцию ( $R \cong 0.88$ ) в равноденствие и очень сильную корреляцию ( $R \cong 0.9$ ) летом.

2. Во все сезоны всплеск скорости северного меридионального ветра, наблюдаемый в вечерние часы экваториального региона, сопровождается ростом  $P_{ЕРВ}$ .

3. Максимальное значение  $P_{ЕРВ}$  (23%) достигается в зимних полушариях.

Следует указать, что полученные результаты находятся в согласии с базовой концепцией тео-

рии генерации ЕРВ: чем выше  $F$ -область, тем благоприятнее условия для более высоких темпов развития R-T-неустойчивости, а, значит, и для развития ЕРВ. А усиление меридионального ветра в вечерние часы как раз приводит к значительному подъему высоты  $F$ -области. Что касается выявленных сезонных особенностей поведения  $P_{ЕРВ}$ , то они легко объясняются сезонным характером прямого влияния меридионального ветра на плазму пузыря.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука. 499 с. 1998.
- Намгаладзе А.А., Латышев К.С., Захаров Л.П. Расчеты суточной вариации ионосферных параметров для низкой солнечной активности. Вопросы моделирования ионосферы. Калининград: Калинингр. ун-т. С. 26–35. 1975.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”, видимых на высотах верхней ионосферы в концентрации  $Ne^+$  // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 53. № 1. С. 64–77. 2013.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”: Возможное влияние тропосферы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 56. № 4. С. 514–524. 2016.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Экваториальные плазменные “пузыри”: Влияние термосферных ветров, модулированных приливной волной DE3 // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 2. С. 225–233. 2018.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Ветровая подготовка генерации экваториальных плазменных “пузырей” // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 3. С. 333–339. 2019.
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные “пузыри”: Изменчивость широтного распределения с высотой // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 4. С. 445–456. 2021.  
<https://doi.org/10.31857/S0016794021040167>
- Abdu M.A., de Medeiros R.T., Sobral J.H.A. et al. Spread F plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations // J. Geophys. Res. V. 88. P. 9197–9204. 1983.
- Abdu M.A. Outstanding problems in the equatorial ionosphere-thermosphere electrodynamic relevant to spread F // J. Atmos. Terr. Phys. V. 63. № 9. P. 869–884. 2001.
- Booker H.G., Wells H.W. Scattering of radio waves by the F-region of the ionosphere // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. V. 43. P. 249. 1938.
- Devasia C.V., Jyoti N., Subbaro K.S.V. et al. On the plausible leakage of thermospheric meridional winds with equatorial spread F // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 64. № 1. 2002.
- Gasperini F., Forbes J.M., Doornbos E.N. et al. Synthetic thermosphere winds based on CHAMP neutral and plasma density measurements // J. Geophys. Res. V. 121. № 4. P. 3699–3721. 2016.  
<https://doi.org/10.1002/2016JA022392>

- *Hanson W.B., Coley W.R., Heelis R.A. et al.* Fast equatorial bubbles // *J. Geophys. Res.* V. 102. № A2. P. 2039–2045. 1997.
- *Hedin A.E., Biondi M.A., Burnside R.G. et al.* Revised global model of the thermosphere winds using satellite and ground-based observations // *J. Geophys. Res.* V. 96. № A5. P. 7657–7688. 1991.
- *Huba J.D., Joyce G., Krall J.* Three-dimensional equatorial spread *F* modeling // *Geophys. Res. Lett.* V. 35. L10102. 2008.  
<https://doi.org/10.1029/2008GL033509>
- *Huba J.D., Krall J.* Impact of meridional winds on equatorial spread *F*: Revisited // *Geophys. Res. Lett.* V. 40. P. 1268–1272. 2013.  
<https://doi.org/10.1002/grl.50292>
- *Hysell D.L., Kudeki E.* Collisional shear instability in the equatorial *F* region ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 109. N A11301. 2004.  
<https://doi.org/10.1029/2004JA010636>
- *Jyoti N., Devasia C.V., Sridharan R. et al.* Threshold height ( $h'F_c$ ) for the meridional wind to play a deterministic role in the bottom side equatorial spread *F* and its dependence on solar activity // *Geophys. Res. Lett.* V. 31. L12809. 2004.  
<https://doi.org/10.1029/2004GL019455>
- *Kelley M.C.* Ionosphere / *Encyclopedia of Atmospheric Science*. Eds. James R. Holton, John A. Pyle and Judith A. Curry. L.: Academic Press, Elsevier Science. P. 1022. 2002.
- *Kudeki E., Bhattacharyya S.* Postsunset vortex in equatorial *F*-region plasma drifts and implications for bottomside spread-*F* // *J. Geophys. Res.* V. 104. № 12. P. 28163–28170. 1999.
- *Kudeki E., Akgiray A., Milla M.A. et al.* Equatorial spread-*F* initiation: post-sunset vortex, thermospheric winds, gravity waves // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 69. № 17–18. P. 2416–2427. 2007.
- *Maruyama T.* A diagnostic model for equatorial spread *F*, 1, Model description and application to electric field and neutral wind effects // *J. Geophys. Res.* V. 93. P. 14.611–14.622. 1988.
- *Maruyama T.* Modeling study of equatorial ionospheric height and spread *F* occurrence // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A3. P. 5157–5163. 1996.
- *Maruyama T.* Non-local theory of ionospheric instability at low latitudes / *Low-Latitude Physics*. Ed. *F.S. Kuo*. P. 109–120. Tarrytown, N.Y.: Pergamon, 1994.
- *McClure J.P., Hanson W.B., Hoffman J.F.* Plasma bubbles and irregularities in the equatorial ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 82. № 19. P. 2650–2656. 1977.
- *Mendillo M., Meriwether J., Biondi M.* Testing the thermospheric neutral wind suppression mechanism for day-to-day variability of equatorial spread *F* // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A3. P. 3655–3663. 2001.
- *RRL.* Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. V. 1–3. 1983.
- *RRL.* Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. Special Report. V. 4. 1985.
- *Sidorova L.N., Filippov S.V.* Topside ionosphere  $He^+$  density depletions: seasonal/longitudinal occurrence probability // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 86. P. 83–91. 2012.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.013>
- *Sidorova L.N., Filippov S.V.* Four-peak longitudinal distribution of the equatorial plasma bubbles observed in the topside ionosphere: Possible troposphere tide influence // *Adv. Space Res.* V. 61. № 6. P. 1412–1424. 2018.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.12.035>
- *Tsunoda R.T., Livingston R.C., McClure J.P. et al.* Equatorial plasma bubbles: vertical elongated wedges from the bottomside *F* layer // *J. Geophys. Res.* V. 87. P. 9171–9180. 1982.
- *Woodman R.F., La Hoz C.* Radar observations of *F*-region equatorial irregularities // *J. Geophys. Res.* V. 81. P. 5447–5466. 1976.

УДК 551.510.535

## НОВЫЙ ПАРАМЕТР ДЛЯ АНАЛИЗА ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ И ПОИСКА ИОНОСФЕРНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ НА ОСНОВЕ ФОРМУЛЫ БАРБЬЕ

© 2022 г. С. А. Пулинец<sup>1</sup>, \*, В. В. Хегай<sup>2</sup>, \*\*, А. Д. Легенька<sup>2</sup>, \*\*\*, Л. П. Корсунова<sup>2</sup>, \*\*\*\*<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия<sup>2</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

\*e-mail: pulse@rssi.ru

\*\*e-mail: hegai@izmiran.ru

\*\*\*e-mail: leg@izmiran.ru

\*\*\*\*e-mail: lpkors@rambler.ru

Поступила в редакцию 06.12.2021 г.

После доработки 15.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Предложен новый относительный параметр ( $\delta_{\text{Barbier}}$ ) для анализа ионосферных возмущений и поиска ионосферных предвестников землетрясений, полученный на основе полуэмпирической формулы Барбье. В этой формуле используются непосредственно и одновременно измеряемые ионосферные параметры – критическая частота слоя  $F_2$  ионосферы ( $f_oF_2$ ) и минимальная действующая высота следа отражений обыкновенной волны от взятой в целом области  $F$  ионосферы ( $h'F$ ). Приведен конкретный пример его использования и интерпретации перед землетрясением с магнитудой  $M = 6.2$ , произошедшим в окрестности наземной станции вертикального зондирования ионосферы MAUI (Гавайские о-ва) 26.06.1989 г. Показано, что в течение неосвещенных часов на геомагнитоспокойном фоне (планетарный индекс  $Kp \leq 2_+$ ) 25.06.1989 г., т.е. в день, предшествующий землетрясению,  $\delta_{\text{Barbier}} \leq 0$  с 20 ч до 4 ч местного времени. Такое его поведение интерпретируется как понижение (по сравнению с медианным уровнем) оцениваемой по ионосферным данным интенсивности свечения в красной линии 630 нм излучения атомарного кислорода  $O(^1D)$ , связанного с диссоциативной рекомбинацией ионов молекул кислорода  $O_2^+$  на высотах области  $F$  в этот период времени. Обсуждаемый эффект может иметь сейсмогенную природу и быть ионосферным предвестником землетрясения.

DOI: 10.31857/S0016794022030154

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование возмущений ионосферы, предшествующих землетрясениям (ВИПЗ) ведутся уже более полувека, начиная, по-видимому, с пионерской работы [Davies and Baker, 1965]. В этой работе было показано, что перед катастрофическим землетрясением (Prince William Sound Earthquake, Alaska, географические координаты эпицентра  $\varphi_e = 60.9^\circ \text{ N}$ ;  $\lambda_e = 212.7^\circ \text{ E}$ , время толчка 03:36:16 UT, глубина гипоцентра  $h = 25$  км, магнитуда  $M = 9.2$  по обновленным современным данным), произошедшим 28 марта 1964 г., на наземной станции вертикального зондирования ионосферы (НСВЗИ) BOULDER, удаленной по дуге большого круга на  $\sim 3700$  км от эпицентра землетрясения, были отчетливо зарегистрирова-

ны хорошо выраженные возмущения в ионосфере. Они наблюдались как одновременно существовавшие неоднородности в областях  $E$  (спорадический слой  $E_s$ ) и  $F$  ( $F$ -рассеяние) ионосферы в течение примерно двух часов перед толчком. Отметим здесь, что последовательность планетарных  $Kp$ -индексов в день, предшествующий землетрясению, и в день, когда произошел толчок, выглядела следующим образом:  $Kp(27.03.1964 \text{ г.}) = \{1_+; 0_0; 2_0; 0_+; 0_+; 1_-; 0_+; 1_0\}$  и, соответственно,  $Kp(28.03.1964 \text{ г.}) = \{0_0; 0_0; 0_+; 0_0; 0_0; 0_+; 0_0; 0_0\}$ , т.е. геомагнитная обстановка была очень спокойной.

В этой ситуации вопрос о возможности существования неоднородностей в ионосфере, которые могут быть связаны с процессами подготовки землетрясения, на таком значительном удалении от его эпицентра является вполне естественным.

Однако, к настоящему моменту существует устоявшаяся оценка минимального радиуса зоны подготовки землетрясения на поверхности твердой Земли, зависящая от магнитуды землетрясения  $M$ , полученная в работе [Dobrovolsky et al., 1979], согласно которой этот радиус ( $R_D$ , км) определяется как  $R_D = 10^{0.43M}$ . В соответствии с этим, для указанного выше катастрофического Аляскинского землетрясения получим, что  $R_D(M=9.2) \cong \cong 9000$  км и ст. BOULDER оказывается в зоне его подготовки. Анализ вариаций одного из важнейших, регулярно измеряемых на НСВЗИ параметров, критической частоты слоя  $F2$  ионосферы ( $foF2$ ), за несколько часов до этого землетрясения приведен в работе [Хегай и др., 2002] по данным восьми НСВЗИ. При этом было обнаружено, что по крайней мере за несколько часов до землетрясения на спокойном фоне гелиогеофизической активности (за два дня до землетрясения среднее дневное число солнечных пятен порядка 15, а среднее значение  $AE$ -индекса  $\sim 30$  нТл) появлялись специфические региональные возмущения в ионосфере как вблизи эпицентра назревающего землетрясения ( $\sim 100$  км), так и на значительном удалении от него ( $\sim 1000$ – $1500$  км), по-видимому, бывшие его предвестниками.

Таким образом, вопрос о том, когда ВИПЗ являются также и ионосферными предвестниками землетрясения (ИПЗ), ибо оказываются связанными с процессами его подготовки, решается для каждого события (землетрясения) индивидуально с определенной долей вероятности. При этом, в большинстве случаев, такая оценка проводится а posteriori по совокупности разных морфологических признаков и поведению измеренных параметров ионосферы с учетом общей геофизической обстановки.

Концептуально общепринятый на настоящий момент подход состоит в том, что для любого измеряемого параметра ионосферы  $X$  определяется “фонный” уровень его временных изменений, а отклонения от него, превышающие заданные границы, определяются как возмущения. Как правило, в ионосферных исследованиях за “фонный” уровень обычно принимается медианное значение параметра  $X_{\text{med}}(t_i)$  для каждого момента суток  $i$ , определенное по ансамблю опорных дней (в случае стандартной ситуации, это обычно месяц). При этом  $i \in [0, n]$ , где  $n$  равно числу равномерных отсчетов на суточном интервале. В качестве меры разброса в поведении текущей величины  $X_{\text{current}}(t_i)$  за счет случайных отклонений тогда выбирается межквартильный диапазон (Inter Quartile Range)  $IQR$  – разность между верхним и нижним квартилями по выбранному ансамблю дней. Тогда полоса  $K_{\pm} = X_{\text{med}}(t_i) \pm 1.5IQR(t_i)$  ограничит амплитуду вариаций  $X_{\text{current}}(t_i)$ , объясняемую случайными отклонениями, с определенной

степенью вероятности. Согласно Klotz and Johnson [1983], в случае нормального распределения “ошибки” значений  $\Delta X(t_i) = X_{\text{current}}(t_i) - X_{\text{med}}(t_i)$ , величина  $1.5IQR(t_i)$  будет соответствовать примерно двум стандартным отклонениям, и значения  $X_{\text{current}}(t_i)$  под воздействием разных случайных факторов должны колебаться в пределах полосы  $K_{\pm}$  с вероятностью 95%. Поэтому значения  $X_{\text{current}}(t_i)$ , выходящие за пределы указанной полосы, можно отнести к неслучайным возмущениям. Таким образом, решения о наличии возмущений можно принимать по группе измеренных на НСВЗИ параметров, значения которых можно извлечь из ионограмм.

Следует отметить, что ВИПЗ, идентифицируемые затем как ИПЗ, обычно невелики по амплитуде, если сравнивать их величину с ионосферными возмущениями, обусловленными магнитосферными возмущениями – магнитными бурями, которые могут сильно затруднить, или даже сделать невозможной идентификацию ИПЗ в период их развития на таком возмущенном фоне при описанном выше подходе. Действительно, как показано в работе [Khegai et al., 2007], на одной и той же НСВЗИ ROME максимальная абсолютная величина возмущения  $foF2$  ионосферы, выходящая за границу полосы разброса и обусловленная умеренной бурей ( $Kp^{\text{max}} = 6.0$ ) более чем в три раза превзошла максимальное сейсмоионосферное возмущение (ИПЗ), наблюдавшееся на спокойном геомагнитном фоне ( $Kp \leq 2_0$ ) примерно за сутки до землетрясения с магнитудой  $M = 6.0$  и эпицентральной расстоянием  $R_e \cong 410$  км до ст. ROME. Магнитная буря началась 10 января 1962 г., через два дня после подземного толчка.

В “противовес” или в дополнение сказанному выше, следует указать на *новый* подход в идентификации ИПЗ, представленный в работе [Пулинец и др., 2021]. В этом исследовании предлагается и описывается подход, названный авторами “когнитивной идентификацией” ИПЗ, который не нуждается в больших отклонениях от невозмущенных значений, поскольку он основан на распознавании “образа” предвестника, созданного с учетом его морфологических признаков, и может эффективно использоваться даже при низких значениях отношения “сигнал/шум”. Очевидно, что для повышения надежности выделения возможных ИПЗ из наблюдаемых ВИПЗ следует, по возможности, привлекать как можно больше одновременно измеряемых ионосферных параметров или их эффективных комбинаций.

Целью настоящей работы является рассмотрение такой комбинации двух одновременно измеряемых на НСВЗИ параметров, которые практически всегда можно извлечь из ионограммы. Это уже упомянутая выше критическая частота слоя  $F2$  ионосферы ( $foF2$ ) и  $h'F$  – минимальная дей-

ствующая высота следа отражений обыкновенной волны от взятой в целом области  $F$  ионосферы (см. [Руководство ..., 1977]). В результате их одновременного сочетания в новом относительном параметре  $\delta_{\text{Barbier}}$  появляется дополнительная возможность для анализа ионосферных возмущений и поиска возможных ИПЗ. Математическое выражение для  $\delta_{\text{Barbier}}$  выводится из полуэмпирической формулы Барбье (см. работы [Barbier, 1957, 1959; Barbier and Glaume, 1962]), полученной и апробированной для ряда НСВЗИ. Использование вводимого параметра  $\delta_{\text{Barbier}}$  далее иллюстрируется конкретным примером анализа ионосферных данных перед землетрясением с магнитудой  $M = 6.2$ , произошедшим 26.06.1989 г. в окрестности НСВЗИ MAUI (Гавайские о-ва). Данные именно этой НСВЗИ ранее также успешно привлекались для тестирования и верификации предложенной в работах Barbier [1957, 1959] полуэмпирической формулы (см. подробнее работы [Barbier, 1963; Барбье, 1964]).

