

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 6, 2022

Пространственная эволюция и структура высокоскоростных потоков солнечного ветра из корональных дыр <i>Р. А. Кислов, В. Д. Кузнецов</i>	683
Корреляция временных рядов чисел Вольфа и их производных <i>С. В. Старченко, С. В. Яковлева</i>	693
Оценка времени распространения скачка давления солнечного ветра между ударной волной и магнитопаузой по одновременным спутниковым и наземным наблюдениям <i>В. В. Сафаргалеев</i>	702
Влияние экстремальных уровней динамического давления солнечного ветра на структуру ночных авроральных высыпаний <i>В. Г. Воробьев, О. И. Ягодкина, Е. Е. Антонова, И. П. Кирпичев</i>	713
Наблюдения геомагнитных индуцированных токов на Северо-Западе России: отдельные случаи <i>И. В. Дэспирак, П. В. Сецко, Я. А. Сахаров, А. А. Любчик, В. Н. Селиванов, Д. Валев</i>	721
Краткосрочный прогноз параметров слоя F_2 <i>Н. П. Сергеенко</i>	734
Метод коррекции данных нейтронных мониторов на эффект снега <i>П. Г. Кобелев, Л. А. Трефилова, В. А. Оленева, В. Г. Янке</i>	748
Наблюдение избытка положительных аэроионов в подземных полостях <i>Л. Б. Безруков, А. Ф. Громцева, В. П. Заварзина, И. С. Карпиков, А. С. Курлович, Д. А. Лебедев, А. К. Межох, П. Ю. Наумов, С. В. Силаева, В. В. Синёв</i>	755
Определение положения Южного магнитного полюса по данным российских кругосветных экспедиций: 1820 г. (Беллинсгаузен), 2020 г. (“Адмирал Владимирский”) Часть 1. Экспедиция Беллинсгаузена <i>С. А. Меркурьев, В. Г. Боярских, И. М. Демина, С. А. Иванов, В. А. Солдатов</i>	769
Глубины залегания литосферных магнитных источников вдоль профиля “КОВДОР – ГСЗ-76” (Балтийский щит – Баренцево море) <i>А. И. Филиппова, С. В. Филиппов</i>	781
Влияние сейсмической активности на неоднородности турбулентного происхождения в спорадическом слое E_s <i>О. А. Алимов, Т. М. Калашникова</i>	793
Интерпретация ионосферных возмущений в период крупнейшего землетрясения при дифференцированном использовании специальных методов обработки спутниковых радиосигналов <i>М. А. Титова, В. И. Захаров, С. А. Пулинец</i>	797

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И СТРУКТУРА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ИЗ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

© 2022 г. Р. А. Кислов^{1, 2, *}, В. Д. Кузнецов^{2, **}

¹Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

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

*e-mail: kr-rk@bk.ru

**e-mail: kvd@izmiran.ru

Поступила в редакцию 05.07.2022 г.

После доработки 19.07.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Проанализированы природа высокоскоростных потоков из корональных дыр и механизм их коротации с источником. Показано, что распространенное представление о высокоскоростных потоках из корональных дыр как о потоках частиц, которые коротатируют с Солнцем, противоречит наблюдениям. Предложена модель, в которой спиральная структура и коротация высокоскоростных потоков из корональных дыр объясняются в рамках кинематики.

DOI: 10.31857/S0016794022060074

1. ВВЕДЕНИЕ

О существовании областей сжатия и разрежения на границах быстрых и медленных потоков в солнечном ветре стало известно уже после первых межпланетных миссий в 1960-ых годах (в первую очередь IMP-1, Mariner 2). Качественно свойства областей были описаны в работах [Parker, 1965; Dessler, 1967; Carovillano and Siscoe, 1969]. В данных моделях использовалось предположение, что в солнечном ветре есть неоднородности, которые испытывают вариации с частотой вращения Солнца. Причины возникновения таких вариаций еще не были известны, но их существование к концу 1960-ых годов было подтверждено наблюдениями. Вскоре после открытия корональных дыр [Krieger et al., 1973 and references therein] была установлена связь между коротатирующими потоками и корональными дырами. По данным многоспутниковых наблюдений (IMP-8, Pioneer-10, 11) удалось обнаружить, что вариации энергичных протонов происходят с частотой вращения Солнца. Сдвиг по времени детектирования на различных аппаратах соответствует моментам их пересечения с некоторой коротатирующей с Солнцем спиралью. Причем основание спирали на Солнце расположено внутри корональной дыры [Barnes and Simpson, 1976].

Границы между быстрыми и медленными потоками называли stream interaction regions (SIRs), причем те из них, которые живут дольше одного оборота вокруг Солнца, называют corotating inter-

action regions (CIRs). Исторически, сначала было введено второе понятие, а потом классификация была усложнена. По современным представлениям, высокоскоростные потоки из корональных дыр (ВПКД) представляют собой огромные магнитные и плазменные трубы, исходящие из корональных дыр и опускающиеся на низкие широты вдали от Солнца [Khabarova et al., 2021a]. SIRs/CIRs выступают в роли их границ.

После того, как ВПКД были обнаружены, исследователи стали задаваться вопросами о природе их спиральной формы и коротации с источником. В течение более чем 20 лет сосуществовали две точки зрения. Первая – ВПКД представляют собой волновые возмущения, вызванные нестационарными эффектами вблизи Солнца. Вторая – ВПКД – это коротатирующие струи плазмы. В последнем случае речь идет о коротации составляющих плазму частиц и, как следствие, возникновении коротации ВПКД как совокупности частиц. Первая точка зрения является развитием моделей коротатирующих потоков 1960-ых и начала 70-ых годов [Parker, 1965; Dessler, 1967; Carovillano and Siscoe, 1969, Hundhausen, 1973]. Ее также поддержало открытие Бурлаги [Burlaga, 1983]. Было показано на основе анализа данных Voyager-1, 2, что есть связь между коротатирующими потоками и волнами полного давления: $2nT + B^2/8\pi$, где n – концентрация плазмы, T – температура, B – модуль магнитного поля. Далее Бурлага совместно с Клейном построили модель, иллюстри-

рующую распространение спиральных волн давления в гелиосфере [Burlaga and Klein, 1986]. Модель не отвечала на вопрос о том, как эти волны возникают, но описывала наблюдения, в частности, распространение прямой и обратной ударных волн на границах ВПКД. Авторы предполагали, что волны возникают из-за взаимодействия быстрого и медленного потоков вблизи Солнца и, в этом смысле, являются *динамическими структурами*. Далее волны распространялись без изменений, а из-за сложения волн, выпущенных вращающимся источником, формировалась спираль. Механизм образования волн оставался не ясным. В то же время, наличие волн было необязательным для формирования спиральной коротящей структуры. В цикле работ Пиззо с соавторами [Pizzo, 1978, 1980, 1982, 1991; Pizzo and Gosling 1994] были построены численные МГД-модели, в большей части из которых ударные волны учитывались. Как следствие неоднородных по направлению граничных условий, были получены решения, в которых возмущения в гелиосфере коротировали с Солнцем и могли образовывать спирали. Однако, изучение природы ВПКД и механизма их коротации не было основной целью моделирования. Поэтому причинам, по которым численные решения обладали указанными свойствами, почти не уделялось внимание. В обзоре [Gosling and Pizzo, 1999] было упомянуто, что ВПКД можно интерпретировать как динамические структуры, образованные частицами, выпущенными в разные моменты времени и разных областей Солнца. Вероятно, часть авторов придерживалась данной точки зрения и раньше, но она не была ранее сформулирована четко. Вскоре основное внимание было привлечено к другой интерпретации ВПКД. По результатам работ [Geiss, 1995; Wimmer-Schweingruber, 1997] было показано, что в SIRs/CIRs соотношения концентраций многозарядных ионов (O^{7+}/O^{6+} , Mg/O и других) меняются также, как при переходе от быстрого к медленному солнечному ветру. Поскольку данные соотношения определяются условиями в короне, был сделан вывод, что ВПКД — это коротящие струи плазмы из корональных дыр. Иными словами, был сделан выбор в пользу второй интерпретации. При этом ВПКД как динамическая структура, т.е. образованная взаимодействием волн, продолжала рассматриваться при изучении эволюции фронтов ударных волн [Richardson, 2018].

Таким образом, в настоящее время ВПКД интерпретируется как поток вещества, который физически, подобно стрелке часов, вращается вокруг Солнца, коротящаяся с корональной дырой-источником, и закручиваясь в спираль. Формально, в МГД-моделях коротация и спиральная форма потока получают как следствие граничных условий. Но в большинстве современных работ не уделяется внимание тому, что именно коротит

рует с источником — вещество или структура. Однако, для понимания природы ВПКД этот вопрос важен. Как мы ниже покажем, плазма и границы между быстрыми и медленными потоками вращаются вокруг Солнца с отличающимися по порядку величины скоростями. Поэтому распространенная интерпретация ВПКД не вполне корректна. В данной работе мы показываем, что коротация ВПКД и корональной дыры, а также спиральная форма ВПКД могут быть объяснены в рамках кинематики. Иными словами, предложена новая интерпретация ВПКД.

2. НАБЛЮДЕНИЯ. ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ КОРТИРУЮЩИЙ ПОТОК ИЗ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ НЕ МОЖЕТ БЫТЬ ПРЕДСТАВЛЕН КАК СТРУЯ ПЛАЗМЫ, КОРТИРУЮЩАЯ С ИСТОЧНИКОМ НА СОЛНЦЕ

Точка зрения, согласно которой ВПКД представляет собой единый поток из частиц, коротящихся с источником на Солнце, противоречит наблюдениям. Для того чтобы это показать, сравним скорости вращения вокруг Солнца плазмы внутри ВПКД и самого ВПКД.

Как говорилось во введении, существует ряд работ, в которых сделаны оценки угловой скорости ВПКД [Krieger et al., 1973; Burlaga, 1983; Lee, 2000; Crooker et al., 2004; Bochsler et al., 2010]. Все они показывают, что ВПКД как целое коротящее с Солнцем, т.е. его угловая скорость близка к 2.865×10^{-6} рад/с [Carrington, 1863]. В частности, угловая скорость ВПКД может быть оценена по движению stream interface (SI). SI выступает в роли границы ВПКД и разделяет области быстрого и медленного солнечного ветра. В работе [Khabarova et al., 2021b] были выделены последовательные пересечения одного и того же SI аппаратами ACE и STEREO A. Средняя угловая скорость ВПКД была оценена по разности времен прихода SI на аппараты и составила 3.243×10^{-6} рад/с. Иными словами, ВПКД может вращаться несколько быстрее, чем Солнце на широте источника. В этом нет ничего удивительного. Наблюдения движения корональных дыр на Солнце показывают, что они могут иметь угловую скорость выше на 10–20%, чем у окружающей плазмы [Insley et al., 1995].

Оценка $\omega = 3.243 \times 10^{-6}$ рад/с — угловая скорость структурного элемента ВПКД. Ей соответствует линейная скорость движения ВПКД в азимутальном направлении $v_\phi = \omega(1 \text{ AU}) \approx 500$ км/с. Стоит отметить, что произведение угловой скорости Солнца и 1 AU превышает 400 км/с.

Если допустить, что 400 или 500 км/с — это скорость движения вещества в азимутальном направлении, то это фантастически большая величина. Типичные значения азимутальной компо-

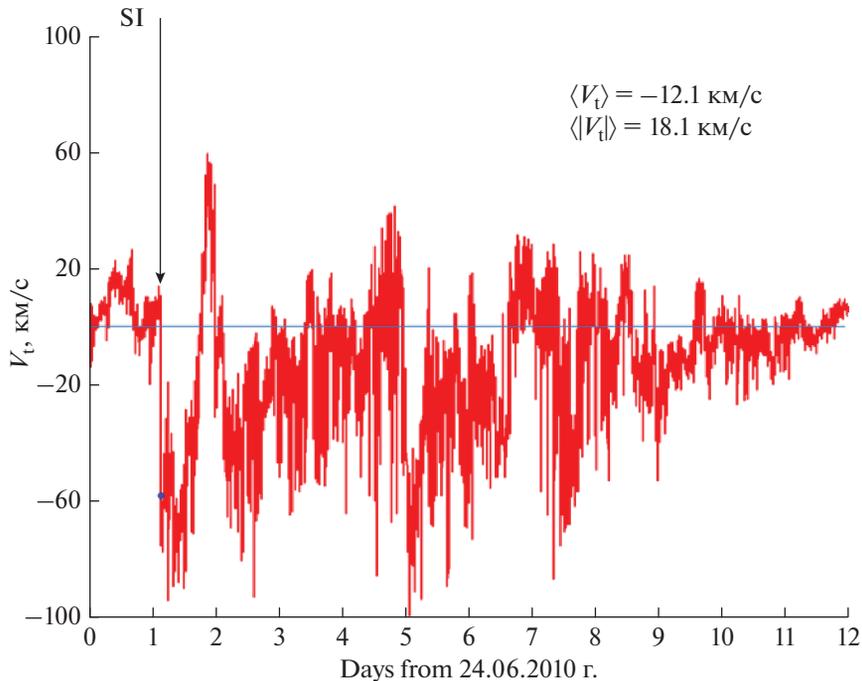


Рис. 1. Тангенциальная компонента скорости V_t солнечного ветра с 24.06.2010 0.00 по 05.07.2010 0.00. Минутные данные ACE, система координат RTN. Стрелка показывает момент пересечения Stream Interface (SI) на переднем крае потока. Указаны средние значения V_t и средний модуль: $\langle V_t \rangle$ и $\langle |V_t| \rangle$.

ненты скорости солнечного ветра на 1 AU — это единицы или десятки км/с [Hundhausen, 1968; Pizzo et al., 1983]. На рисунке 1 показаны значения тангенциальной составляющей скорости солнечного ветра в системе координат RTN по минутным данным аппарата ACE. Рассмотрен период времени до и после пересечения SI из работы [Khabarova et al., 2021b]. Азимутальная v_ϕ и тангенциальная V_t компоненты скорости в RTN совпадают. Данные ACE за различные периоды времени находятся в свободном доступе по ссылке <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html/>. Как можно видеть из рис. 1, величина тангенциальной компоненты скорости V_t варьируется от -60 до 60 км/с. Среднее значение V_t равно -12.1 км/с (против направления вращения Солнца), средний модуль V_t равен 18.1 км/с. Таким образом $V_t \ll 500$ км/с всюду, как снаружи, так и внутри ВПКД. Иными словами, движение плазмы и ВПКД как целого в одних и тех же точках пространства существенно различается. Поэтому ВПКД на 1 AU не может быть представлен как единый коротящий поток, состоящий из одних и тех же частиц.