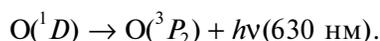
## 2. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА БАРБЬЕ И ВЫВОД МАТЕМАТИЧЕСКОГО ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ПАРАМЕТРА $\delta_{\text{Barbier}}$

Полуэмпирическая формула Барбье была предложена им впервые в работе [Barbier, 1957] для НСВЗИ северного полушария TAMANRASSET (географические координаты 22.8° N, 5.5° E), и она связывает количество квантов излучения атмосферы на длине волны 630 нм ( $Q$ ) в неосвещенные часы (на интервале от 20 до 04 ч LT) с измеряемыми ионосферными параметрами области  $F$  ионосферы  $foF2$  и  $h'F$  следующим образом (см. формулу (3) работы [Barbier and Glaume, 1962]):

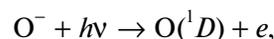
$$Q = K (foF2)^2 \exp\{-(h'F - 200)/H\} + C, \quad (1)$$

где  $Q$  – оцениваемая по ионосферным данным интенсивность свечения (в Рл),  $foF2$  (в МГц),  $h'F$  (в км),  $H$  – характерный пространственный масштаб изменения с высотой (в км), а  $K$  и  $C$  – некоторые постоянные.  $K$ ,  $C$  и  $H$  должны быть определены конкретно для каждой станции наблюдения. В работе [Barbier, 1963] указано, что для НСВЗИ TAMANRASSET величина  $H = 41.3 \pm \pm 2.5$  км.

Подробное обсуждение физических процессов, связанных со свечениями в различных линиях, не входит в задачу этой статьи. Тем не менее, укажем здесь, что эмиссия в красной линии OI 630 нм в атмосфере происходит в результате запрещенного перехода (см., работу [Peterson et al., 1966]) атома кислорода из состояния  $O(^1D)$  в состояние  $O(^3P_2)$  с испусканием кванта излучения на длине волны 630 нм, т.е.



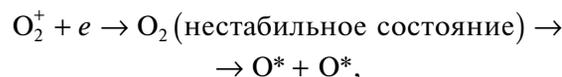
В свою очередь, атом в состоянии  $O(^1D)$ , как указано в работе [Chattopadhyay and Midya, 2006] образуется в процессах “фотоотлипания” электронов от ионов  $O^-$ :



фотодиссоциации в полосе Шумана–Рунге [Solar ..., 1983]:



и диссоциативной рекомбинации:



которая и вносит **основной вклад** в интенсивность этой эмиссии (здесь  $O^*$  обозначает атом кислорода в состояниях  $^1S$ ,  $^1D$  или  $^3P$ ).

Как отмечают далее авторы работы [Chattopadhyay and Midya, 2006], для эмиссий кислородного свечения (зеленой и красной линий) из экспериментально определенных значений различных констант скорости, коэффициентов гашения и вероятностей перехода можно вывести, что интенсивность свечения этих двух эмиссий пропорциональна только концентрации электронов и, таким образом, характер изменения эмиссии OI 630 нм и OI 557.7 нм в основном определяется высотным профилем электронной концентрации ( $N_e$ ). Вследствие того, что высотный профиль электронной концентрации в ночной области  $F$  может быть представлен с помощью модифицированной функции Чепмена (см. формулу (12) работы [Tinsley and Bittencourt, 1975]), в которой характерный пространственный масштаб  $H'(z)$ , где  $z$  – высота в км, оказывается близок к величине высоты однородной атмосферы для атомарного кислорода  $H_{[O]}$  в этом диапазоне высот, можно ожидать, что и величина  $H$  в формуле Барбье также будет близка к  $H_{[O]}$ . Позже соотношение (1), полученное Барбье, было тщательно верифицировано в работе Carman and Kilfoyle [1963] на НСВЗИ TOWNSVILLE южного полушария (географические координаты 19.25° S, 146.75° E).

Ранее, в работе [Ghosh et al., 2017] авторы определили комбинированный F Parameter  $\equiv (foF2)^2 \exp\{h'F/H\}$ , исходя из переменной части формулы Барбье для анализа пре- и постсейсмической активности по ионосферным данным, и получили его существенный рост за несколько дней до ряда рассмотренных в этой статье землетрясений. Отметим здесь однако, что, во-первых, определялось среднее значение этого параметра для целого дня, а во-вторых, как видно из его определения, в показателе экспоненты фигурирует знак “плюс”, в отличие от формулы Барбье. Значения этого параметра трудно интерпретировать на физической основе, так как формула Бар-

бье получена для неосвещенных часов, а знак “минус” в показателе экспоненты имеет принципиальное значение с физической точки зрения.

Ниже формула Барбье используется для вывода нового относительного параметра  $\delta_{\text{Barbier}}$ , с учетом применимости его только для неосвещенных условий (с 20 до 04 ч LT) и возможности его ясной физической интерпретации.

Рассмотрим теперь разность величин, определяемых формулой (1), в которой нижние индексы “cur” и “med” относятся к текущим значениям соответствующих величин и их медианным значениям по выбранному ансамблю дней, тогда:

$$\begin{aligned} \Delta Q &\equiv Q_{\text{cur}} - Q_{\text{med}} = \\ &= [K(foF2_{\text{cur}})^2 \exp\{-(h'F_{\text{cur}} - 200)/H\} + C] - \\ &- [K(foF2_{\text{med}})^2 \exp\{-(h'F_{\text{med}} - 200)/H\} + C] = \\ &= K \exp(200/H) (foF2_{\text{med}})^2 \exp(h'F_{\text{med}}/H) \times \\ &\times \left\{ [foF2_{\text{cur}}/foF2_{\text{med}}]^2 \exp[(h'F_{\text{med}} - h'F_{\text{cur}})/H] - 1 \right\}. \end{aligned}$$

Определим теперь безразмерную нормированную разность как

$\delta_{\text{Barbier}} \equiv \Delta Q / [K \exp(200/H) (foF2_{\text{med}})^2 \exp(h'F_{\text{med}}/H)]$ , или  $\delta$ -параметр Барбье, тогда

$$\begin{aligned} \delta_{\text{Barbier}} &= [foF2_{\text{cur}}/foF2_{\text{med}}]^2 \times \\ &\times \exp[(h'F_{\text{med}} - h'F_{\text{cur}})/H] - 1 \end{aligned} \quad (2)$$

характеризует изменение оцениваемой по ионосферным данным интенсивности свечения атмосферы на длине волны 630 нм в неосвещенные часы. Действительно, если  $\delta_{\text{Barbier}} > 0$ , то оцениваемая интенсивность свечения выше своего медианного уровня, а если  $\delta_{\text{Barbier}} < 0$ , то оцениваемая интенсивность свечения ниже этого уровня. Чем меньше величина  $h'F_{\text{cur}}$  по сравнению с  $h'F_{\text{med}}$ , тем больше вероятность того, что оцениваемая интенсивность свечения в линии ОI 630 нм будет превышать свой медианный уровень, так как в выражении (2) их разность определяет фактор с экспоненциальным ростом. При этом в выражении (2) остается неизвестной только одна величина –  $H$ , которую нужно определить для конкретной НСВЗИ, на которой ведется наблюдение. Обсудим этот вопрос подробнее.

Barbier et al. [1962] обнаружили поразительное согласие между фотометрическими измерениями ночного свечения [OI] 630 нм и расчетными значениями, основанными на измеренных ионосферных параметрах  $foF2$  и  $h'F$ . Опубликованные оптические наблюдения были сделаны в северных тропиках вблизи НСВЗИ MAUI (20.8° N, 203.5° E) на ст. Haleakala (20.71° N, 203.73° E), расположенной в ~25 км по дуге большого круга от НСВЗИ. Они были проведены в течение трех ночей (22–23 мая, 3–4 и 5–6 июня в 1961 г. в интер-

вале от 20 до 04 LT), а сравнение проводилось между наблюдаемыми величинами и значениями, рассчитанными в соответствии с полуэмпирической формулой Barbier [1957], при этом величина  $H$  была взята равной 41.3 км, т.е. той же, что и для НСВЗИ TAMANRASSET. Отметим здесь, что географические широты НСВЗИ TAMANRASSET (22.8° N) и MAUI (20.8° N) близки.

Далее мы определим процедуру, по которой мы будем рассчитывать величину  $H$  для любой конкретной НСВЗИ, в соответствии с ее географическими координатами и неосвещенного Солнцем периода наблюдения с 20 до 04 LT требуемой даты (аналогично исследованию Barbier et al. [1962]) с помощью хорошо разработанной и современной модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00 [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php]. Для этого, в диапазоне высот от 200 до 400 км мы будем аппроксимировать полученные с ее помощью высотные профили концентрации атомарного кислорода [O] и плотности [ρ] (для нулевого часа LT нужных суток) экспоненциальными функциями, а необходимое нам значение  $H$  будет получаться как среднее величин  $H_{[O]}$  и  $H_{[\rho]}$ , которые являются характерными масштабами экспоненциального изменения с высотой концентраций атомарного кислорода [O] и плотности нейтральной атмосферы [ρ] в этих аппроксимациях. Таким образом, мы получим с помощью такой процедуры  $H = H_{\text{MSIS}} \equiv (H_{[O]} + H_{[\rho]})/2$ . Отметим, что при таком определении среднее значение будет равно медианному.

Проведем теперь верификацию определенно нами выше значения  $H$  для НСВЗИ TAMANRASSET в ночь с 3 на 4 июня 1961 г. в интервале от 20 до 04 LT, чтобы сопоставить с величиной, указанной в работе [Barbier, 1963], согласно которой  $H = 41.3 \pm 2.5$  км. В приведенной ниже табл. 1 представлены значения  $H_{[\rho]}$ ,  $H_{[O]}$  и  $H_{\text{MSIS}}$  в интервале от 20 до 04 LT с 3 на 4 июня 1961 г. для НСВЗИ TAMANRASSET.

Как видно из табл. 1, полученное нами (с учетом округления) медианное значение  $H_{\text{MSIS}} = H_{\text{MED}} \pm 1.5IQR = 41.6 \pm 2.6$  км очень близко к представленному ранее в работе [Barbier, 1963] значению  $H = 41.3 \pm 2.5$  км. Из таблицы 1 также ясно, что полученная нами с помощью такой процедуры величина  $H$  действительно близка к  $H_{[O]}$ , как предполагалось выше.

Таким образом, для того, чтобы вычислять комбинированный параметр  $\delta_{\text{Barbier}}$  по формуле (2) для диагностики ионосферы, нам необходимы временные ряды наблюдений  $foF2_{\text{cur}}$ ,  $h'F_{\text{cur}}$  в заданных интервалах местного времени от 20 до 04 LT и величина  $H_{\text{MSIS}}$ , определенная по описан-

**Таблица 1.** Значения  $H_{[p]}$ ,  $H_{[O]}$  и  $H_{MSIS}$  в интервале 20 до 04 LT для НСВЗИ TAMANRASSET с 3 на 4 июня 1961 г.

Дата	Время LT, ч	$H_{[p]}$ , км	$H_{[O]}$ , км	$H_{MSIS}$ , км
03.06.1961 г.	20	41.81	50.25	46.03
03.06.1961 г.	21	40.27	48.07	44.17
03.06.1961 г.	22	39.00	46.28	42.64
03.06.1961 г.	23	38.24	45.27	41.75
04.06.1961 г.	00	38.02	45.13	<b>41.57</b>
04.06.1961 г.	01	37.90	45.06	41.48
04.06.1961 г.	02	37.77	44.90	41.34
04.06.1961 г.	03	37.61	44.57	41.09
04.06.1961 г.	04	37.56	44.30	40.93

*Примечание.* Медианное значение  $H_{MSIS}$  выделено жирным шрифтом.

ной выше процедуре с помощью модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00.

Ниже мы и рассмотрим конкретный пример использования этого параметра при изучении вариаций в ионосфере перед землетрясением с магнитудой  $M = 6.2$ , произошедшим 26.06.1989 г. в окрестности НСВЗИ MAUI, по данным которой за 1961 г. тестировалась формула Барбье (1) в работе Barbier et al. [1962].

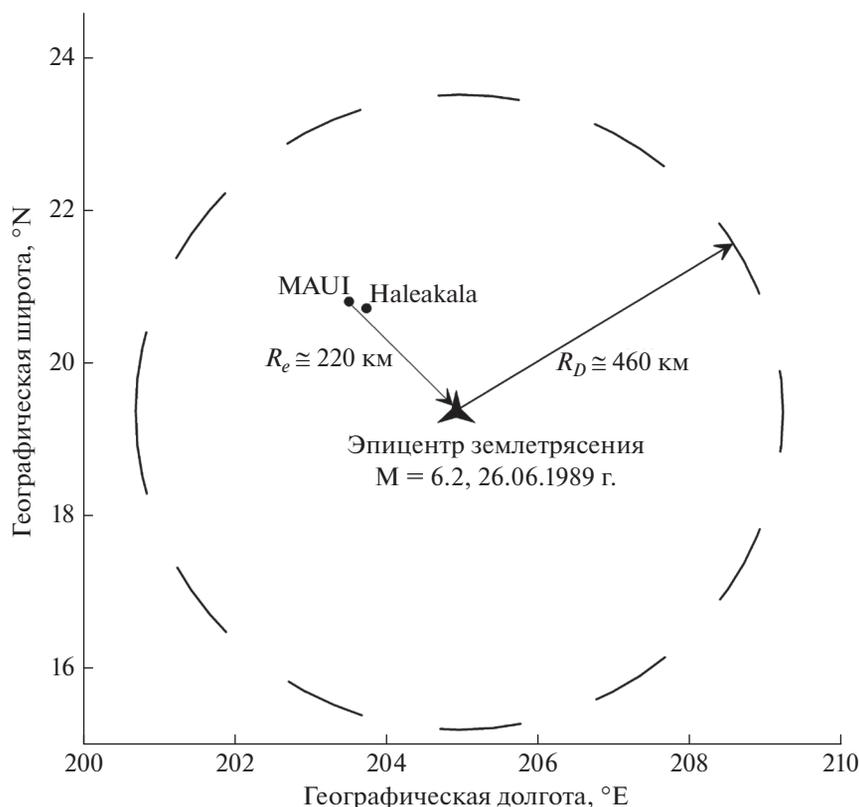
### 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Землетрясение (по данным каталога USGS (<https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/hv311275/executive>)) с географическими координатами эпицентра  $\phi_e = 19.36^\circ \text{ N}$ ;  $\lambda_e = 204.92^\circ \text{ E}$ , временем толчка 03:27:03 UT, глубиной гипоцентра  $h = 8.8 \text{ км}$  и магнитудой  $M = 6.2$  произошло 26 июня 1989 г., на эпицентральной расстоянии  $R_e \cong 220 \text{ км}$  по дуге большого круга от НСВЗИ MAUI. Минимальный радиус зоны подготовки для этого землетрясения на поверхности Земли, в соответствии с оценкой по Добровольскому,  $R_D(M = 6.2) \cong 460 \text{ км}$ , и НСВЗИ MAUI оказалась глубоко внутри этой зоны, так как  $R_e \cong 220 \text{ км} < R_D(M = 6.2) \cong 460 \text{ км}$ . Описанную ситуацию иллюстрирует рис. 1, на котором крупными черными точками показаны НСВЗИ MAUI и ст. Haleakala (на которой ранее и проводились оптические измерения, см. работу Barbier et al. [1962]) соответственно, а треугольной “звездой” отмечен эпицентр землетрясения. Стрелками показаны эпицентральной расстояние ( $R_e$ ) и радиус Добровольского ( $R_D$ ).

Далее нами анализируется семидневный временной интервал с 21.06.1989 г. по 27.06.1989 г. (т.е. пять дней до и один день после толчка, а также сам день землетрясения). Чтобы исследовать временные вариации ионосферных параметров ( $foF2_{cur}$ ,  $h'F_{cur}$  и  $\delta_{Barbier}$ ), сначала был определен

временной интервал для выбора опорных геомагнитноспокойных дней, на основе которых затем формировались медианные значения ионосферных параметров  $foF2_{med}$ ,  $h'F_{med}$  для каждого часа суток. Этот интервал был задан как 26.06.1989 г.  $\pm 9$  дней, т.е. симметрично относительно дня землетрясения. Затем из этого интервала были взяты только такие (геомагнитноспокойные!) дни, для которых в течение всего дня  $Kp \leq 3_-$ . При этом налагалось дополнительное требование, чтобы в течение такого дня наблюдалось бы не более двух значений  $3_-$ , а интервал между ними должен быть не менее 6 ч. Оказалось, что таким требованиям к выбору геомагнитноспокойных дней удовлетворяют 10 дней из указанного выше временного интервала: 18, 21, 22, 23, 25, 26, 27, 28 июня и 3, 4 июля. Величина  $H$ , необходимая для вычисления параметра  $\delta_{Barbier}$  по формуле (2), определялась для неосвещенного периода (20–04 LT) каждого из опорных дней в соответствии с процедурой, описанной выше в разделе 2, а затем было взято медианное значение по этой группе дней:  $H = \text{MED} H_{MSIS} = 55.5 \text{ км}$ .