Вне 1 AU последний вывод остается верным для больших r , пока сохраняется коротация ВПКД. Также он верен для тех расстояний в пределах 1 AU, на которых величина ωr превышает азимутальную компоненту скорости плазмы. Считается, что в солнечном ветре коротация плазмы с Солнцем нарушается за пределами

альфвеновской поверхности, которая в большинстве моделей расположена на $10-20$ радиусах Солнца ($0.05-0.1$ AU, [Fahr and Fichtner, 1991]). Вероятно, на малых расстояниях ВПКД может двигаться как твердое тело.

Как было сказано во введении, ВПКД не может быть представлен только как волна давления. Поскольку движение ВПКД не совпадает с движением входящей в него плазмы, он не является материальным объектом. Возникает противоречие. Не понятно, каким образом ВПКД коротярует с Солнцем и какова его природа. Ниже мы предлагаем решение данной проблемы.

3. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КОРОТАЦИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ ИЗ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР (ВПКД) С СОЛНЦЕМ

3.1. Кинематическая модель ВПКД

Всякий, кто видел вращающийся садовый разбрызгиватель, знает, что струи воды при разлете образуют спирали. Причина их формирования — наличие у капель азимутальной компоненты скорости. Если пренебречь сопротивлением воздуха, она не будет зависеть от расстояния до разбрызгивателя. Тогда угловая скорость капель окажется обратно пропорциональной расстоянию. При этом наблюдатель (например, цветок) будет попадать под брызги с частотой вращения разбрызгивателя, не зависящей от расстояния и умно-

женной на число струй. Иными словами, частоты прихода возмущений и частоты вращения вещества могут отличаться по причине вращения источника без присутствия каких-либо динамических эффектов. В отличие от примера с лейкой, потоки солнечного ветра распространяются во всех направлениях, хоть и с разной скоростью, и могут участвовать в сложных взаимодействиях друг с другом. Тем не менее, остается принципиальный вопрос – являются ли динамические эффекты причиной формирования спирального возмущения и его коротации? Для того чтобы на него ответить, можно исследовать упрощенную модель распространения потоков вещества из корональной дыры, не учитывающую какие-либо динамические эффекты.

Рассмотрим двумерную задачу в цилиндрических координатах (r, φ) в плоскости, перпендикулярной оси вращения Солнца. Пусть имеется корональная дыра с угловой шириной $\Delta\varphi$, и она является источником плазмы с радиально направленной скоростью v относительно Солнца, вращающегося с частотой ω . Пусть в инерциальной системе отсчета каждый элемент жидкости движется с постоянной скоростью равномерно и прямолинейно, не испытывая каких-либо внешних воздействий.

При сделанных предположениях межпланетное пространство представляет собой линейную среду. Если на вход с источника на Солнце подается некоторая функция f_{in} , например концентрация, то в каждой точке, где есть наблюдатель, в каждый момент времени будет измерена функция f_{out} . Значения f_{in} и f_{out} связаны между собой посредством свертки:

$$f_{out}(r, \varphi, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{in}(r', \varphi', t') g(r - r', \varphi - \varphi', t - t') dr' d\varphi' dt', \quad (1)$$

где g – функция распространения, представляющая собой результат измерения поданного на вход δ -импульса (в теории сигналов также называется аппаратной функцией). Выражение (1) фактически описывает сложение серии поданных на вход сигналов f_{in} с разными весовыми коэффициентами g . Найдем функцию распространения в рамках модели. В качестве δ -сигнала рассмотрим дугообразный выброс вещества со скоростью v , произошедший в момент времени $t_0 = 0$ на расстоянии $r = r_0$ от центра Солнца. Такой сигнал имеет вид

$$f_{0-in} = \frac{1}{2} A_0 \delta(r - r_0) \delta(t - t_0) (\theta(\varphi) + \theta(\Delta\varphi - \varphi)), \quad (2)$$

где θ – ступенчатая функция Хевисайда. Комбинация ступенчатых функций задает коротацию элементов плазмы в начальный момент времени

и конечный размер источника. Поскольку (2) – аналог δ -сигнала, интеграл от него должен быть равен 1, поэтому $A_0 = 1/\Delta\varphi$. При свободном прямолинейном движении со скоростью $(v, \omega r_0)$ дугообразный выброс преобразуется в

$$f_{0-out} = \frac{1}{2} A \delta\left(r - r_0 - v\left(\varphi - \frac{\omega r_0}{r} t\right) t\right) \times \left(\theta\left(\varphi - \frac{\omega r_0}{r} t\right) + \theta\left(\Delta\varphi - \varphi + \frac{\omega r_0}{r} t\right)\right), \quad (3)$$

где $\omega r_0/r$ – угловая скорость на расстоянии r , A – амплитуда, $v\left(\varphi - \frac{\omega r_0}{r} t\right)$ – скорость плазмы внутри корональной дыры в том направлении, откуда был испущен пришедший в точку наблюдения элемент плазмы. Отметим, что A может зависеть от r , однако учет этого факта тривиален и не влияет на дальнейшие рассуждения. Вместе с тем выбор $A(r)$ требует дополнительных предположений. Например, если f – это концентрация, то может потребоваться рассмотреть закон сохранения вещества. Мы этот момент не конкретизируем и сосредотачиваемся на остальных сомножителях.

С помощью (1–3) можно найти аппаратную функцию.

$$g(r^1, \varphi^1, t^1) = \frac{A}{A_0} \delta(r^1 - v(\varphi - \varphi^1)t^1) \delta\left(\varphi^1 - \frac{\omega r_0}{r^1 + r_0} t^1\right). \quad (4)$$

Во избежание недоразумений отметим, что в формуле (4) все скобки подразумевают зависимость от аргумента, а не умножение. Под углом φ следует понимать направление на наблюдателя. Если в (3) имеется $A(r)$, то в (4) будет входить $A(r^1 + r_0)$. Теперь рассмотрим источник внутри корональной дыры более общего вида

$$f_{in} = \frac{1}{2} A_0 F_0(\varphi - \omega t) \delta(r - r_0) \times (\theta(\varphi - \omega t) + \theta(\Delta\varphi - (\varphi - \omega t))), \quad (5)$$

где F_0 описывает неоднородное распределение по углу исследуемой величины в корональной дыре. Функции Хевисайда и F_0 зависят от $\varphi - \omega t$. Тем самым учитывается вращение корональной дыры. Источник предполагается непрерывным во времени, но по-прежнему локализован на расстоянии r_0 от центра Солнца. Пусть для простоты $v = \text{const}$. Тогда на выходе получим наблюдаемую величину

$$f_{out} = \frac{1}{2} A F_0(\varphi_1) (\theta(\varphi_1) + \theta(\Delta\varphi - \varphi_1)), \quad (6)$$

где φ_1 – фаза возмущения, равная

$$\varphi_1 = \varphi - \omega t - \frac{\omega r_0}{r} \frac{r - r_0}{v} + \omega \frac{r - r_0}{v}. \quad (7)$$

В случае если v зависит от φ , следует вместо $(r - r_0)/v$ подставить в формулу (7) решение уравнения

$$r - r_0 = v \left(\varphi - \frac{\omega r_0}{r} t \right) t \quad (8)$$

относительно t .

Рассмотрим, что представляют собой поверхности равной фазы в (7).

1) Пусть φ_1 и r фиксированы. Тогда выражение (7) примет вид $\varphi - \omega t = \text{const}$, что соответствует вращению фазовой поверхности с частотой источника возмущений, равной ω . Иными словами, фазовая поверхность коротирует с источником.

2) Пусть φ_1 и t фиксированы. Тогда из (7) будет следовать уравнение, описывающее форму фазовой поверхности

$$\varphi - \omega \frac{r - r_0}{v} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) = \text{const}. \quad (9)$$

Формула (9) описывает спираль, при $r \gg r_0$ совпадающую с Архимедовой. Отметим, что в модели нет магнитного поля, поэтому существование данной спирали никак не связано с наличием спирали Паркера. У нас спираль (9) возникает из-за сложения (1) последовательных дугообразных выбросов плазмы из вращающейся корональной дыры (5). Кроме того, спираль магнитного поля и спираль (9) могут не совпадать вблизи Солнца.

3) Пусть φ_1 фиксировано, $t = (r - r_0)/v$. Иными словами, мы наблюдаем за вращением элемента плазмы, пришедшего в данный момент времени в точку наблюдения r . Из (7) получим $\varphi - \frac{\omega r_0}{r} t = \text{const}$, что соответствует вращению с частотой $\omega r_0/r$ и постоянной азимутальной компонентой скорости ωr_0 . Иными словами, частицы, как и заложено в модель, движутся преимущественно радиально (рисунок 2). Действительно, скорость быстрого солнечного ветра составляет 450–900 км/с, а $\omega r_0 = 2$ км/с на уровне фотосферы или $\omega r_0 = 20$ км/с, если $r_0 \approx 10$ солнечных радиусов.

Рисунок 2 позволяет лучше понять разницу между “коротирующими струями плазмы” и “коротацией структуры”. Красные стрелки на рисунке 2 показывают траекторию частиц солнечного ветра в модели. Как видно, они движутся радиально. Синие спирали соответствуют областям, в которых в фиксированный момент времени находятся частицы, вышедшие из одной и той же части корональной дыры. В каждый последующий момент времени синяя спираль поворачивается вокруг оси Солнца с угловой скоростью корональной дыры. Скорость солнечного ветра в модели зависит только от источника – корональная дыра, или невозмущенные области Солнца. Это значит, что в каждый момент времени частицы, вышедшие из корональной дыры, образуют рукав. Этот рукав отличается от окружающего солнечного ветра более высокой радиальной компонентой скорости плазмы и более низкой плот-

ностью. Таким образом, вращение спиралей – это вращение возмущений параметров солнечного ветра. Коротацию этих возмущений с источником на Солнце мы называем “коротацией структуры”. “Коротацией потоков” мы называем воображаемую ситуацию, когда поток из корональной дыры на расстояниях порядка 1 AU вращается вокруг Солнца как твердое тело. Как показано, выше, такая точка зрения противоречит наблюдениям. Тем не менее, она в явной или неявной форме часто встречается в литературе.

3.2. Обсуждение кинематической модели

В уравнениях (5)–(9) мы учитываем только плазму, исходящую из корональной дыры. Однако не составляет труда учесть окружающий солнечный ветер. Поскольку модель линейная, то к неізотропному источнику (5) можно добавить еще один:

$$f_{in-1} = \frac{1}{2} A_0 F_1 (\varphi - \omega t) \delta(r - r_0), \quad (10)$$

которому будет соответствовать

$$f_{out-1} = A F_1 (\varphi_1), \quad (11)$$

где φ_1 определено выше. В случае $F_1 = \text{const}$ мы получим изотропный фон, соответствующий невозмущенному солнечному ветру. В случае, если F_1 – комбинация нескольких источников вида (5) с различными ширинами $\Delta\varphi$ и границами областей, мы получим несколько корональных дыр и потоков из них. В реальности число ВПКД на низких гелиоширотах почти всегда четно (Richardson, 2018).

Выражения (10) и (11) в линейной комбинации с (2) и (6) позволяют учесть не только высокоскоростной поток из корональной дыры, но и изотропный невозмущенный солнечный ветер с ненулевой скоростью. Таким образом, в задаче задается граничное условие не только на концентрацию, но и на скорость солнечного ветра как внутри источника высокоскоростного потока, так вне него. Граничное условие на скорость плазмы обязательно, поскольку оно входит в функцию распространения (5). Наличие неоднородности скорости в модели является необходимым для получения коротирующей спиральной структуры. Данный факт согласуется с наблюдениями, согласно которым, если есть неоднородность скорости плазмы в области источника, то уже на 10 радиусах Солнца начинается формироваться спиральная структура ВПКД [Ефимов и др., 2021].

Покажем пример вычисления с двумя потоками – быстрым из корональной дыры и медленным изотропным в остальных направлениях. На рисунке 3 показана плотность плазмы в произвольных единицах в плоскости, перпендикулярной оси вращения Солнца (направлена на читате-

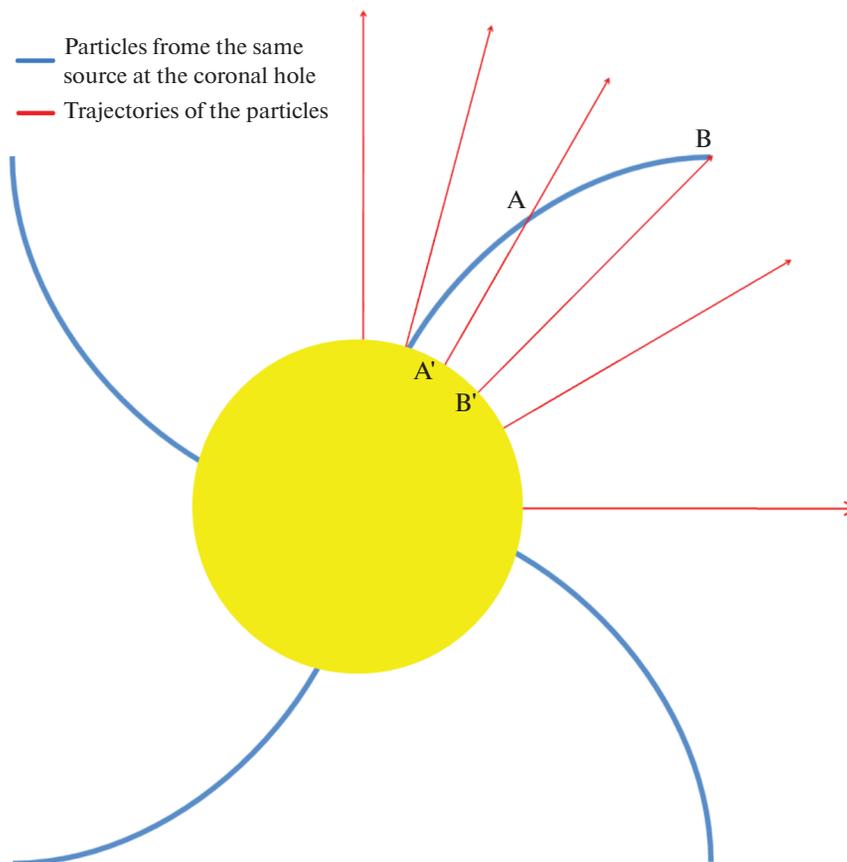


Рис. 2. Схематическое представление траекторий частиц в модели (красные стрелки) и областей пространства, в которых в фиксированный момент времени находятся частицы, испущенные из одной и той же области корональной дыры в разные моменты времени (синие спирали). Например, частица, расположенная в точке А, была выпущена тогда, когда ее источник располагался в точке А'. Аналогично связаны точки В и В'. Инерциальная система отсчета. Ось вращения Солнца направлена на читателя.