На рисунке 2 показано временное поведение планетарного  $Kp$ -индекса (панель *a*) и текущих значений величин  $\delta_{Barbier}$  (панель *b*),  $h'F$  (панель *в*),  $foF2$  (панель *г*) на НСВЗИ MAUI в интервале 21–27.06.1989 г. в неосвещенные часы (сплошные жирные линии с точками). Затемненные прямоугольники под самой нижней осью абсцисс отмечают интервалы местного времени от 18 до 06 LT. Сплошная вертикальная линия со стрелкой отмечает момент землетрясения. На панели (*a*) горизонтальная штрихпунктирная линия отмечает уровень  $2_+$  – спокойные геомагнитные условия. На панели (*b*) штрихпунктирные линии отмечают полосу разброса значений  $\pm 1.5IQR$  для  $\delta_{Barbier}$ , полученную по значениям на показанном временном интервале с учетом только отрезков 20–04 LT для всех исследуемых суток. На панелях (*в*) и (*г*) сплошные линии указывают медианные значе-



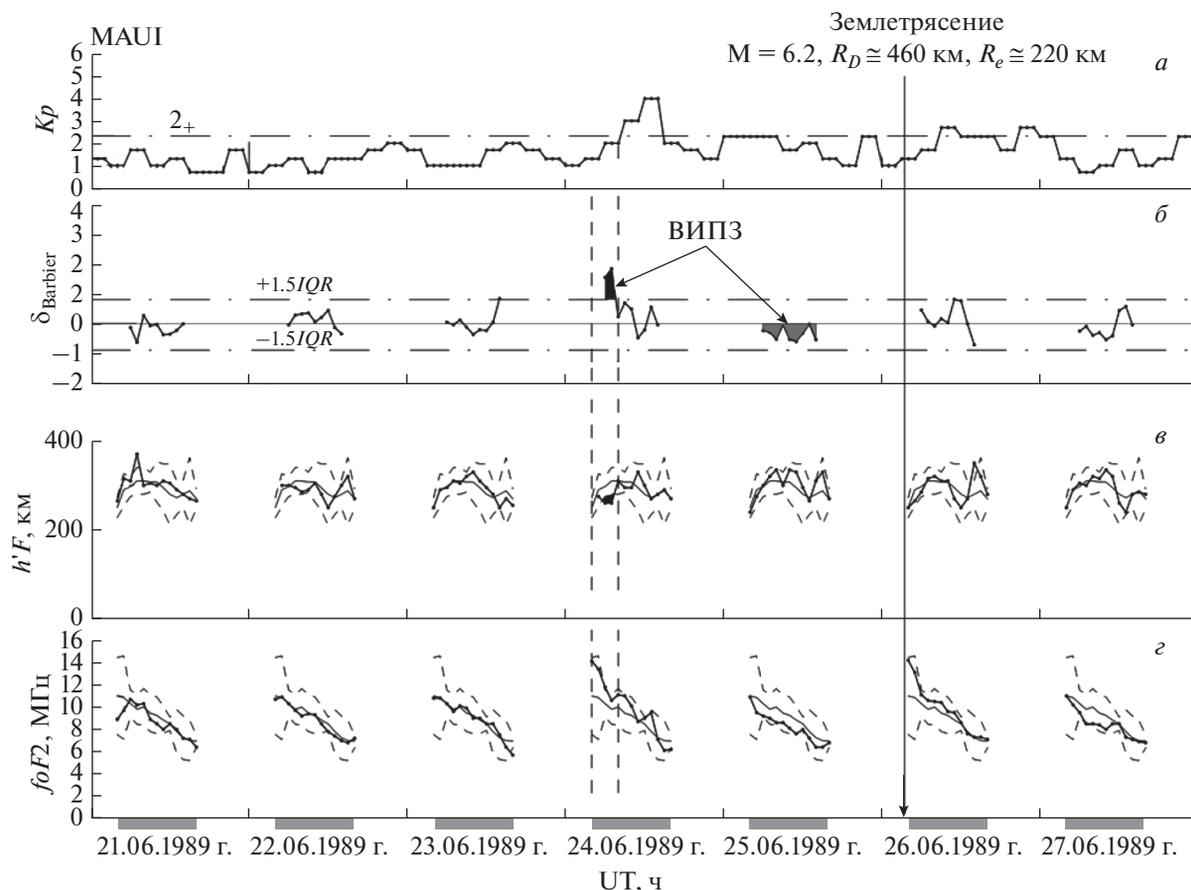
**Рис. 1.** Географическое положение эпицентра землетрясения с магнитудой  $M = 6.2$ , произошедшего 26.06.1989 г. (треугольная звезда) около НСВЗИ MAUI и ст. Haleakala (крупные черные точки), лежащих в зоне его подготовки на поверхности Земли. Стрелками показаны эпицентральное расстояние ( $R_e$ ) и радиус Добровольского ( $R_D$ ).

ния соответствующей величины, а штриховые – полосы их разброса  $\pm 1.5IQR$  по ансамблю опорных дней. Штриховые вертикальные линии отмечают узкий временной интервал 24.06.1989 г., когда  $foF2$  приближается к своей верхней границе полосы разброса, а  $h'F$  опускается ниже своей нижней границы полосы разброса в течение двух часов, при этом  $\delta_{\text{Barbier}}$  тоже выходит за границы своей верхней полосы разброса. Для удобства восприятия эти области отмечены черной заливкой. Светло-серая заливка отмечает отрезок времени с 20–04 LT 25.06.1989 г., в течение которого  $\delta_{\text{Barbier}} < 0$ , т.е. интенсивность свечения в линии OI 630 нм непрерывно ниже своего медианного уровня.

Итак, на рис. 2 отмечены как ВИПЗ две интересные особенности. Первая состоит в том, что наблюдается двухчасовой отрезок (24.06.1989 с 06 до 07 ч UT), на котором  $\delta_{\text{Barbier}}$  выходит за верхнюю границу полосы разброса (перед небольшим кратковременным умеренным возрастанием геомагнитной активности, судя по поведению  $Kp$ -индекса, вскоре достигающего уровня  $4_0$ ). Вторая особенность наблюдается на следующий день, весь восьмичасовой интервал в неосвещенный период перед землетрясением на спокойном

геомагнитном фоне (25.06.1989 с 06 до 14 ч UT,  $Kp \leq 2_+$ ), когда оцениваемая интенсивность свечения в линии OI 630 нм всегда ниже своего медианного уровня, хотя и не выходит за нижнюю границу полосы разброса. Из рисунка также видно, что, во-первых, кратковременный “всплеск” в  $\delta_{\text{Barbier}}$  (24.06.1989 с 06 до 07 ч UT) происходит тогда, когда  $h'F$  опускается ниже своей нижней границы полосы разброса, а  $foF2$  очень близко подходит к своей верхней границе полосы разброса. Во-вторых, длительный период отрицательных значений  $\delta_{\text{Barbier}}$  (25.06.1989 с 06 до 14 ч UT) соответствует низким значениям  $foF2$  (близко к нижней границе полосы разброса) и одновременно высоким значениям  $h'F$  (близко к верхней границе полосы разброса), что физически означает подъем ночного слоя  $F2$  и понижение величины максимума электронной концентрации  $N_e - NmF2$ . Подчеркнем, что второе ВИПЗ продолжительно, но нигде не выходит за границы полосы разброса параметра  $\delta_{\text{Barbier}}$ , однако из всех рассмотренных ночных отрезков семи анализируемых дней только в ночь перед землетрясением  $\delta_{\text{Barbier}}$  всегда отрицательно.

Рассмотрим выделенные особенности поведения параметра  $\delta_{\text{Barbier}}$  более подробно, в “привяз-



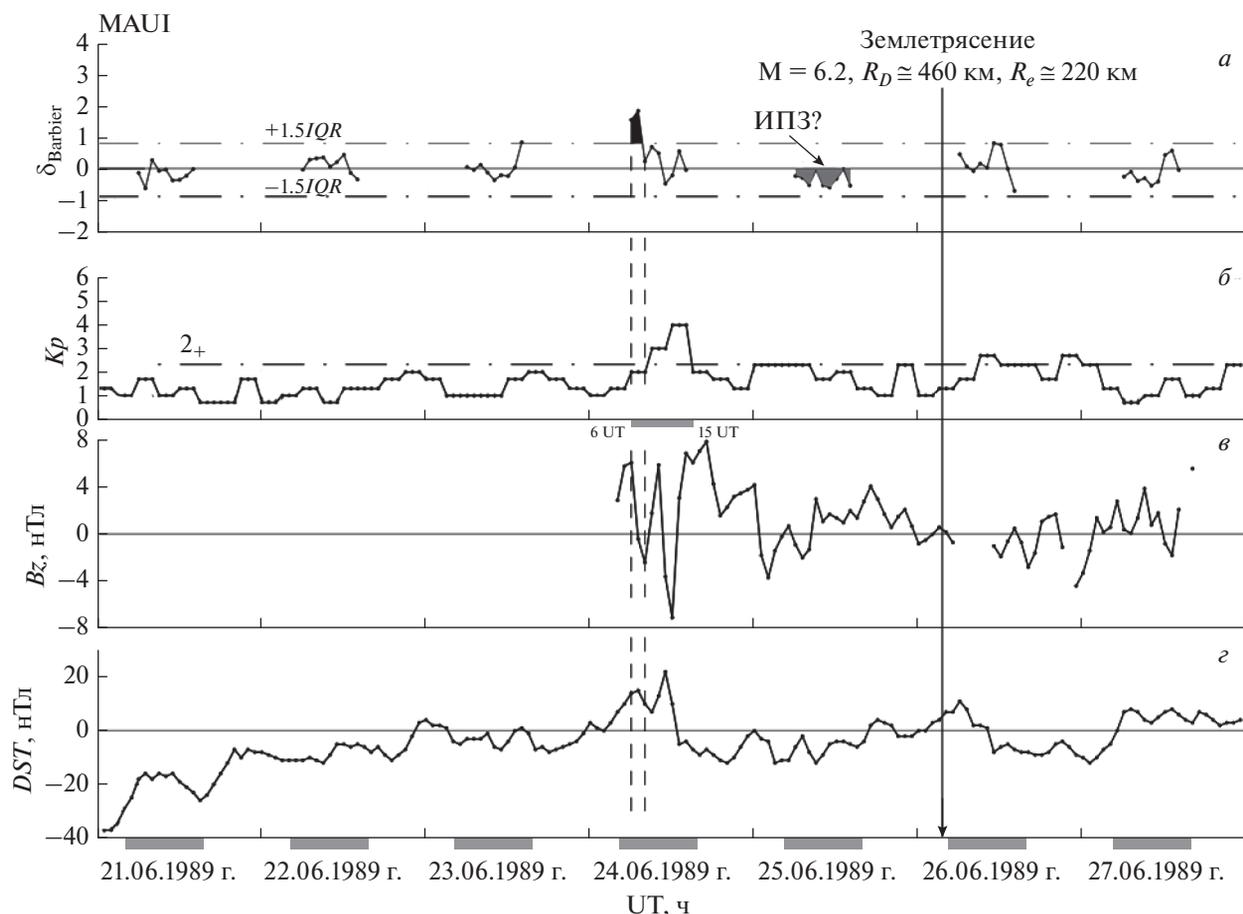
**Рис. 2.** Временной ход планетарного  $Kp$ -индекса (а) и текущих значений величин  $\delta_{\text{Barbier}}$  (б),  $h'F$  (е),  $foF2$  (з) на НСВЗИ MAUI в интервале 21–27.06.1989 г. в неосвещенные часы (сплошные жирные линии с точками). Затемненные прямоугольники под самой нижней осью абсцисс отмечают интервалы местного времени от 18 до 06 ч LT. Сплошная вертикальная линия со стрелкой отмечает момент землетрясения. На панели (а) горизонтальная штрихпунктирная линия отмечает уровень  $2_+$  – спокойные геомагнитные условия. На панели (б) штрихпунктирные линии отмечают полосу разброса значений  $\pm 1.5IQR$  для  $\delta_{\text{Barbier}}$ . На панелях (е) и (з) сплошные линии указывают медианные значения соответствующей величины, а штриховые – полосы их разброса  $\pm 1.5IQR$ . Остальные объяснения в тексте.

ке” к другим геофизическим индексам –  $DST$  и  $B_z$  – ММП (межпланетное магнитное поле).

На рисунке 3 представлены временные изменения  $\delta_{\text{Barbier}}$  на НСВЗИ MAUI в неосвещенные часы (панель а), ход планетарного  $Kp$ -индекса (панель б) и текущие часовые значения величин  $B_z$  (панель в) и  $DST$  (панель г) в интервале 21–27.06.1989 г. (сплошные жирные линии с точками). Черный прямоугольник под осью абсцисс на панели (б) отражает кратковременное умеренное возрастание геомагнитной активности с 06 до 15 ч UT 24.06.1989 г. Область светло-серой заливки на панели (а) отмечена стрелкой как возможный ионосферный предвестник землетрясения (ИПЗ). Отсутствие значений  $B_z$  на панели (в) на различных временных отрезках связано с отсутствием данных. Другие обозначения те же, что и на рис. 2.

Из рисунка 3 видно, что в течение 24.06.1989 г. (–2-й день, если считать день землетрясения нулевым) регистрируется незначительное кратковременное возрастание геомагнитной активности, связанное с поворотом  $B_z$  – ММП к югу, в виде двух последовательных микросуббурь (см., в частности, монографии [Akasofu, 1977; Пудовкин и др., 1977; Нишида, 1980]) на интервале с 06 до 15 ч UT (черный прямоугольник под осью абсцисс на панели (а) графика  $Kp$ -индекса). При этом, локальные экстремумы (минимумы)  $DST$ -индекса (панель г) следуют за локальными минимумами  $B_z$  (повороты ММП к югу) с характерной часовой задержкой.

В начале развития первой микросуббури наблюдается короткий, существующий в течение двух часов пик в  $\delta_{\text{Barbier}}$ , совпадающий с одновременным понижением  $h'F$  и ростом  $foF2$  (при этом  $h'F$  выходит за пределы своей нижней границы, а  $foF2$  – вблизи своей верхней границы “фона”



**Рис. 3.** Временные изменения  $\delta_{\text{Barbier}}$  на НСВЗИ MAUI в неосвещенные часы (а), ход планетарного  $K_p$ -индекса (б) и текущие часовые значения величин  $B_z$  (в) и  $DST$  (г) в интервале 21–27.06.1989 г. (сплошные жирные линии с точками). Черный прямоугольник под осью абсцисс на панели (б) отражает кратковременное умеренное возрастание геомагнитной активности с 06 до 15 ч UT 24.06.1989 г. Стрелкой отмечена область светло-серой заливки на панели (а) как возможный ионосферный предвестник землетрясения (ИПЗ). Отсутствие значений  $B_z$  на панели (в) на различных временных отрезках связано с отсутствием данных. Другие обозначения те же, что и на рис. 2.

относительно медианы). Этот пик может быть обусловлен описанным выше началом кратковременного магнитосферного возмущения, после окончания которого (в 15 UT) в течение полутора суток, вплоть до момента землетрясения,  $K_p \leq 2_+$ , т.е. регистрируется спокойный геомагнитный фон. Длительное же восьмичасовое понижение  $\delta_{\text{Barbier}}$  в неосвещенные часы суток за  $\sim 13.5$  ч до землетрясения может иметь сейсмогенную природу. Такое уменьшение оцениваемой интенсивности свечения в линии ОI 630 нм ниже своего медианного уровня, может означать подъем ночного слоя  $F_2$  с одновременным уменьшением  $NmF_2$ . Как отмечают авторы работы [Kim et al., 2017], **джоулев нагрев** ночной ионосферной плазмы  $F$ -области внутри магнитной трубки, опирающейся на эпицентральной зону надвигающегося землетрясения (и обусловленный проникшим в ионосферу электрическим полем сейсмогенного происхождения), может привести к уменьшению

нисходящего потока плазмы из протоносферы, которая играет важную роль в поддержании ночного  $F_2$ -слоя. Уменьшение нисходящего потока плазмы приведет к уменьшению основного максимума ионосферной плазмы  $NmF_2$  над эпицентральной зоной надвигающегося землетрясения, при этом восточная компонента зонального электрического поля, усиленная полем сейсмогенного источника, вызовет дополнительный дрейф плазмы вверх, что приведет к подъему слоя.

Рост температуры в ночной области  $F$  ионосферы на сотни градусов Кельвина перед Иранским землетрясением (географические координаты эпицентра  $\varphi_e = 36.96^\circ \text{ N}$ ;  $\lambda_e = 49.41^\circ \text{ E}$ , время толчка 20 июня 1990 г. 21:00:09 UT, глубина очаговой зоны ранее был зафиксирован в работе [Акмамедов, 1993] в соответствии с интерферометрическими измерениями температуры по эмиссии атомарного кислорода ОI 630 нм. Эпицентральной

ное расстояние  $R_e$  до обсерватории (географические координаты  $\varphi_{\text{обс}} = 37.9^\circ \text{ N}$ ;  $\lambda_{\text{обс}} = 58.4^\circ \text{ E}$ ), расположенной вблизи г. Ашхабада, составило  $\sim 800$  км по дуге большого круга, тогда как  $R_D(M = 7.4) \cong \cong 1520$  км. Измерения проводились в период низкой магнитной и стабильной солнечной активности.

Таким образом, в рассмотренном нами случае получается, что первый короткий “всплеск” в параметре  $\delta_{\text{Barbier}}$  продолжительностью в два часа оказывается связан с кратковременным умеренным ростом геомагнитной активности, а длительное восьмичасовое понижение  $\delta_{\text{Barbier}}$  (ниже своего медианного уровня на спокойном геомагнитном фоне) в неосвещенные часы суток за  $\sim 13.5$  ч до землетрясения может иметь сейсмогенную природу и быть его ионосферным предвестником (ИПЗ). Этот возможный ИПЗ концептуально вписывается в схему “когнитивной идентификации” ИПЗ, предложенную в работе [Пулинец и др., 2021].

Из проведенного выше рассмотрения ясно, что введенный нами относительный параметр дельта-Барбье ( $\delta_{\text{Barbier}}$ ) может быть использован как для анализа ионосферных возмущений магнитосферного происхождения, так и для изучения аномалий ионосферы, имеющих сейсмогенную природу – возможных ионосферных предвестников землетрясений (ИПЗ).

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Предложен новый относительный параметр ( $\delta_{\text{Barbier}}$ ) для анализа ионосферных данных, полученный на основе полуэмпирической формулы Барбье, впервые предложенной в работе Barbier [1957].

2. На конкретном примере продемонстрирована его эффективность при интерпретации поведения ионосферы перед землетрясением с магнитудой  $M = 6.2$ , произошедшим в окрестности наземной станции вертикального зондирования ионосферы MAUI (Гавайские о-ва) 26.06.1989 г. Показано, что в течение неосвещенных часов на геомагнитоспокойном фоне (планетарный индекс  $Kp \leq 2_+$ ) 25.06.1989 г., т.е. в день, предшествующий землетрясению,  $\delta_{\text{Barbier}} \leq 0$  с 20 ч до 4 ч местного времени. Такое его поведение может быть объяснено понижением оцениваемой по ионосферным данным интенсивности (по сравнению с медианным уровнем) эмиссии атомарного кислорода  $O(^1D)$  в красной линии 630 нм, связанной с диссоциативной рекомбинацией ионов молекул кислорода  $O_2^+$  на высотах области  $F$  в этот период времени. Этот эффект может иметь сейсмогенную природу и быть ионосферным предвестником землетрясения.

3. Параметр дельта-Барбье ( $\delta_{\text{Barbier}}$ ) может быть использован как для анализа ионосферных возмущений магнитосферного происхождения, так и для изучения аномалий ионосферы, имеющих сейсмогенную природу – возможных ионосферных предвестников землетрясений (ИПЗ).

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акмамедов Х. Интерферометрические измерения температуры в  $F2$ -области ионосферы в период Иранского землетрясения 20.06.1990 г. // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 33. № 1. С. 163–166. 1993.
- Барбье Д. Введение в изучение полярных сияний и излучения атмосферы / Геофизика. Околосферное космическое пространство. Лекции в летней школе теоретической физики при Гренобльском Университете. 1962 г. Перевод под ред. Г.С. Голицына. М.: Мир. С. 182–242. 1964.
- Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 301 с. 1980.
- Пудовкин М.И., Козелов В.П., Лазутин Л.Л., Трошичев О.А., Чертков А.Д. Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений. Л.: Наука, 312 с. 1977.
- Пулинец С.А., Давиденко Д.В., Будников П.А. Метод когнитивной идентификации ионосферных предвестников землетрясений // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 61. № 1. С. 103–114. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021010132>
- Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М.: Наука, 343 с. 1977.
- Хегай В.В., Легенька А.Д., Пулинец С.А., Ким В.П. Изменения в  $F2$ -области ионосферы перед катастрофическим землетрясением на Аляске 28.03.1964 г. по данным наземных станций вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 42. № 3. С. 360–365. 2002.
- Akasofu S.-I. Physics of magnetospheric substorms. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 599 p. 1977.
- Barbier D. La lumiere du ciel nocturne en ete a Tamanrasset // Compt. Rend. Acad. Sci., Paris. № 245. P. 1559–1561. 1957.
- Barbier D. Recherches sur la raie 6300 de la luminescence atmospherique nocturne // Ann. Geophys. V. 15. № 2. P. 179–217. 1959.

- *Barbier D.* Étude de la couche F d'après l'émission de la raie rouge du ciel nocturne // *Planet. Space Sci.* V. 10. P. 29–35. 1963.  
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(63\)90004-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(63)90004-7)
- *Barbier D., Glaume J.* La couche ionosphérique nocturne F dans la zone intertropicale et ses relations avec l'émission de la raie 6300 Å du ciel nocturne // *Planet. Space Sci.* V. 9. Iss. 4. P. 133–148. 1962.
- *Barbier D., Roach F.E., Steiger W.R.* The summer intensity variation of [OI] 6300 Å in the tropics // *J. Res. NBS. D. Radio Propagation.* V. 66D. № 1. P. 145–152. 1962.  
[https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/66D/jresv66Dn2p145\\_A1b.pdf](https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/66D/jresv66Dn2p145_A1b.pdf)
- *Davies K., Baker D.M.* Ionospheric effects observed around the time of the Alaskan earthquake of March 28, 1964 // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. № 9. P. 2251–2253.  
<https://doi.org/10.1029/JZ070i009p02251>
- *Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Miachkin V.I.* Estimation of the size of earthquake preparation zones // *Pure Appl. Geophys.* V. 117. Issue 5. P. 1025–1044. 1979.
- *Carman E.H., Kilfoyle B.P.* Relationship between [OI] 6300 Å zenith airglow and ionospheric parameters  $f_oF_2$  and  $h'F$  at Townsville // *J. Geophys. Res.* V. 68. № 19. P. 5605–5607. 1963.
- *Chattopadhyay R., Midya S.K.* Airglow emissions: fundamentals of theory and experiment // *Indian J. Phys.* V. 80. № 2. P. 115–166. 2006.
- *Ghosh S., Sasmal S., Midya S. K., Chakrabarti S. K.* Unusual change in critical frequency of  $F_2$  layer during and prior to earthquakes // *Open J. Earthquake Research.* V. 6. № 4. P. 191–203. 2017.  
<https://doi.org/10.4236/ojer.2017.64012>
- <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlm-sise00.php>
- <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/hv311275/executive>
- *Khegai V.V., Legenka A.D., Kim V.P.* Comparison of  $f_oF_2$  variations observed prior to two major earthquakes in Italy and during a magnetic storm // IUGG XXIV General Assembly July 2–13, 2007 Perugia, Italy. (S) – IASPEI – International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior. JSS010. Poster presentation 2080.
- *Kim V.P., Hegai V.V., Liu J.-Y., Ryu K., Chung J.-K.* Time-varying seismogenic Coulomb electric fields as a probable source for pre-earthquake variation in the ionospheric  $F_2$ -layer // *J. Astron. Space Sci.* V. 34. № 4. P. 251–256. 2017.  
<https://doi.org/10.5140/JASS.2017.34.4.251>
- *Klotz S., Johnson N.L.* (Eds.) *Encyclopedia of statistical sciences.* N.J.: John Wiley, Hoboken, 1983.
- *Peterson V.L., Vanzandt T.E., Norton R.B.* F-region night-glow emissions of atomic oxygen // *J. Geophys. Res.* V. 71. № 9. P. 2255–2265. 1966.  
<https://doi.org/10.1029/JZ071i009p02255>
- *Solar Terrestrial Physics, Principles and Theoretical Foundations.* Eds. R.L. Carovillano and J.M. Forbes. Dordrecht: D. Riedel Publishing Company, 859 p. 1983.
- *Tinsley B.A., Bittencourt J.A.* Determination of  $F$  region height and peak electron density at night using airglow emissions from atomic oxygen // *J. Geophys. Res.* V. 80. Iss. 16. P. 2333–2337. 1975.  
<https://doi.org/10.1029/JA080i016p02333>

УДК 550.344

# СУТОЧНО-СЕЗОННАЯ ВАРИАЦИЯ ЧИСЛА ДИСТАНЦИОННО НАБЛЮДАЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УНЧ-ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗОН ИХ ГЕНЕРАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

© 2022 г. Б. В. Довбня\*

*Геофизическая обсерватория Борок филиал института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, п. Борок (Ярославская обл.), Россия**\*e-mail: dovbnua@inbox.ru*

Поступила в редакцию 15.07.2021 г.

После доработки 09.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

По данным многолетних наблюдений на двух разнесенных по широте и долготе геофизических обсерваториях Борок и Колледж анализируются результаты дистанционного наблюдения импульсных электромагнитных УНЧ-сигналов, обнаруживаемых от удаленных землетрясений *за минуты* до сейсмического события. Исследуются суточные и сезонные зависимости частоты появления предвестников в обсерваториях и характер пространственного распределения зон их генерации на земной поверхности. В суточном распределении частоты появления выделяются два максимума – в вечерние и утренние часы местного времени. В сезонном ходе наблюдается максимум в весенний период и возрастание в зимние месяцы. В пространственном распределении отмечается неравномерность расположения источников по земному шару: они группируются в отдельные зоны и ячейки, отражая на карте отдельные регионы с проявлением сейсмоэлектромагнитной активности. Даются примеры, иллюстрирующие появление предвестников. Отмечается, что динамические спектры сигналов от землетрясений, происходящих в различных регионах земной поверхности, были подобны, повторялись при разных магнитудах и глубинах очага и наблюдались в одном, выделенном относительно момента землетрясения, интервале времени. Результаты анализа позволили высказать предположение об универсальности предваряющих землетрясение процессов генерации импульсных предвестников, а также о принципиальной возможности краткосрочного предупреждения (за несколько минут) о приближающемся землетрясении.

DOI: 10.31857/S0016794022030075

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением проводимых в геофизической обсерватории Борок исследований импульсных УНЧ-электромагнитных сигналов, предваряющих и сопровождающих землетрясения [Довбня и др., 2006; Довбня и др., 2008; Довбня, 2011; Довбня, 2014; Dovbnua et al., 2019].

Решение задач, связанных с поиском и распознаванием предвестников землетрясений, продолжает оставаться одним из основных направлений геофизики. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал указывает на перспективность исследований таких явлений в ультранизкочастотном (УНЧ) диапазоне (0.001–10.000 Гц) [Ismaguilov et al., 2001]. К первым наблюдениям относятся работы [Копытенко et al., 1993; Molchanov, 1990; Molchanov et al., 1992], в которых сообщается о колебаниях геомагнитного

поля перед разрушительным землетрясением в Спитаке. Также следует отметить работы [Fraser-Smith et al., 1990; Bernardi et al., 1991], в которых обнаружен и проанализирован мощный всплеск ультранизкочастотных электромагнитных колебаний перед землетрясением в Лома-Приета. Интерес к изучению предвестников возрос после землетрясения в Кобе в 1995 году. В последующих вслед за землетрясением работах [Hayakawa, 2009, 2013; Hayakawa, Molchanov, 2002; Hayakawa, 2019] электромагнитные явления были рассмотрены в возможной связи с землетрясениями. По результатам авторы делают вывод, что большинство наблюдаемых предвестников являются электромагнитными. И, все же, ситуация с предвестниками к настоящему времени остается неоднозначной. Разные проявления электромагнитных эффектов в разрозненных наблюдениях, регистрируемые за разные времена до землетрясения и отсутствие повторяемости результатов вызыва-

ют сомнения в достоверности связи обнаруживаемых явлений с землетрясениями, [Thomas et al., 2009a; Thomas et al., 2009b; Masci, Thomas, 2015]. Некоторые же из сообщений вызывают сомнения и оспариваются, [Костерин и др., 2015].

На этом фоне привлекает внимание вопрос (с которым и связана представляемая работа) о возможности появления перед землетрясениями *импульсных* УНЧ-электромагнитных сигналов, способных распространяться на значительные расстояния вдоль земной поверхности. Впервые на возможность существования импульсного предвестника указал автор работы [Moore, 1964] еще в 1964 г. За 1 ч 06 мин до Большого ЗТ на Аляске (США) 27 марта 1964 г. с магнитудой  $M \approx 9.2$  он обнаружил кратковременное аперiodическое увеличение на 100 нТл уровня геомагнитного поля. Возникновение импульсного УНЧ-электромагнитного сигнала автор объяснял пьезомагнитным эффектом пород, подвергнутых сжатию. Об аналогичных эффектах в импульсном электромагнитном поле Земли перед сейсмическими событиями сообщается в работах [Varotsos et al., 1986; Малышков и др., 1987; Малышков и др., 2009].

В геофизической obs. Борок, расположенной в асейсмической зоне, была предпринята попытка по данным непрерывных записей УНЧ-вариаций электромагнитного поля Земли исследовать связь электромагнитных и сейсмотектонических процессов. В результате удалось обнаружить специфические УНЧ-электромагнитные импульсы в полосе частот 0–5 Гц, наблюдаемые в выделенной и близкой временной окрестности землетрясений (0–5 мин относительно момента землетрясения), которые по виду динамического спектра отличались от известных типов геомагнитных пульсаций [Довбня и др., 2006].

В настоящей работе продолжено исследование УНЧ-электромагнитных импульсов, предвещающих сейсмические события. По данным дистанционного наблюдения анализируется суточно-сезонный ход вероятности появления сигналов и рассмотрено пространственное распределение зон их генерации на земной поверхности. Даются примеры, иллюстрирующие появление предвестников в различных регионах земной поверхности. Результаты обсуждаются.