ля, Солнце в центре). В качестве F_1 в (10), (11) выбрана функция $\sin(\varphi_1)$, где $\varphi_1 = -\omega t + 2\varphi + \omega r/v + + 0.25\pi$ – модифицированная форма (7). Она соответствует наличию двух одинаковых потоков (коэффициент 2 перед φ в формуле), величине $r_0 = 0$ (большие расстояния от Солнца), $v = 400$ км/с, размер области с визуализацией $4 \text{ AU} \times 4 \text{ AU}$. Выбран момент времени $t = 0$. Решение описывает типичное возмущение плотности, имеющее форму спирали. Зависимость амплитуды плотности от расстояния в формуле (11) не учитывалась в демонстрационных целях. Возмущения плотности данного вида были ранее получены в ряде работ на основе других предположений (Burlaga and Klein 1986), либо в рамках полных МГД-моделей [Pizzo, 1978, 1980, 1982, 1991; Odstrčil, 2003 и обобщения].

Рассмотрим, как в модели возникают коротящиеся спиральные возмущения. Корональная дыра вращается синхронно с Солнцем. В каждый момент времени она выбрасывает плазму в сектор шириной $\Delta\varphi$. Каждый выброс представляет собой веер из элементов жидкости. Если мы зафиксируем в каждой последовательности выбросов

элемент, отвечающий центру “веера”, то это будут элементы, характеризующиеся одинаковым значением величины f (плотности или скорости) и положением относительно корональной дыры в момент испускания. Поэтому линия, соединяющая выбранные элементы, может быть представлена как поверхность равной фазы (7). При этом те выбросы, которые были выпущены из корональной дыры позже, успеют пройти меньший путь и стартуют с большего значения угла φ из-за вращения Солнца (рис. 4). Таким образом поверхность равной фазы должна представлять собой спираль, закрученную против направления вращения источника (рис. 3, 4 и формула (8)). Именно это описывает измеряемая функция (6) с фазой (7), а также функция (11).

Отметим, что при смещении серии выбросов на произвольное время Δt картина не изменится, если корональная дыра имеет неизменные свойства. Серия выбросов, смещенных на время Δt , образует аналогичную спираль. Поэтому можно наблюдать коротацию спирали с источником.

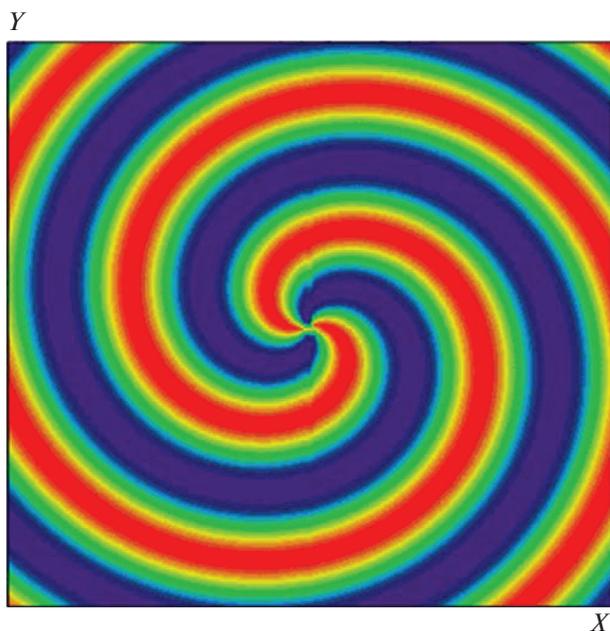


Рис. 3. Плотность плазмы, произвольные единицы измерения. Различными цветами отмечены чередующиеся области сжатия и разрежения. Показана плоскость, перпендикулярная оси вращения Солнца (направлена на читателя, Солнце в центре). Размер области моделирования равен $4 \text{ AU} \times 4 \text{ AU}$.

Аналогично возникает спиральная волна при сложении цилиндрических или сферических волн от движущегося по замкнутой траектории источника. Отличие от примера с разбрызгивателем здесь в непрерывности потока и в характерных значениях соотношений между азимутальными ωr_0 и радиальными v проекциями скорости брызг/потоков плазмы.

Как мы видим, спираль ВПКД представляет собой совокупность независимых струй (рис. 4).

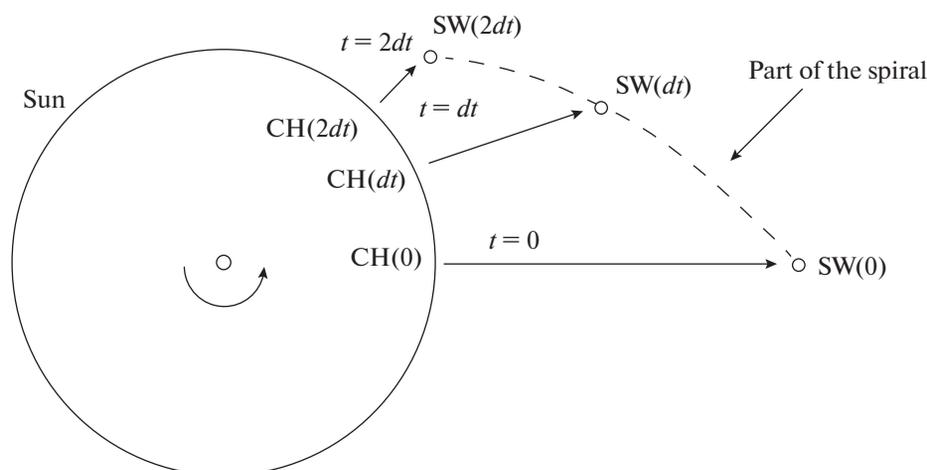


Рис. 4. Схематически показано формирование спирали различными струями вещества, выпущенными в различные моменты времени (0, dt, 2dt). CH – положение корональной дыры. Длина стрелок соответствует пути, пройденному элементом плазмы. Штриховой линией отмечена часть спирали.

Она образована в каждой точке частицами, выпущенными в различные моменты времени и, как правило, из различных точек. Т.е. ВПКД – это не единый поток с фиксированным набором частиц. С другой стороны, все частицы, составляющие фазовую поверхность (спираль) вышли из одной и той же корональной дыры, причем из одной и той же ее области. Таким образом модель объясняет данные, согласно которым соотношения содержаний высокозарядных ионов ($\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ и другие, [Lepri et al., 2013; Zhao et al., 2016]) такие же, как в корональных дырах.

3.3. Потоки из корональных дыр как спиральные волны плотности

В модели спираль является следствием движения потоков, а их взаимодействие не рассматривается. Поэтому она не является динамической структурой, как это предполагалось в ранних моделях [Parker, 1965; Dessler, 1967; Carovillano and Siscoe, 1969]. Тем не менее, на границах ВПКД могут формироваться ударные волны [Burlaga, 1983; Burlaga and Klein, 1986]. Покажем, что динамические структуры могут формировать спирали, подобные тем, что возникают в кинематической модели.