## 2. ИСХОДНЫЙ МАТЕРИАЛ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Анализ ультранизкочастотных излучений выполнялся по данным магнитных измерений на 2-х среднеширотных обсерваториях – Геофизической obs. Борок Института физики Земли РАН (58.1° N, 38.2°) за период с 1973 по 1995 гг. и на высокоширотной Геофизической obs. Колледж

(64.9°, 148.0° E), расположенной в штате Аляска, США, за период с 1973–1977 гг. Исходным материалом для анализа являлись записи УНЧ-вариаций электромагнитного поля Земли. На обсерваториях Борок и Колледж для измерений использовался индукционный магнитометр с регистрацией на аналоговый магнитофон. На всех обсерваториях регистрировалось по две горизонтальные компоненты магнитных вариаций, север-юг и восток-запад. Амплитудно-частотная характеристика приборов позволяла анализировать колебания в диапазоне (0.001–10.000 Гц). Аналоговые записи, полученные в обсерваториях Борок и Колледж, оцифровывались, а затем подвергались спектрально-временному анализу с применением компьютерных программ. Строились динамические спектры колебаний (спектрограммы), на которых в координатах частота-время отражалась информация о переменном электромагнитном поле в анализируемом интервале. При первоначальном визуальном просмотре из дальнейшего анализа исключались известные формы сигналов магнитосферного происхождения. Импульсные сигналы, которые по виду динамического спектра отличались от известных типов геомагнитных пульсаций, включались в анализ и сопоставлялись, со статистической значимостью  $P = 0.86$  привязки, с ближайшим по каталогу (International Seismological Centre, ISC Catalogues, ([www.isc.ac.uk](http://www.isc.ac.uk))) землетрясением с конкретными географическими координатами эпицентра. Методика анализа подробно изложена в [Довбня и др., 2006] и дополнительно в [Dovbnya et al., 2019]. Ниже мы вначале дадим примеры, иллюстрирующие появление предвестников в различных регионах земной поверхности. Затем исследуем суточно-сезонный ход импульсных сигналов, наблюдаемых от удаленных землетрясений, и рассмотрим пространственное распределение их источников, т.е., землетрясений, при которых сигналы наблюдались, на земной поверхности.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

При дистанционном наблюдении регистрировались сигналы от землетрясений, происходящих в разных регионах земной поверхности. Они могли наблюдаться как от сильных, так и от слабых землетрясений, при этом для слабых землетрясений пороговые значения магнитуды  $M$  не были отмечены. Всего было проанализировано около 300 часов магнитной записи. В течение этого периода в разных регионах земной поверхности произошло свыше 5000 землетрясений с магнитудой  $M$  от 3 и выше. Примерно для 300 сейсмических событий (землетрясений) были зарегистрированы сигналы, наблюдаемые в первые десятки секунд или минуты до сейсмического события. Сигналы от удаленных землетрясений наблюда-

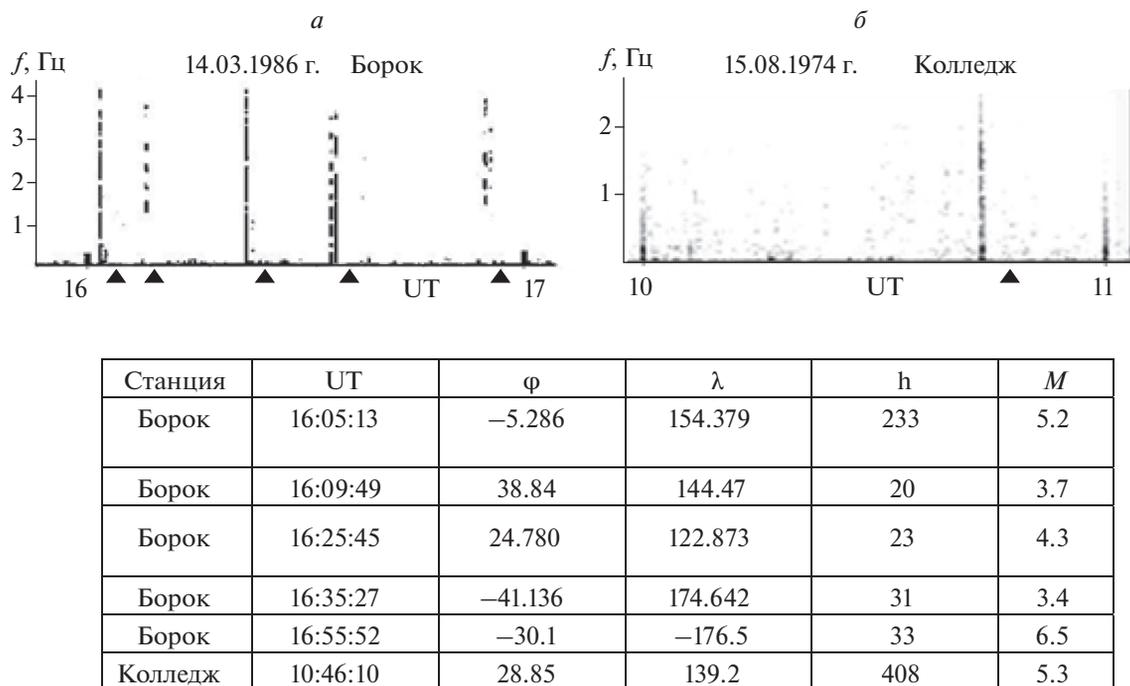


Рис. 1. Примеры импульсных предвестников землетрясений по наблюдениям в обсерваториях Борок (а) и Колледж (б).

лись в виде либо единичных, либо парных электромагнитных импульсов в диапазоне частот от 0 до 5 Гц. Реже наблюдались серии из трех и более импульсов. Как правило, их динамические спектры имели дискретную структуру. Амплитуда сигналов не превышала 20 пГл, длительность варьирует в интервале 20–50 с. В геофизической обс. Борок, расположенной в асейсмической зоне, предвестники регистрировались на расстоянии до 10000 км и более от эпицентра землетрясения. При известных координатах в каждом отдельном случае можно было определить расстояние от эпицентра до станции наблюдения.

На рисунке 1 даны типичные примеры динамических спектров импульсных предвестников, наблюдаемых в обсерваториях Борок и Колледж. Здесь и далее темными треугольниками на рисунках отмечены моменты землетрясений. В подписях для рисунков приводятся следующие параметры землетрясений: мировое время, географические координаты, глубина  $h$  в км, магнитуда  $M$ :

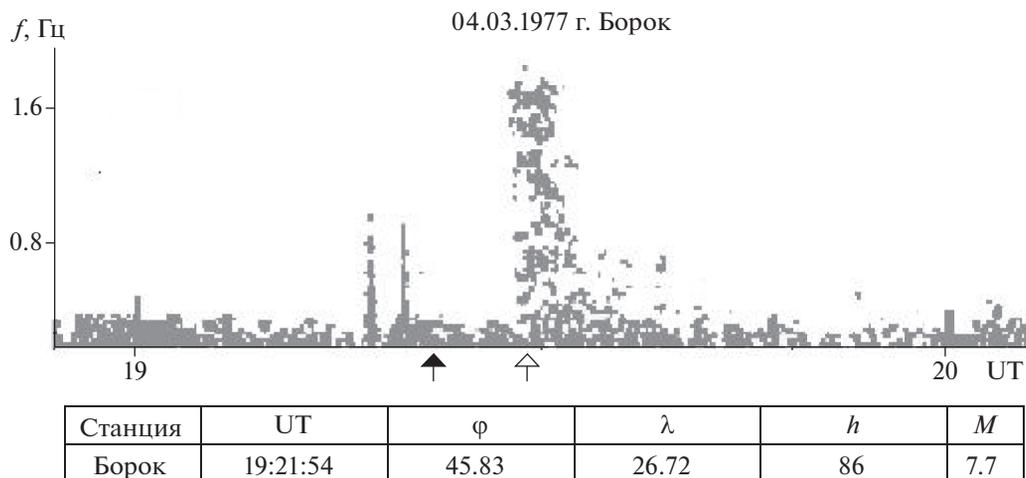
На рисунке 1а рассмотрены случаи появления электромагнитных импульсов перед землетрясениями по данным обс. Борок. Как видно из рисунка, динамические спектры сигналов, наблюдаемых со статистической значимостью  $P = 0.86$  от землетрясений, происходящих в различных регионах земной поверхности, были подобны, повторялись при разных магнитудах и глубинах очага и наблюдались в выделенном, относительно момента землетрясения, интервале времени. На

рисунке 1б дан пример регистрации импульса-предвестника землетрясения в Японии с  $M = 5.3$  по наблюдениям в обсерватории Колледж.

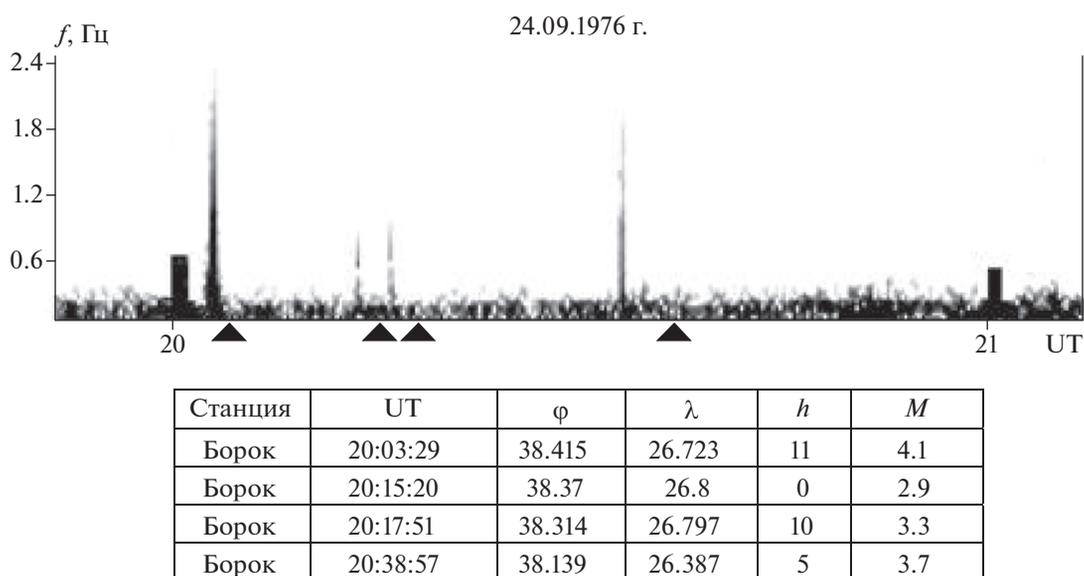
При сильных землетрясениях в обс. Борок иногда можно было наблюдать приход сейсмической волны. Один из таких примеров рассмотрен на рис. 2.

Разрушительное землетрясение с магнитудой  $M = 7.7$  произошло в Румынии 4 марта 1977 г. в 19:21 UT. Подземные толчки, вызванные приходом сейсмической волны из очага главного удара, ощущались даже в Москве. Сейсмическая волна (светлая стрелка) зарегистрирована в Борке, отстоящем на расстояние около 2000 км от эпицентра, спустя 6 мин после момента главного удара. За 4 мин до момента землетрясения в обсерватории Борок были зарегистрированы два электромагнитных импульса, которые на 10 мин опередили приход сейсмической волны.

Интересно отметить обнаруженное при анализе свойство проявления сейсмоэлектромагнитной активности — повторяемость импульсных предвестников в землетрясениях, происходящих вслед за главным ударом в том же регионе. Афтершоки представляют серьезную опасность для региона, пострадавшего в результате первого из землетрясений. Повторяемость предвестников может дать практическую возможность оперативного предупреждения (за несколько минут) об очередном землетрясении. На рисунке 3 показан фрагмент магнитной записи в Борке серии земле-



**Рис. 2.** Пример наблюдения сейсмической волны от землетрясения в Румынии 4 марта 1977 г. Сейсмическая волна (светлая стрелка) зарегистрирована в Борке спустя 6 мин после момента главного удара.



**Рис. 3.** Повторяемость предвестников в землетрясениях, происходящих вслед за главным ударом в том же регионе.

трясений в Турции, эпицентры которых располагались достаточно близко друг к другу (подробно повторяемость рассматривается в работе [Довбня, 2014]):

Обратим внимание на зависимость интенсивности сигнала от  $M$ .

На рисунке 4 даны примеры одновременного наблюдения предвестников в Борке и Колледже (отмечены стрелками). Видно, что, несмотря на то, что обсерватории почти на 12 ч разнесены по долготе и на  $10^\circ$  по широте, предвестники на обеих станциях появляются практически одновременно и имеют подобную спектральную форму.

### 3.1. Суточные и сезонные зависимости

При дистанционном наблюдении сигналы регистрируются на значительных удалениях от эпицентра землетрясения (до 10000 км и более). Естественно ожидать, что вероятность их наблюдения на обсерватории будет зависеть от условий на трассе распространения, которые, в свою очередь, подвержены суточным и сезонным изменениям. Суточная и сезонная зависимости частоты появления предвестников в obs. Борок иллюстрируется на рис. 5.

В суточном распределении (рис. 5a) выделяются два максимума — основной, который приходится на местные утренние часы ( $LT = UT + 3$ )

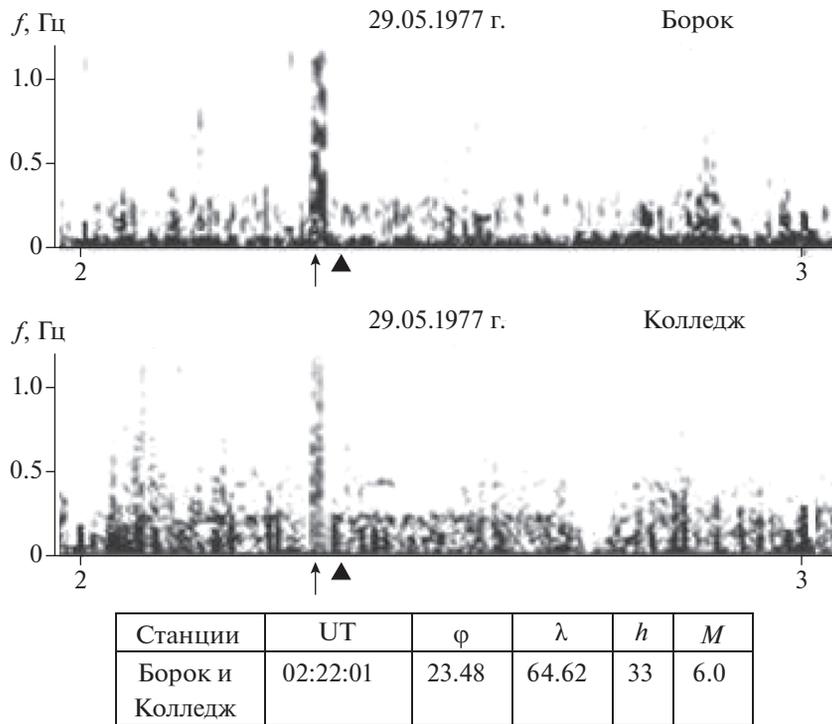


Рис. 4. Одновременное наблюдение предвестников в обсерваториях Борок и Колледж.

и дополнительный, который падает на местные вечерние часы. В сезонном ходе (рис. 5б) отмечается максимум в весенний период, основное же возрастание числа событий приходится на зимние месяцы.

На рисунке 6 те же зависимости приведены для obs. Колледж. В суточном распределении также присутствуют два максимума, но, в отличие от Борка, основной приходится на послеполуденные часы ( $LT = UT - 9$ ), дополнительный – на вечерние. В сезонном ходе вероятности наблюдения сигналов выделяются два максимума, основной – в весенний период и дополнительный – в зимние месяцы.

### 3.2. Пространственное распределение зон генерации

При дистанционном наблюдении регистрируются сигналы, приходящие из разных мест земной поверхности. Такая особенность давала возможность провести анализ географического расположения зон их генерации. На рисунке 7 приведены распределения по данным обсерваторий Борок (рис. 7а, 228 событий) и Колледж (рис. 7б, 78 событий). Анализ показывает широкое пространственное, и, при этом, неравномерное, распределение источников излучения. Они группируются в отдельные зоны и ячейки, выделяя на карте регионы с проявлением сейсмоэлектромагнитной активности. Наблюдения на двух разнесенных

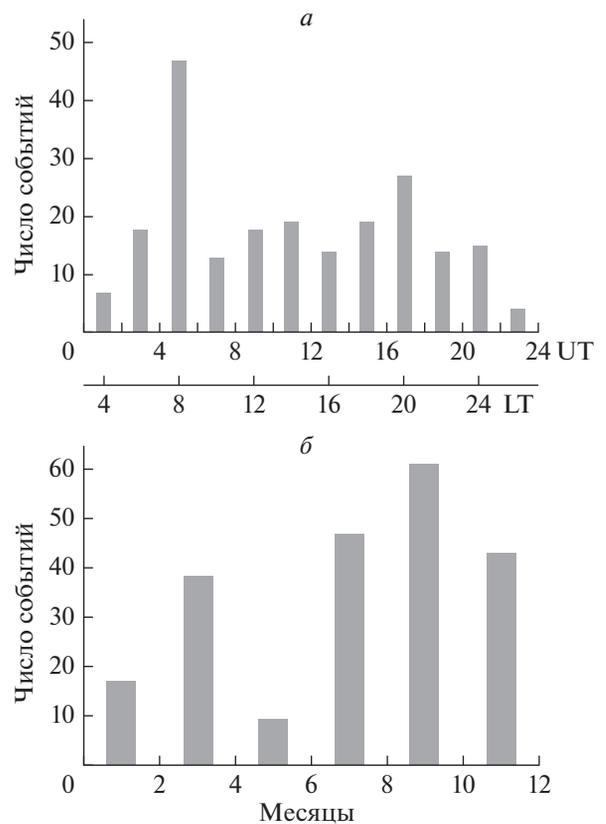


Рис. 5. Суточное (а) и сезонное (б) распределение числа импульсов в obs. Борок.

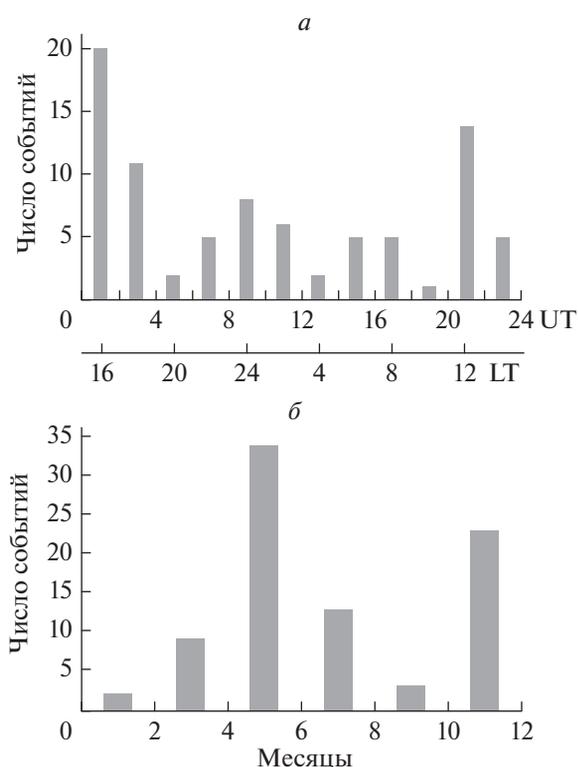


Рис. 6. Суточное (а) и сезонное (б) распределение числа импульсов в обс. Колледж.

по широте и долготе обсерваториях указывают, при разной статистике, на одни и те же зоны УНЧ-электромагнитного излучения.

В распределении источников сигналов по земному шару наблюдается явное различие по полушариям. Основная их часть приходится на северное полушарие, где также заметна асимметрия в широтном и долготном направлении. На рисунках 8, 9 показаны распределения зон генерации УНЧ-элек-

тромагнитных импульсов по широтным (а) и долготным (б) поясам Земли для северного полушария по наблюдениям в обсерваториях Борок и Колледж. Широтные пояса брались шириной  $15^\circ$ , долготные —  $30^\circ$ . В распределении по широте по данным обеих обсерваторий выделяется четкий максимум в интервале  $30^\circ$ – $45^\circ$ , в долготном направлении заметно проявляются два максимума в западном секторе: основной — в интервале  $120^\circ$ – $150^\circ$  и дополнительный — в интервале  $0^\circ$ – $30^\circ$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, по данным многолетних наблюдений на двух разнесенных по широте и долготе обсерваторий исследована суточная и сезонная зависимость дистанционно наблюдаемых импульсных УНЧ-электромагнитных предвестников и рассмотрен характер пространственного распределения зон их генерации на земной поверхности.

Попытаемся дать качественное объяснение полученным результатам.

1. Суточная и сезонная зависимость в появлении числа импульсов отражает влияние местных условий и условий на трассе распространения сигналов. Разные условия на пути их следования могут привести к разной вероятности появления импульсов при одинаковой в среднем сейсмической активности. Каналом для распространения сигналов вдоль земной поверхности может служить ионосферный волновод [Гульельми и Троицкая, 1973; Костерин и др., 2015]. Канализируемые в таком волноводе геомагнитные пульсации способны распространяться вдоль земной поверхности с альвеновской скоростью  $500$ – $1000$  км/с на значительные расстояния.

Дискретность динамического спектра импульсов, характерная для ионосферного распространения геомагнитных пульсаций [Довбня и др., 2014], не исключает такую возможность.

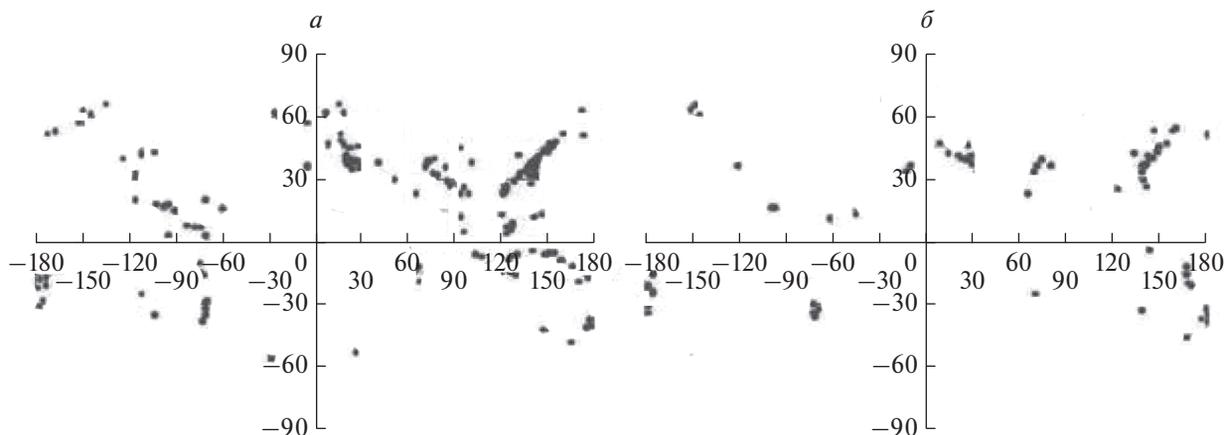
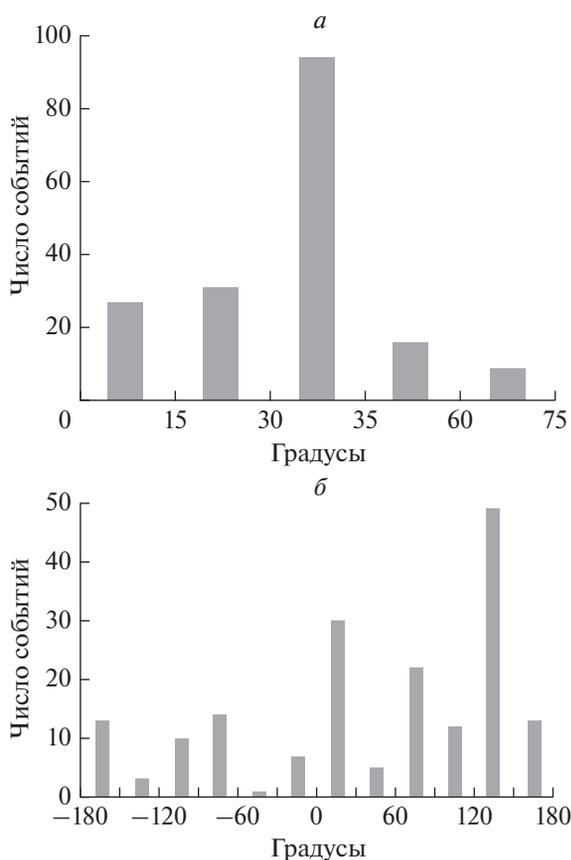
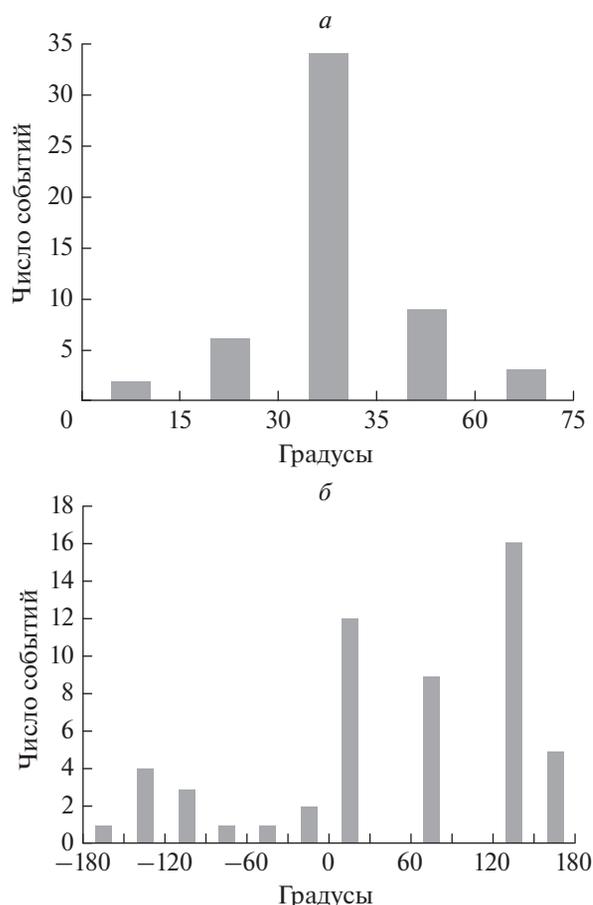


Рис. 7. Распределение источников УНЧ-электромагнитных сигналов на земной поверхности.



**Рис. 8.** Распределение источников УНЧ-электромагнитных сигналов по широте (а) и долготе (б) для северного полушария по наблюдениям в Борке.



**Рис. 9.** Распределение источников УНЧ-электромагнитных сигналов по широте (а) и долготе (б) для северного полушария по наблюдениям в Колледже.

2. Анализ пространственного распределения источников электромагнитного излучения, доступный при дистанционной регистрации импульсных сигналов, показал их широкое географическое распространение по земному шару. Динамические спектры импульсных предвестников были подобны, повторялись при разных магнитудах и глубинах очага и наблюдались в выделенном, относительно момента землетрясения, интервале времени.

Обнаруженные сигналы можно рассматривать как проявление предваряющих землетрясение процессов преобразования механической энергии в энергию электромагнитного излучения, которые не связаны с процессами в очаге и не зависят от параметров грядущего землетрясения. Вопрос о их возможной физической природе был рассмотрен в работе [Dovbnya et al., 2019] в рамках модели Рейда [Reid, 1910], в которой землетрясение связывается с разрушением зацеплений на границе двух смежных плит. Предполагается, что резкое сжатие пород, предшествующее их разрушению, может привести к генерации электромаг-

нитного импульса (пьезомагнитный эффект) или серии из двух и более импульсов при неоднородной структуре межблочных зацеплений. В рамках этой гипотезы находит объяснение и предпочтительное появление предвестников в выделенном и близком относительно момента землетрясения интервале времени, и отсутствие пороговых значений  $M$ .

На основании полученных результатов делают следующие выводы:

1. Появление перед землетрясениями электромагнитных сигналов не есть случайный акт отдельного землетрясения, но является проявлением предваряющих землетрясение процессов, протекающих с преобразованием механической энергии в энергию электромагнитного излучения. Подобие и повторяемость спектральных форм импульсных предвестников независимо от региона и параметров землетрясения позволяет сделать предположение об универсальности предваряющих землетрясение процессов генерации сигналов.

2. Появление перед землетрясениями импульсных сигналов известной спектральной формы, их

широкое пространственное распространение и межрегиональный характер, подобие и повторяемость в афтершоках создают возможность оперативного предупреждения (за несколько мин) о предстоящем землетрясении в большинстве сейсмоопасных регионах Земли.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы № 28 Президиума РАН, проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 19-05-00574 и государственного задания № 0144-2014-00116.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука. 208 с. 1973.
- Довбня Б.В., Зотов О.Д., Мострюков А.Ю., Щенетнов Р.В. Электромагнитные сигналы во временной окрестности землетрясений // Физика Земли. Т. 42. № 8. С. 60–65. 2006.  
<https://doi.org/10.1134/S1069351306080052>
- Довбня Б.В., Зотов О.Д., Щенетнов Р.В. Связь УНЧ электромагнитных волн с землетрясениями и антропогенными воздействиями // Геофизические исслед. Т. 9. С. 3–23. 2008.
- Довбня Б.В. Об эффектах землетрясений в геомагнитных пульсациях и их возможной природе // Геофизический журн. Т. 33. № 1. С. 72–79. 2011.
- Довбня Б.В. Электромагнитные предвестники землетрясений и их повторяемость // Геофизический журн. Т. 36. № 3. С. 160–165. 2014.  
<https://doi.org/10.24028/gzh.02033100.v36i3.2014.116069>
- Довбня Б.В., Потапов А.С., Гульельми А.В., Рахматулин Р.А. О воздействии МГД резонаторов на геомагнитные пульсации // Геофизический журн. Т. 36. № 6. С. 143–152. 2014.  
<https://doi.org/10.24028/gzh.0203-3100.v36i6.2014.111053>
- Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных ультранизкочастотных электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизические исслед. Т. 16. № 1. С. 24–34. 2015.
- Малышков Ю.П., Джумабаев К.Б. Прогнозирование землетрясений по параметрам естественного импульсного электромагнитного поля Земли // Вулканология и сейсмология. № 1. С. 97–103. 1987.
- Малышков Ю.П., Малышков С.Ю. Периодические вариации геофизических полей и сейсмичности, их возможная связь с движением ядра Земли // Геология и геофизика. № 2. С. 152–172. 2009.
- Bernardi A., Fraser-Smith A.C., McGill P.R., Villard O.G., Jr. ULF magnetic field measurements near the epicenter of the Ms 7.1 Loma Prieta earthquake // Physics Earth Planet In. V. 68. P. 45–63. 1991.
- Dovbnya B.V., Pashinin A.Yu., Rakhmatulin R.A. Short-term electromagnetic precursors of earthquakes // Geodynamics and Tectonophysics. V. 10. № 3. P. 731–740. 2019.  
<https://doi.org/10.5800/GT-2019-10-3-0438>
- Fraser-Smith A.C., Bernardi A., McGill P.R., Ladd M.E., Helliwell R.A., Villard O.G., Jr. Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the Ms 7.1 Loma Prieta earthquake // Geophys. Res. Lett. V. 17. P. 1465–1468. 1990.
- Hayakawa M. Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes // Transworld Research Network, Trivandrum, India. 279 p. 2009.
- Hayakawa M. Earthquake Prediction Studies: Seismo Electromagnetics // Terra Scientific Publishing, Tokyo. 168 p. 2013.
- Hayakawa M. Seismo Electromagnetics and Earthquake Prediction: History and New directions // Intern. J. Electronics and Applied Research (IJEAR). V. 6. № 1. P. 1–23. 2019.  
<https://doi.org/10.33665/IJEAR.2019.v06i01.001>
- Hayakawa M., Molchanov O.A. Seismo Electromagnetics: Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere Coupling // Terra Scientific Publishing, Tokyo. 477 p. 2002.
- Ismaguilov V.S., Kopytenko Yu.A., Hattori K., Voronov P.M., Molchanov O.A., Hayakawa M. ULF Magnetic Emissions Connected with Under Sea Bottom Earthquakes // Nat Hazard Earth Sys. V. 1. P. 1–9. 2001.
- Kopytenko Yu.A., Matiashvili T.G., Voronov P.M., Kopytenko E.A., Molchanov O.A. Detection of Ultra-Low-Frequency emissions connected with the Spitak earthquake and its aftershock activity, based on geomagnetic pulsations data at Dusheti and Vardzia observatories // Physics Earth Planet In. V. 77. P. 85–95. 1993.
- Masci F., Thomas J.N. Are there new findings in the search for ULF magnetic precursors to earthquakes? // J. Geophys. Res. Space. V. 120. № 10. P. 289–304. 2015.  
<https://doi.org/10.1002/2015JA021336>
- Molchanov O.A. Discovering of ultra-low-frequency emissions connected with Spitak earthquake and its aftershock activity on data of geomagnetic pulsations observations at Dusheti and Vardzija // Preprint. Moskva: IZMIRAN. № 3(888). 27 p. 1990.
- Molchanov O.A., Kopytenko Yu.A., Voronov P.M., Kopytenko E.A., Matiashvili T.G., Fraser-Smith A.C., Bernardy A. Results of ULF magnetic field measurements near the epicenters of the Spitak (MS = 6.9) and the Loma-Prieta (MS = 7.1) earthquakes: Comparative analysis // Geophys. Res. Lett. № 19. P. 1495–1498. 1992.
- Moore G. Magnetic disturbances proceeding the 1964 Alaska earthquake // Nature. V. 203. № 4944. P. 508. 1964.
- Reid H.F. The Mechanics of the Earthquake, V. 2. Of the California Earthquake of April 18, 1906 // Report of the State Earthquake Investigation Commission: Carnegie Institution of Washington Publication. № 87. P. 192. 1910.
- Thomas J.N., Love J.J., Johnston M.J. On the reported magnetic precursor of the 1989. Loma Prieta earthquake // Physics Earth Planet In. V. 173. № 3. P. 207–215. 2009a.  
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2008.11.014>
- Thomas J.N., Love J.J., Johnston M.J., Yumoto K. On the reported magnetic precursor of the 1993 Guam earthquake // Geophys. Res. Lett. V. 36, L16301. 2009b.  
<https://doi.org/10.1029/2009GL039020>
- Varotsos P., Alexopoulos K., Nomicos K., Lazaridou M. Earthquake prediction and electric signals // Nature. V. 322. Issue 6075. P. 120. 1986.

УДК 550.837:551.345

## ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЕТЕКТОРА ВОДЫ ПРИ ИЗУЧЕНИИ СТРУКТУРЫ МЕРЗЛЫХ ПОРОД

© 2022 г. В. П. Мельчинов<sup>1</sup>, \*, А. А. Павлов<sup>1</sup>, \*\*<sup>1</sup>Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, г. Якутск, Россия

\*e-mail: melchinovvp@mail.ru

\*\*e-mail: aisen-pavlov@outlook.com

Поступила в редакцию 15.10.2021 г.

После доработки 20.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Приведены результаты изучения геоэлектрического разреза верхних слоев земли на опорных пунктах наблюдений в Якутии методами вертикального электрического зондирования и поверхностного импеданса. Апробация детектора воды ADMT-200S, основанного на принципах аудиоманнителлурического метода зондирования, показала качественное совпадение распределения электрического сопротивления с глубиной и количественное совпадение положения нижней границы мерзлых рыхлых отложений с достаточной для практики точностью. Предлагается использовать данный прибор при комплексировании геофизических методов исследования структуры подстилающей среды.

DOI: 10.31857/S0016794022030105

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При решении практических задач распространения радиоволн ДВ–СВ-диапазонов над земной поверхностью необходимо знание электрической модели подстилающей среды на глубину проникновения радиоволн. Зная число слоев, их мощность и электрические характеристики каждого слоя (проводимость и диэлектрическую проницаемость) можно определить так называемый поверхностный импеданс, который лежит в основе расчета характеристик распространения земных радиоволн. Для определения геоэлектрического разреза верхних слоев земли широко используется комплексирование радиофизических, геофизических и геологических методов изучения подповерхностной структуры. Выбор методов комплексирования является одним из главных моментов при изучении структуры подстилающей среды, поскольку использование одного метода не дает однозначного определения структуры подстилающей среды и электрических характеристик слоев.