В астрофизических задачах и при моделировании солнечного ветра спиральная форма возмущений часто считается заранее заданной, а основное внимание уделяется свойствам таких возмущений, их устойчивости и следствиям их существования. В случае, когда в задаче зависимость от времени возникает из-за нарушения осевой симметрии и вращения центрального тела, применяют квазистационарный формализм [Бескин, 2006, 2010], в котором любая функция f имеет форму $f(r', \varphi', z')$, где (r', φ', z') – координаты во вращающейся системе отсчета. Далее предпола-

гаются [Balbus and Hawley 1991], что возмущения в данной системе отсчета являются стационарными и имеют вид спиральных волн

$$f = f_0 \exp(i(k_r r' + m\phi' + k_z z')), \quad (12)$$

где волновое число k_r может зависеть от времени в случае, если угловая скорость возмущения зависит от r . При переходе в инерциальную систему отсчета любое возмущение (12) принимает вид

$$f = f_0 \exp\left(i\left(\left(k_r + m\frac{\partial\omega}{\partial r}\right)r + m(\phi - \omega t) - k_z z\right)\right). \quad (13)$$

Если в формуле (13) предположить, что $\omega = \text{const}$, $k_r = \omega/v$, $m = 1$, $k_z = 0$, то фаза в (13) будет совпадать с (7) при $r \gg r_0$ с точностью до константы. Спиральная волна (13) при $m = 2$ совпадает с кинематической, показанной на рис. 3. Таким образом, динамические волны могут распространяться синхронно с кинематическими, образуя единую сложную структуру.

Отметим, что в новой модели форма спирали возмущений плотности или скорости может совпадать с формой известной спирали Паркера [Parker, 1958] для межпланетного магнитного поля вдали от Солнца. В моделях оказываются сходными области, за пределами которых скорость солнечного ветра предлагается считать постоянной. При этом в новой модели не учитывается магнитное поле, поскольку ставится задача показать кинематическую природу спиральных возмущений. Поскольку вещество и магнитное поле взаимодействуют, реальная форма спиральных возмущений может немного отличаться как от спирали Паркера, так и спирали (7), что согласуется с наблюдениями [Застенкер и др., 2015].

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Данная работа посвящена изучению природы коротящих высокоскоростных потоков из корональных дыр (ВПКД). Подытожим полученные результаты.

1. Предложена кинематическая интерпретация ВПКД. Показано, что наличие коротации высокоскоростных потоков из корональных дыр с Солнцем и их спиральная форма могут быть объяснены в рамках кинематики без привлечения гидродинамики или магнитной гидродинамики.

2. Историческое представление о ВПКД как о потоках вещества, полностью коротящих с источником на Солнце как единое целое, противоречит наблюдениям. На 1 AU плазма, находящаяся в каждый момент времени внутри или вблизи ВПКД, вращается вокруг Солнца в десятки раз медленнее, чем сам ВПКД. В рамках кинематической интерпретации данный факт не приводит к противоречиям.

3. ВПКД состоят в каждый момент времени из разных частиц, выпущенных одним и тем же вра-

щающимся источником на Солнце в отличающихся направлениях.

4. Кинематическая модель ВПКД не противоречит существованию спиральных волн давления и позволяет объяснить совпадение соотношений концентраций тяжелых ионов внутри ВПКД и внутри корональной дыры-источника.

Хотя существует немало моделей ВПКД, согласующихся с наблюдениями, при их построении не уделяется внимание значительному различию скоростей вращения плазмы вокруг Солнца и угловой скорости движения ВПКД. Несмотря на то, что данные о величине обеих скоростей известны, никто не пытался их сравнивать. Приведенные на рис. 1 значения угловой скорости плазмы ожидаемы, также как и то, что произведение 1 AU и угловой скорости Солнца превышает 400 км/с. Но сам факт того, что эти параметры различаются, заслуживает пристального внимания.

Когда заходит речь о движении и крупномасштабной структуре ВПКД, иногда из контекста не ясно, как именно авторы представляют его распространение. Часто речь идет о “вращении потока”. Также можно встретить рассуждения о том, как коротящий с Солнцем SIR/CIR сталкивается с другой структурой сбоку (в нерадиальном направлении), ударяя ее словно хлыстом (см. обсуждение точки зрения в [Khabarova et al., 2016]). Данные представления неявно подразумевают, что ВПКД представляет собой единую струю. Как показано выше, это противоречит наблюдениям и может привести к ошибке в рассуждениях. Назначение новой кинематической модели – ясно продемонстрировать, что ВПКД и составляющие их структуры (SIR/CIR, SI и другие) – это объекты коллективной природы, в сущности той же, что пробки на дорогах или спиральные рукава галактик. Единственное, что нужно для их появления – это непрерывный и движущийся по финитной траектории источник возмущений.

С данной точки зрения вещество в солнечном ветре движется преимущественно радиально, в то время как на 1 AU поверхность, образованная частицами, вышедшей из одной и той же области корональной дыры, имеет форму спирали и коротяет с источником. Поэтому пример нерадиального столкновения некоторой структуры и ВПКД возможен либо из-за наличия ударных волн или сильных разрывов типа токового слоя, движущихся синхронно со спиралью, либо из-за нерадиальной ориентации препятствия, либо из-за искажения ВПКД другими потоками.

Поднятый вопрос взаимодействия ВПКД с другими объектами при боковом столкновении является неспранным. ВПКД могут представлять собой геоэффективные потоки. Как отмечалось в работах [Riley, 2007; Khabarova, 2007], долгое время составные части ВПКД, SIR/CIR, не учитывались при прогнозировании космической погоды.

Самые сильные магнитные бури (до 93%) связаны с мощными корональными выбросами массы (КВМ). Вместе с тем, ВПКД являются более долгоживущими структурами, чем КВМ. Долгоживущие высокоширотные ВПКД могут оказывать длительное регулярное воздействие на магнитосферу в минимуме солнечной активности. А в максимуме солнечной активности низкоширотные ВПКД лежат вблизи плоскости эклиптики и взаимодействуют с магнитосферой почти наверняка. Как было показано лишь треть магнитных бурь связаны с КВМ [Gosling et al., 1991; Ермолаев и Ермолаев, 2009; Ермолаев и др., 2009]. В работах [Riley, 2007; Khabarova, 2007] было отмечено, что высокая геоэффективность ВПКД связана с особенностями их воздействия на магнитосферу. КВМ наносит более резкий удар при приходе фронта ударной волны, а вблизи SIR/CIR происходят большие по амплитуде вариации плотности и магнитного поля в ULF диапазоне, которые могут повышать геоэффективность высокоскоростного потока, предварительно раскачивая магнитосферу, попадая в резонанс с ее собственными частотами. Надеемся, кинематическая интерпретация ВПКД может послужить поводом для ускоренного развития прогнозов, основанных на большем, чем обычно, числе геоэффективных параметров.

Отметим, что КВМ являются основными источниками магнитных бурь в максимуме солнечной активности, а ВПКД — в минимуме [Riley, 2007; Khabarova and Rudenichik, 2002; Хабарова и Руденчик, 2003; Хабарова, 2003].