В работе приведены результаты исследования подстилающей среды на типичных участках залегания многолетнемерзлых пород методами вертикального электрического зондирования на постоянном токе, поверхностного импеданса и аудиоманнителлурического зондирования. Цель работы заключается в апробации прибора аудиоманнителлурического зонди-

рования ADMT-200S при определении положения геологических границ и распределения электрического сопротивления по глубине на опорных пунктах наблюдений, на которых были выполнены указанные выше комплексные геофизические исследования в предыдущие годы.

### 2. ОПИСАНИЕ УЧАСТКОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Участки, на которых проводились комплексные геофизические измерения расположены в долине р. Лены и на ее высокой террасе в 25–30 км от г. Якутска. Долина р. Лены представляет ровную поверхность с абсолютными отметками высот 95–107 м, на которой расположен г. Якутск. По результатам бурений мощность мерзлых рыхлых отложений в Якутской скважине достигает 24 м. До глубины 3–6 м разрез представлен льдистыми супесями, суглинками, мелкозернистыми песками и местами алевритами. Далее залегают пески разной зернистости от мелкозернистых до крупнозернистых с прослоями галечника. Дочетвертичные (коренные породы) отложения представлены голубовато-серыми плотными песчаниками с прослоями серых и черных алевролитов. Мощность сезонного протаивания изменяется от 1–1.5 м в суглинках и до 2–3 м в песках. [Спектор и др., 2008].

По результатам электроразведки в долине реки р. Лены мощность мерзлых рыхлых отложений

меняется от 12.4–14.5 до 16.2–22.7 м при удалении от берега реки. Удельные электрические сопротивления мерзлых рыхлых отложений находятся в пределах 468–1965 Ом м со средним медианным значением 1201 Ом м, а для коренных пород электрическое сопротивление изменяется от 24 до 1037 Ом м со средним медианным значением 217 Ом м [Нерадовский, 2019].

Следующий террасовый уровень рельефа расположен на высотах 100–200 м и выше над урезом воды р. Лены, который сложен косослоистыми песками с прослоями галечников и подчиненными им прослоями глин и суглинков. Общая мощность этих рыхлых отложений иногда достигает 80–100 м [Игнатченко, 1961]. Изучению этой террасы способствовало наличие Кильдямского и Кангаласского угольных месторождений. В работе [Угольные ..., 1973] приведены геологические разрезы вдоль этой террасы по работам Игнатченко Н.А., согласно которым сверху залегают косослоистые пески с галечником, а ниже находятся песчаники и пески с прослоями бурого угля. По результатам бурения на Кангаласском месторождении мощность рыхлых гравийно-песчаных отложений составляет порядка 60 м, ниже которых находятся прослойки угля общей мощностью до 8–9 м. Далее залегают песчаники разной зернистости. Вблизи опорного участка наблюдения, в карьерах 35-го километра Намского тракта на высоте около 120 м над урезом воды в р. Лена рыхлые отложения представлены серовато-желтыми охристыми разномерными косослоистыми песками с хорошо окатанными гравием и галькой [Правкин и др., 2018]. Данных по электрическому сопротивлению на данном участке наблюдений нами не встречено в литературе.

### 3. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Наиболее простым и распространенным методом определения электрофизических характеристик подстилающей среды является метод вертикального электрического зондирования на постоянном токе. Сущность этого метода проста и состоит в возбуждении электрического тока в земле и измерении наводимого напряжения на приемных электродах при изменении величины разносов как питающей, так и приемной линий. По результатам измерения величины тока и напряжения строится график кажущегося сопротивления  $\rho_k$  подповерхностной среды в зависимости от полуразносов питающей линии  $AB/2$ . В процессе интерпретации кривых  $\rho_k$  можно оценить мощность и удельное электрическое сопротивление слоев. При интерпретации кривых кажущегося сопротивления используется палеточный метод интерпретации [Пылаев, 1968]. В послед-

нее время широко применяются компьютерные методы интерпретации.

Основным недостатком этого метода является проблема определения глубины границ из-за широкой области эквивалентных решений. Неоднозначность интерпретации кривых  $\rho_k$  особенно сильно проявляется при работе в зоне залегания многолетнемерзлых пород. Поскольку значительная контрастность по электрическому сопротивлению мерзлого и верхнего талого слоя приводит к совпадению кривых для предельного случая, когда электрическое сопротивление мерзлого слоя равно бесконечности, т.е. появляется неоднозначность в определении еще и электрического сопротивления [Якупов, 1968]. Использование комплексирования геофизических методов позволяет достичь однозначного определения параметров геоэлектрического разреза на мерзлых породах [Рекомендации ..., 1987]. Наилучшие результаты при комплексировании методов можно получить, используя электромагнитные (радиоволновые) методы электроразведки [Никитин и Хмелевской, 2012].

Метод поверхностного импеданса заключается в измерении тангенциальных составляющих электромагнитного поля на поверхности земли. Источниками электромагнитного поля являются радиостанции СДВ-ДВ-СВ диапазонов. По результатам измерений определяется приведенный поверхностный импеданс, который записывается в комплексном виде:

$$\delta_{\text{изм}} = \frac{E_{\tau}}{Z_0 H_{\tau}} \exp(i\varphi_{\delta}).$$

Где  $E_{\tau}$  и  $H_{\tau}$  – электрическая и магнитная тангенциальные составляющие соответственно,  $Z_0 = 120\pi$  Ом – импеданс свободного пространства,  $\varphi_{\delta}$  – фаза импеданса, равная разности фаз между  $E_{\tau}$  и  $H_{\tau}$ .

Измерения методом поверхностного импеданса были выполнены измерителем импеданса в диапазоне частот 10–1000 кГц, описание которого приведено в работе [Парфентьев и Пертель, 1991]. Знание модуля и фазы поверхностного импеданса позволяет определить амплитудные и фазовые характеристики радиоволн при распространении над земной поверхностью [Макаров и др., 1991].

Метод поверхностного импеданса также используется в разведочной геофизике для определения электрофизических характеристик слоев земли. В этом случае решается обратная задача, которая заключается в восстановлении параметров геоэлектрического разреза по измеренным значениям модуля и фазы поверхностного импеданса [Ангархаева и др., 1997]. При решении обратной задачи применяется метод регуляризации А.Н. Тихонова для решения некорректно постав-

ленных задач. Метод решения обратной задачи основан на минимизации сглаживающего функционала. При этом сглаживающий функционал имеет вид:

$$M_{\alpha}[g] = I[g] + \alpha\Omega[g],$$

где  $I[g] = \sum_{l=1}^L |\delta_l - \delta_3|^2$  – функционал невязки;

$$\Omega[g] = \sum_{n=1}^N p_n |\varepsilon_n - \varepsilon_n^0|^2 + \sum_{n=1}^N q_n |\sigma_n - \sigma_n^0|^2 + \sum_{n=1}^N r_n |h_n - h_n^0|^2$$

– стабилизирующий функционал;

$g = (\varepsilon, \sigma, h)$  – параметры многослойной полупроводящей среды;  $\alpha$  – параметр регуляризации;  $(\varepsilon^0, \sigma^0, h^0)$  – гипотетическое распределение параметров разреза;  $p_n, q_n, r_n$  – веса соответствующих параметров;  $\delta_3$  – экспериментальные значения импеданса на  $l$ -ой частоте. Минимизация рассматриваемого функционала производилась с помощью метода Ньютона–Канторовича (метод линеаризации).

Критерием выбора “наилучшего” геоэлектрического разреза служит минимум среднеквадратического отклонения экспериментальных значений импеданса от рассчитанных для модели  $n$ -слойной среды.

Для решения обратной задачи необходимо знать априори начальные значения искомым параметров: мощность слоев и их электрические характеристики.

В настоящее время в Китайской Народной Республике разработаны приборы для поисков воды, основанные на измерении электрической или магнитной компоненты естественного электромагнитного поля Земли. Нами был использован прибор ADMT-200S. Этот прибор также может решать широкий круг вопросов при инженерно-геологических изысканиях до глубины 200 м (Operation..., 2021). Принцип действия детектора воды ADMT-200S основан на измерении разности потенциалов между двумя электродами, наводимых в земле от горизонтальной электрической составляющей естественных источников поля в диапазоне частот от единиц Гц до единиц кГц. При обработке полученных данных и построении графиков изолиний напряжения и цветной палитры электрического сопротивления подстилающей среды в зависимости от глубины используются теоретические принципы магнитотеллурического и аудиоманнитотеллурического методов зондирования [Бердичевский, 1968].

Современная компьютерная обработка принятых сигналов в определенном частотном диапазоне позволяет решить обратную задачу по-

строения изолиний электрической составляющей естественного поля земли в зависимости от глубины. Эти изолинии характеризуют распределение электрических свойств массивов горных пород по глубине, что позволяет на качественном уровне оценить распределение по глубине горизонтов с разными электрическими характеристиками (Operation ..., 2021).

Особенность естественного электрического поля заключается в том, что оно постоянно меняется, т.е. при последовательных измерениях разность потенциалов будет меняться, возникает неопределенность при решении обратной задачи. Использование метода многоканальных измерений в приборе ADMT-200S полностью решило проблему изменений естественного электрического поля: поскольку происходит одновременная регистрация данных путем использования большого количества каналов.

Основные характеристики прибора ADMT-200S:

1. Диапазон измерения разности потенциалов: 0–200 мВ с разрешением 1 мВ.
2. Количество частотных каналов 40 с погрешностью определения частоты 3%.
3. Диапазон принимаемых частот от 0.1 Гц до 5 кГц, что обеспечивает глубинность исследования до 200 м.
4. Входное сопротивление:  $\geq 10$  Мом.
5. Подавление промышленных помех:  $> 80$  дБ.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рисунке 1 приведена кривая кажущегося сопротивления  $\rho_k$  для пункта наблюдения в долине р. Лены. В силу неоднозначности количественной интерпретации кривой  $\rho_k$  без результатов бурения, на данном пункте наблюдений была выполнена только ее качественная интерпретация. Как видно из рис. 1, восходящая ветвь кривой идет под углом в  $45^\circ$ , что характерно для резкой контрастности электрического сопротивления талых и мерзлых рыхлых отложений. Причем строение слоя мерзлых рыхлых отложений неоднородно судя по перегибу на полуразносе 25 м. Ход кривой  $\rho_k$  показывает, что электрическое сопротивление мерзлого слоя может достигать нескольких тысяч Ом м. Отметим также резкий спад кривой  $\rho_k$  на полуразносах 500–750 м, что свидетельствует о наличии проводящего слоя ниже мерзлого слоя. Максимальное число слоев для данной кривой  $\rho_k$  равно 4.

Используя вышеприведенные сведения и сведения о геологическом строении надпойменной террасы р. Лены можно восстановить параметры геоэлектрического разреза на данном пункте наблюдений при решении обратной задачи метода поверхностного импеданса.

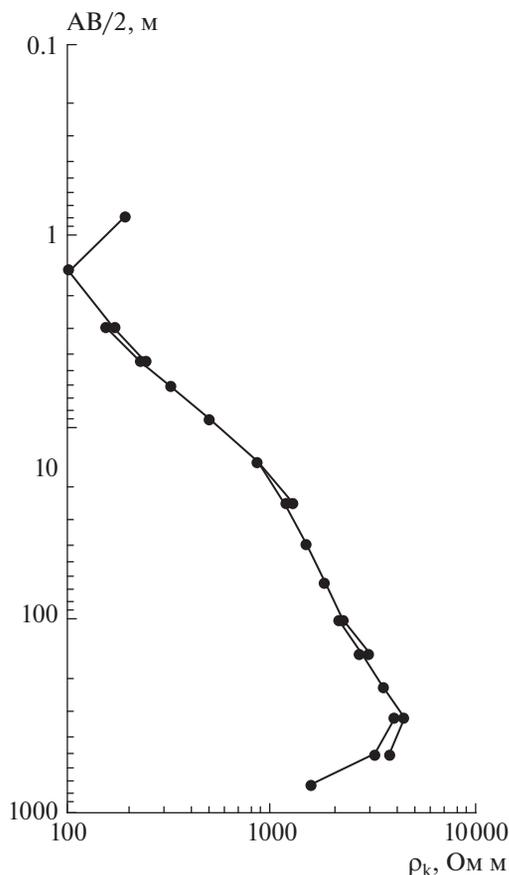
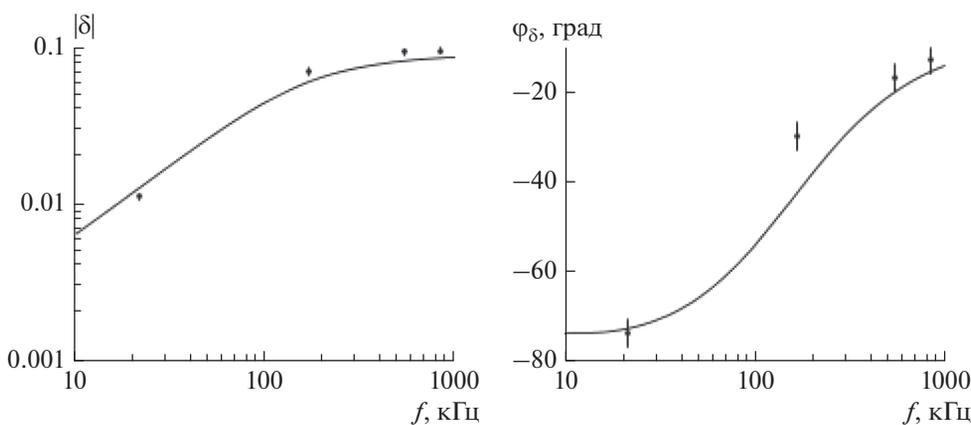


Рис. 1. Кривая кажущегося сопротивления в долине реки.

На рисунке 2 приведены результаты сравнения измеренных и расчетных значений модуля и фазы поверхностного импеданса в зависимости от частоты. Экспериментальные значения модуля и фазы поверхностного импеданса обозначены дискретными точками, а расчетные значения — непрерывными линиями. Для экспериментальных значений фазы импеданса приведены абсолютные погрешности измерений  $+3^\circ$ . Погрешности измерения модуля импеданса настолько малы, что укладываются в размеры точек. Расчетные значения модуля и фазы поверхностного импеданса выполнены по восстановленным значениям параметров геоэлектрического разреза. Совпадения экспериментальных и расчетных значений модуля и фазы поверхностного импеданса свидетельствует о близости восстановленных значений параметров геоэлектрического разреза к действительным.

В таблице к рис. 2 приведены восстановленные значения параметров геоэлектрического разреза с округлением величины электрического сопротивления в зависимости от ее величины. Из таблицы к рис. 2 следует, что нижняя граница мерзлых рыхлых отложений находится на глубине 24.5 м, а электрическое сопротивление этого слоя составляет 8000 Ом м. Ниже этого слоя залегает коренные породы с аномально низким значением электрического сопротивления — 7 Ом м. Согласно литературным данным, такие значения электрического сопротивления характерны для свободных минерализованных вод или связанных



$\varepsilon$	$\rho$ , Ом м	$h$ , м
5.0	50	1.5
5.0	3000	3.0
5.0	8000	20
5.0	7	

Рис. 2. Результаты восстановления геоэлектрического разреза в долине реки.

вод, адсорбированных твердыми частицами породы. Возможно, что кровля коренных пород является водоупорным горизонтом для межмерзлотных вод и насыщена водным раствором.

Следует отметить, что полученное значение электрического сопротивления мерзлых рыхлых отложений на данном пункте наблюдений выходит за верхний предел (1950 Ом м) возможных значений, приведенных в работе [Нерадовский, 2019]. Также для коренных пород – его электрическое сопротивление выходит за пределы минимальных значений (24 Ом м), приведенных в этой же работе. Причина может заключаться в зависимости электрического сопротивления слагающих разрез пород от рельефа местности и времени года наблюдений.

На этом же участке были выполнены измерения прибором ADMT-200S с базой 20 м и шагом 5 м. Общая длина профиля составляет 440 м. Интерпретация и построение графиков изолиний напряжения в зависимости от глубины (псевдоразреза) производились с использованием программы обработки результатов измерений на сайте производителя и приведены на рис. 3. В правой части рис. 3 показана шкала распределения разности потенциалов между электродами. Как следует из описания по использованию данного прибора, чем меньше разность потенциалов, тем ниже электрическое сопротивление данной зоны псевдоразреза. В черно-белом варианте темные цвета соответствуют зонам с низкими значениями электрического сопротивления. На рисунке 3 выделяются две горизонтально залегающие области: верхний слой (1), соответствующий изолиниям с высокими значениями разности потенциалов (0.46–0.70) мВ и область 2, ограниченная изолинией 0.3 мВ, соответствующей зоне с низким значением электрического сопротивления. Таким образом, на глубине 26–27 м залегаёт слой с низкими значениями электрического сопротивления, что с погрешностью 1.2–2.2 м совпадает с мощностью рыхлых отложений, определенной по результатам восстановления параметров геоэлектрического разреза. Как следует из рис. 3 качественная оценка распределения электрического сопротивления по глубине соответствует результатам, приведенным в таблице рис. 2, т.е. сверху находится слой с высокими значениями электрического сопротивления, а затем следует горизонт, соответствующий низким значениям разности потенциалов, т.е. зоне с низким значением электрического сопротивления.