Примечательно, что в рамках приведенной кинематической модели не так важно, что собой представляет источник на Солнце. С тем же успехом можно рассмотреть вместо корональной дыры непрерывный поток солнечного ветра с зависящими от направления возмущениями. В этом случае можно аналогичным образом показать, что любые структуры в гелиосфере, поддерживаемые непрерывным источником на Солнце, могут коротировать с ним. Движение секторных границ, гелиосферного токового слоя и полярных токовых слоев [Khabarova et al., 2017] может быть изучено более подробно в будущем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность за ценные обсуждения и интерес к данному исследованию О.В. Хабаровой и Х.В. Маловой.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Бескин В.С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 384 с. 2006.

— Бескин В.С. Магнитогидродинамические модели астрофизических струйных выбросов // УФН. Т. 180. С. 1241–1278. 2010.

<https://doi.org/10.3367/UFN.0180.201012b.1241>

— Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. Солнечные и межпланетные источники геомагнитных бурь: аспекты космической погоды // Геофизические процессы и биосфера. Т. 8. № 1. С. 5–35. 2009.

<https://ifz.ru/geofizicheskie-procressyi-i-biosfera/soderzhanie/tom-8-nomer-1-2009/01>

— 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.

Ефимов А.И., Луканина Л.А., Смирнов В.М., Чашей И.В., Берд М.К., Петцольд М. Детектирование области повышенной турбулентности свехкороны Солнца с использованием спутников VENUSEXPRESS и MARS-EXPRESS // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 3. С. 275–281. 2021.

<https://doi.org/10.31857/S0016794021030044>

Застенкер Г.Н., Храпченков В.В., Колоскова И.В., Гаврилова Е.А., Рязанова Е.Е., Рязанцева М.О., Гагуа Т.И., Гагуа И.Т., Шафранкова Я., Немечек З. Быстрые вариации величины и направления потоков солнечного ветра // Космич. исслед. Т. 53. № 1. С. 1–12. 2015.

<https://doi.org/10.7868/S0023420615010094>

— Хабарова О.В., Руденчик Е.А. Об особенностях изменения осциляторного режима плотности солнечного ветра и магнитного поля Земли перед магнитными бурями — результаты Вейвлет-анализа // Вестн. Отделения наук о Земле РАН. № 1(21). 2003. https://scholar.google.com/citations?view_op=view_citation&hl=ru&user=JAWj_1MAAAAJ&cstart=20&pagesize=80&sortby=pubdate&citation_for_view=JAWj_1MAAAAJ:u_35RYKgDlwC

— Хабарова О.В. Исследование вариаций параметров солнечного ветра перед началом магнитных бурь. Дис. канд. физ.-мат. наук. М.: ИЗМИРАН, 2003. <https://www.researchgate.net/publication/320216049> <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.20747.18728>

— Balbus S.A., Hawley J.F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I. Linear analysis // The Astrophys. J. V. 376. P. 214–222. 1991. <https://doi.org/10.1086/170270>

— Barnes C.W., Simpson J.A. Evidence for interplanetary acceleration of nucleons in corotating interaction regions // The Astrophys. J. V. 210. P. L91–L96. 1976. <https://doi.org/10.1086/182311>

— Bochsler P., Lee M.A., Karrer R. et al. Diagnostics of corotating interaction regions with the kinetic properties of iron ions as determined with STEREO/PLASTIC // Ann. Geophysicae. V. 28. № 2. P. 491–497. 2010. <https://doi.org/10.5194/angeo-28-491-2010>

— Burlaga L.F. Corotating pressure waves without fast streams in the solar wind // J. Geophys. Res. V. 88. № A8. P. 6085–6094. 1983. <https://doi.org/10.1029/JA088iA08p06085>

— Burlaga L.F., Klein L.W. Configurations of corotating shocks in the outer heliosphere // J. Geophys. Res. V. 91. № A8. P. 8975–8980. 1986. <https://doi.org/10.1029/JA091iA08p08975>

— Carovillano R.L., Siscoe G.L. Corotating structure in the solar wind // Solar Phys. V. 8. № 2. P. 401–414. 1969. <https://doi.org/10.1007/BF00155388>