На рисунке 4 приведена кривая  $\rho_k$  для пункта наблюдения на высокой террасе реки Лена. Как видно из качественного анализа кривой  $\rho_k$  на данном участке наблюдается структура, состоящая из 5 слоев. Эта кривая  $\rho_k$  также имеет ломаный характер на полуразносах 3.0–4.5 м и более 100 м,

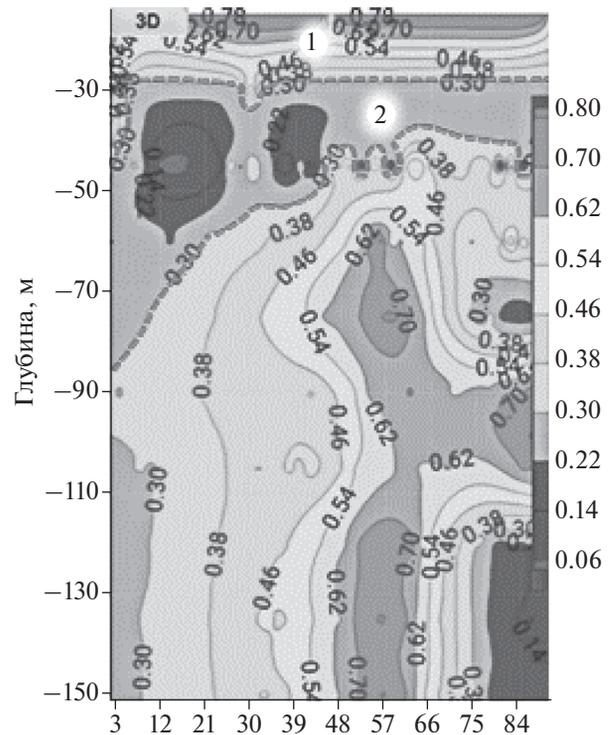


Рис. 3. Изолинии разности потенциалов (мВ) в долине реки.

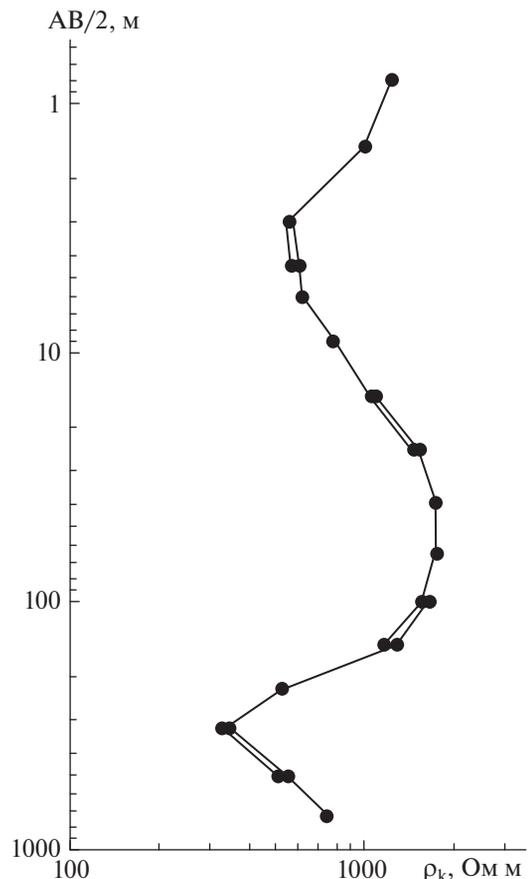
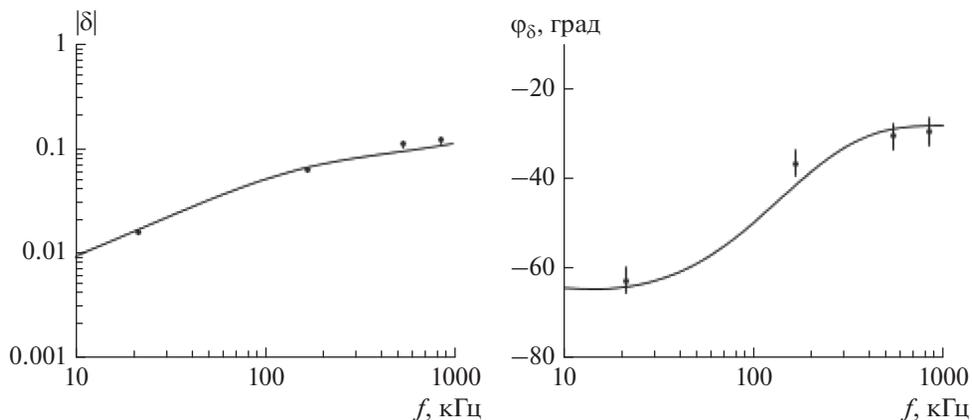


Рис. 4. Кривая кажущегося сопротивления на высокой террасе.



$\epsilon$	$\rho$ , Ом	$h$ , м
5.0	100	2.0
5.0	600	8.0
5.0	4000	20
5.0	40	

Рис. 5. Результаты восстановления геоэлектрического разреза на высокой террасе.

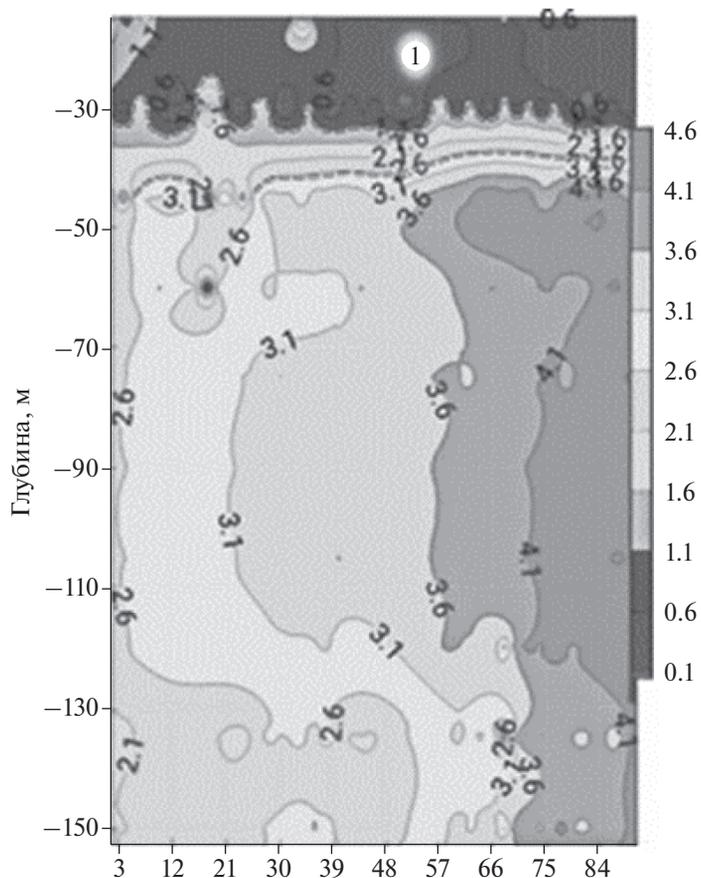


Рис. 6. Изолинии разности потенциалов (мВ) на высокой террасе.

что затрудняет ее количественную интерпретацию. Можно предположить, что резкий спад кривой  $\rho_k$  на полуразносе 225 м вызван влиянием уг-

леносного слоя с низкими значениями электрического сопротивления. Далее кривая  $\rho_k$  резко уходит вверх, что указывает на наличие высоко-

омного фундамента (песчаников). Такое поведение кривой  $\rho_k$  согласуется с геологическим описанием высокой речной террасы, на которой предполагался опорный пункт наблюдения.

В таблице к рис. 5 приведены результаты восстановления параметров геоэлектрического разреза по импедансным измерениям. Мощность мерзлых рыхлых отложений оценивается в 30 м, а их электрическое сопротивление изменяется с глубиной от 600 Ом м до 4000 Ом м. Нижний горизонт с электрическим сопротивлением 40 Ом м может соответствовать нижележащим угленосным отложениям небольшой толщины.

На рисунке 6 приведен псевдоразрез изолиний разности потенциалов, полученный после обработки результатов измерений прибором ADMT-200S. Согласно рис. 6, верхний слой песчаных рыхлых отложений вместе с прослоями угленосных отложений идентифицируется как один низкоомный слой (область 1) с мощностью порядка 30–32 м с значениями разности потенциалов 0.6 мВ. Получается, что слой с низким электрическим сопротивлением, полученный при восстановлении методом поверхностного импеданса не отражается на псевдоразрезе разности потенциалов из-за его малой толщины. Таким образом, нижние границы рыхлых отложений, полученные методом поверхностного импеданса и методом аудиоманнитотеллурического зондирования, совпадают с достаточной для практики точностью.

Далее по глубине залегают высокоомные породы, которые представлены песчаниками согласно геологическому описанию участка наблюдения. Эта область на рис. 6 характеризуется изолиниями с разностью потенциалов 2.6 мВ и выше, что соответствует зоне с более высокими значениями электрического сопротивления, чем область 1. На рисунке 4 песчаникам соответствует резкий подъем кривой  $\rho_k$  на полуразносах 325 м под углом в 45°, что соответствует их очень большому, теоретически, бесконечному электрическому сопротивлению.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, детектор воды ADMT-200S позволяет получить качественную картину распределения электрического сопротивления верхних слоев земли и количественные оценки мощности мерзлых рыхлых отложений.

Использование этого мобильного прибора ADMT-200S в комплексе с другими геофизическими и радиоволновыми методами окажется весьма востребованным для определения параметров геоэлектрического разреза подстилающей среды, которые будут использованы при составлении электрических моделей радиотрасс в целях

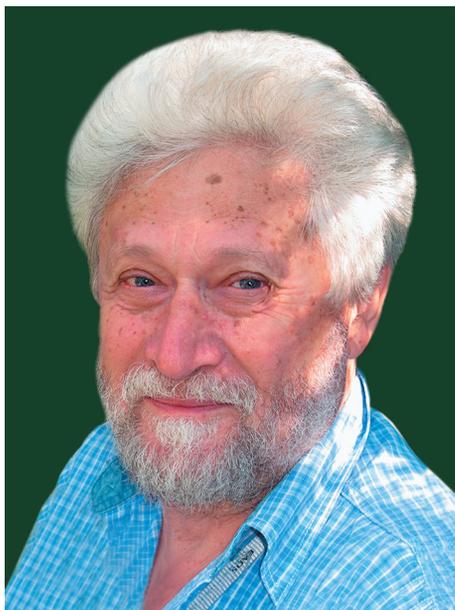
прогнозирования распространения радиоволн ДВ-СВ диапазонов вдоль земной поверхности на территории северо-востока России.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ангархаева Л.Х., Башкуев Ю.Б., Мельчинов В.П. Обратная задача для слоистой импедансной среды // Радиотехника и электроника. Т. 42. № 10. С. 1169–1173. 1997.
- Бердичевский М.Н. Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования. М.: Недра, 1968. 253 с.
- Игнатченко Н.А. Геологическое строение и формирование Якутско-Кангаласского района. (Ленский угольный бассейн) / Академия наук СССР. Якут. филиал сиб. отд-ния. Ин-т геологии. М.: Изд-во Акад. наук СССР, 1961. 144 с
- Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991. 196 с.
- Нерадовский Л. Г. Электросопротивление мерзлых пород долины “Туймаада” // Научный форум: Технические и физико-математические науки: // Сб. материалов XXI междунар. науч.-практ. конф. № 2(21). М.: Изд. “МЦНО”, С. 19–28. 2019.
- Никитин А.А., Хмелевской В.К. Комплексирование геофизических методов: учебник для вузов. – 2-е изд. испр. и доп. М.: ВНИИгеосистем, 346 с. 2012.
- Парфентьев П.А., Пертель М.И. Измеритель поверхностного импеданса на СДВ-СВ диапазоны//Проблемы дифракции и распространения волн. (Низкочастотный волновод Земля – ионосфера). Алма-Ата: Гылым. С. 133–135. 1991.
- Правкин С.А., Большианов Д.Ю., Поморцев О.А., Савельева Л.А., Молодьков А.Н., Григорьев М.Н., Арсланов Х.А. Рельеф, строение и возраст четвертичных отложений долины р. Лены в Якутской излучине // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. Т. 63. Вып. 2. С. 209–229. 2018.
- Пылаев А.А. Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований изд. 2-е, испр. М.: Недра, 148 с. 1968.
- Рекомендации по комплексированию геофизических методов при мерзлотной съемке/ПНИИИС – М.: Стройиздат, 1987
- Спектор В.В., Бакулина Н.Е., Спектор В.Б. Рельеф и возраст аллювиального покрова долины р. Лены на “Якутском разбое” // Геоморфология. № 1. С. 87–94. 2008.
- Угольные бассейны и месторождения Забайкалья, Якутской АССР, Дальнего Востока, острова Сахалин и островов Ледовитого океана. Кн. 2. Месторождения и бассейны Якутской АССР и островов Ледовитого океана / Г.Д. Петровский (ред.) и др. 399 с. 1973.
- Якутов В.С. Электропроводность и геоэлектрический разрез мерзлых толщ. М.: Наука, 179 с. 1968.
- Operation Manual of ADMT-200S Natural Electrical Prospecting Instrument Water Detector. 2021. <http://www.aiduny.com/>

**АЛЕКСАНДР ГРИГОРЬЕВИЧ ЯХНИН**  
**(24.02.1948–11.02.2022)**

DOI: 10.31857/S001679402203021X



Полярный геофизический институт с глубоким прискорбием сообщает о том, что 11 февраля 2022 года после тяжелой продолжительной болезни ушел из жизни Александр Григорьевич Яхнин. Это невосполнимая потеря для нашего института и всей мировой науки.

Александр Григорьевич в 1977 г. окончил физический факультет Ленинградского Государственного Университета и уехал работать в Апатиты в Полярный геофизический институт (ПГИ), верность которому сохранил до последних дней жизни. В 1986 г. он защитил кандидатскую диссертацию по теме “Пространственно-временная структура взрывной фазы суббури”. За годы работы Александр Григорьевич прошел путь от младшего научного сотрудника до заведующего лабораторией магнитосферно-ионосферных связей, которой руководил до самого последнего дня. Многие годы он был членом ученого совета ПГИ.

Александр Григорьевич внес существенный вклад в изучение природы и физики магнитосферных возмущений. Он впервые определил пространственные и временные характеристики элементарного взрывного процесса в магнитосфере (тонкая структура взрывной фазы суббури), а также впервые выделил основные ионосферные

проявления особого типа возмущений – “стационарной магнитосферной конвекции”. Среди его научных достижений следует особо отметить исследование морфологии сияний полярной шапки и связи этих сияний с плазменным слоем магнитосферы; определение локализации источников вихрей конвекции на дневной стороне магнитосферы; исследование морфологии и природы резонансных структур в спектрах низкочастотных электромагнитных полей в авроральной зоне.

В последние десятилетия Александр Григорьевич с коллегами проводил пионерские исследования, которые в большой степени определяют наши современные представления о локализованных выпадениях энергичных заряженных частиц и связи этих выпадений с низкочастотными электромагнитными волнами и структурами холодной плазмы в магнитосфере. А.Г. Яхнин опубликовал свыше 150 научных работ, кроме того, он соавтор нескольких серьезных монографий. Опубликованные работы имеют очень высокий индекс цитирования (более 1500 ссылок на его публикации). Александр Григорьевич руководил многими российскими и международными крупными научными проектами. Он стоял у истоков научного сотрудничества ПГИ с финскими учеными и всегда был ключевым участником этого сотрудничества.

Более 20 лет Александр Григорьевич был руководителем ежегодного Апатитского семинара “Физика авроральных явлений”. Он внес неоценимый вклад в поддержание высокого научного уровня семинара и в создание особой атмосферы доброжелательности и радушия, присущих семинару и ценимых всеми участниками.

Долгие годы Александр Григорьевич был для многих из нас примером мудрости, отзывчивости и внимательности к людям, человечности и доброты, сочетавшейся в нем с научной принципиальностью. Он любил путешествия, природу Севера, отлично владел техникой горнолыжного спуска, любил и умел петь под гитару, был душой компании.

Светлая память об Александре Григорьевиче Яхнине навсегда сохранится в наших сердцах, а его имя – в истории российской и мировой науки.

*Дирекция ПГИ, коллеги и друзья*