- *Carrington R.C.C.* Observations of the spots on the Sun from November 9, 1853 to March 24, 1861. London: Williams and Norgate. P. 1863.
- *Crooker N.U., Kahler S.W., Larson D.E., Lin R.P.* Large-scale magnetic field inversions at sector boundaries // *J. Geophys. Res.* V. 109. 2004.
https://doi.org/10.1029/2003JA010278
- *Dessler A.J.* Solar wind and interplanetary magnetic field // *Rev. Geophys. Space Phys.* V. 5. P. 1–41. 1967.
https://doi.org/10.1029/RG005i001p00001
- *Fahr H.-J., Fichtner H.* Physical reasons and consequences of a three-dimensionally structured heliosphere // *Space Sci. Rev.* V. 58. № 1. P. 193–258. 1991.
https://doi.org/10.1007/BF01206002
- *Geiss J., Gloeckler G., von Steiger R.* Origin of the solar wind from composition data // *Space Sci. Rev.* V. 72. P. 49–60. 1995.
https://doi.org/10.1007/BF00768753
- *Gosling J.T., McComas D.J., Phillips J.L., Bame S.J.* Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* V. 96. P. 7831–7839. 1991.
- *Gosling J.T., Pizzo V.J.* Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure // *Space Sci. Rev.* V. 89. P. 21–52. 1999.
https://doi.org/10.1023/A:1005291711900
- *Hundhausen A.J.* Direct observations of solar-wind particles // *Space Science Reviews.* V. 8. № 5–6. P. 690–749. 1968.
https://doi.org/10.1007/BF00175116
- *Hundhausen A.J.* Solar wind stream interactions and interplanetary heat conduction // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 34. P. 7996–8010. 1973.
https://doi.org/10.1029/JA078i034p07996
- *Insley J.E., Moore V., Harrison R.A.* The differential rotation of the corona as indicated by coronal holes // *Solar Phys.* V. 160. № 1. P. 1–18. 1995.
https://doi.org/10.1007/BF00679089
- *Khabarova O.V., Rudenichik E.A.* Wavelet analysis of solar wind and geomagnetic field ULF oscillations. M.: Preprint IZMIRAN. V. 6. 1149 p. September 2002.
- *Khabarova O.V.* Current problems of magnetic storm prediction and possible ways of their solving // *Sun and Geosphere.* V. 2. № 1. P. 33–38. 2007. https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007SunGe...2...33K/abstract
- *Khabarova O.V., Zank G.P., Li G., Malandraki O.E., le Roux J.A., Webb G.M.* Small-scale magnetic islands in the solar wind and their role in particle acceleration. II. Particle energization inside magnetically confined cavities // *The Astrophys. J.* V. 827. 2016.
https://doi.org/10.3847/0004-637X/827/2/122
- *Khabarova O., Malandraki O., Malova H. et al.* Current Sheets, Plasmoids and Flux Ropes in the Heliosphere. P. I. 2-D or not 2-D? General and Observational Aspects, *Space Sci. Rev.* V. 217. № 3. 97 p. 2021.
https://doi.org/10.1007/s11214-021-00814-x
- *Khabarova O.V., Malova H.V., Kislov R.A., Zelenyi L.M., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Tokumaru M., Sokół J.M., Grzędzielski S., Fujiki K.* High-latitude conic current sheets in the solar wind // *The Astrophys. J.* V. 836. № 1. 14 p. 2017.
https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108
- *Khabarova O., Sagitov T., Kislov R., Li G.* Automated identification of current sheets — a new tool to study turbulence and intermittency in the solar wind // *J. Geophys. Res.— Space.* V. 126. № 8. 2021b.
https://doi.org/10.1029/2020JA029099
- *Krieger A.S., Timothy A.F., Roelof E.C.* A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream // *Solar Phys.* V. 29. № 2. P. 505–525. 1973.
https://doi.org/10.1007/BF00150828
- *Lee M.A.* An analytical theory of the morphology, flows, and shock compressions at corotating interaction regions in the solar wind // *J. Geophys. Res.* V. 105. P. 10491–10500. 2000.
https://doi.org/10.1029/1999JA000327
- *Lepri S.T., Landi E., Zurbuchen T.H.* Solar wind heavy ions over solar cycle 23: ACE/SWICS measurements // *The Astrophys. J.* V. 768. 2013.
https://doi.org/10.1088/0004-637X/768/1/94
- *Odstrčil D.* Modelling 3-D solar wind structure // *Adv. Space Res.* V. 32. № 4. P. 497–506. 2003.
https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00332-6
- *Parker E.N.* Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields // *Astrophys. J. Lett., V.* 128. P. 664. 1958.
https://doi.org/10.1086/146579
- *Parker E.N.* Dynamical theory of the solar wind // *Space Sci. Rev.* V. 4. № 5–6. P. 666–708. 1965.
https://doi.org/10.1007/BF00216273
- *Pizzo V.J.* A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind — I. Theoretical foundations // *J. Geophys. Res.* V. 83. P. 5563–5572. 1978.
https://doi.org/10.1029/JA083iA12p05563
- *Pizzo V.J.* A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind — II. Hydrodynamic streams // *J. Geophys. Res.* V. 85. P. 727–743. 1980.
https://doi.org/10.1029/JA085iA02p00727
- *Pizzo V.J.* A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind — III. Magnetohydrodynamic streams // *J. Geophys. Res.* V. 87. P. 4374–4394. 1982.
https://doi.org/10.1029/JA087iA06p04374
- *Pizzo V.J., Schwenn R., Marsch E., Rosenbauer H., Mühlhäuser K.-H., Neubauer F. M.* Determination of the solar wind angular momentum flux from the Helios data — an observational test of the Weber and Davis theory // *The Astrophys. J.* V. 271. P. 335–354. 1983.
https://doi.org/10.1086/161200
- *Pizzo V.J.* The evolution of corotating stream fronts near the ecliptic plane in the inner solar system — II. Three-dimensional tilted-dipole fronts // *J. Geophys. Res.* V. 96. P. 5405–5420. 1991.
https://doi.org/10.1029/91JA00155
- *Pizzo V.J., Gosling J.T.* Three-dimensional simulation of high-latitude interaction regions: Comparison with Ulysses results // *J. Geophys. Res. Lett.* V. 21. № 18. P. 2063–2066. 1994.
https://doi.org/10.1029/94GL01581
- *Richardson I.G.* Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 15. № 1. 2018.
https://doi.org/10.1007/s41116-017-0011-z
- *Riley P.* Modeling corotating interaction regions: from the Sun to 1 AU // *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.* V. 69. P. 32–42. 2007.
https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.06.008
- *Wimmer-Schweingruber R.F., von Steiger R., Paerli R.* Solar wind stream interfaces in corotating interaction regions: SWICS/Ulysses results // *J. Geophys. Res.* V. 102. № A8. P. 17407–17418. 1997.
https://doi.org/10.1029/97JA00951
- *Zhao L., Landi E., Fisk L.A., Lepri S.T.* The coherent relation between the solar wind proton speed and O^{7+}/O^{6+} ratio and its coronal sources // *AIP Conf. Proc.* V. 1720. № 1. 020007. 2016.
https://doi.org/10.1063/1.4943808

УДК 523.9

КОРРЕЛЯЦИЯ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И ИХ ПРОИЗВОДНЫХ

© 2022 г. С. В. Старченко¹, *, С. В. Яковлева¹, **¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: sstarchenko@mail.ru

**e-mail: svyakov@inbox.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 11.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Приведены результаты исследования корреляции среднегодовых чисел Вольфа W и их временных производных W' при сдвигах во времени фрагментов рядов W и W' относительно друг друга. Наиболее значимые (до 0.88 и -0.85) коэффициенты корреляции и антикорреляции получаются при сдвигах на два-три года для фрагментов, охватывающих два 11-летних цикла. Для более длительных фрагментов коэффициенты остаются значимыми (на уровнях около ± 0.8) при тех же сдвигах. Поэтому сдвиг по фазе между W и W' составляет примерно четверть солнечного цикла, что физически соответствует преимущественной связи пятен с магнитной энергией. При этом также значим сдвиг на 8–9 лет, которому соответствуют коэффициенты корреляции на уровнях около ± 0.75 . Обсуждаются прогностические потенциалы полученных корреляционных зависимостей.

DOI: 10.31857/S0016794022050169

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение корреляционных свойств чисел Вольфа W преследует преимущественно прогностические цели, например, [Витинский, 1973; Ишков и Шибяев, 2006; Abdel-Rahman and Marzouk, 2018; Petrovay, 2020; McIntosh et al., 2020]. Поэтому корреляции, а фактически – автокорреляции, прежде всего, ищут между оригинальными или преобразованными фрагментами рядов W , разделенными временными интервалами. Таким образом исследуется и форма солнечного цикла, которая изучалась ранее, например, Ivanov [2020]. Применяемое нами простейшее преобразование ряда W в соответствующий ряд производных $W' = dW/dt$ также уже исследовалось, см., например, [Наговицын и Кулешова, 2012]. Однако в предлагаемой работе мы исследуем производные и исходный ряд с помощью нашей оригинальной методики вычисления корреляции сдвинутых во времени рядов. Вместе с тем, можно частично увязать проявления подобных производных с известным эффектом Вальдмайера (антикорреляция между временами нарастания цикла солнечных пятен и их амплитуд) и его модификациями, например, [Petrovay, 2020; Takalo and Mursula, 2018; Dmitrieva et al., 2000].

Первоочередная задача этой работы – выявление базовых корреляционных зависимостей меж-

ду сдвигаемыми по времени относительно друг друга рядами чисел Вольфа и их производными (W и W'). Работа в первую очередь нацелена на прояснение физической и статистической сути, а частично и прогностического потенциала временных и фазовых сдвигов, получаемых при наиболее значимых корреляциях.

2. ДИНАМИКА 1700–2021 гг.

Мы используем среднегодовые числа Вольфа W с 1700 по 2021 гг. в версии v2 из (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles>). Временные производные $dW/dt \equiv W'$ получены на ту же середину года, что и W , посредством взятия среднего от производной слева и справа. Это простейшее усреднение производной, вероятно, несколько сглаживает изначальные ошибки, проистекающие из наблюдательного и договорного определения W .

На рисунке 1 представлена эволюция чисел Вольфа и их производных с вычетом соответствующих средних значений за рассматриваемый интервал 1700–2021 гг. Числа Вольфа за вычетом среднего (далее средние всякий раз определяются именно по рассматриваемым интервалам) обозначаем строчной буквой w , а их производную за вычетом средней же производной соответственно w' . Эти, фактически, отклонения от среднего мы по-прежнему будем называть числами Вольфа и

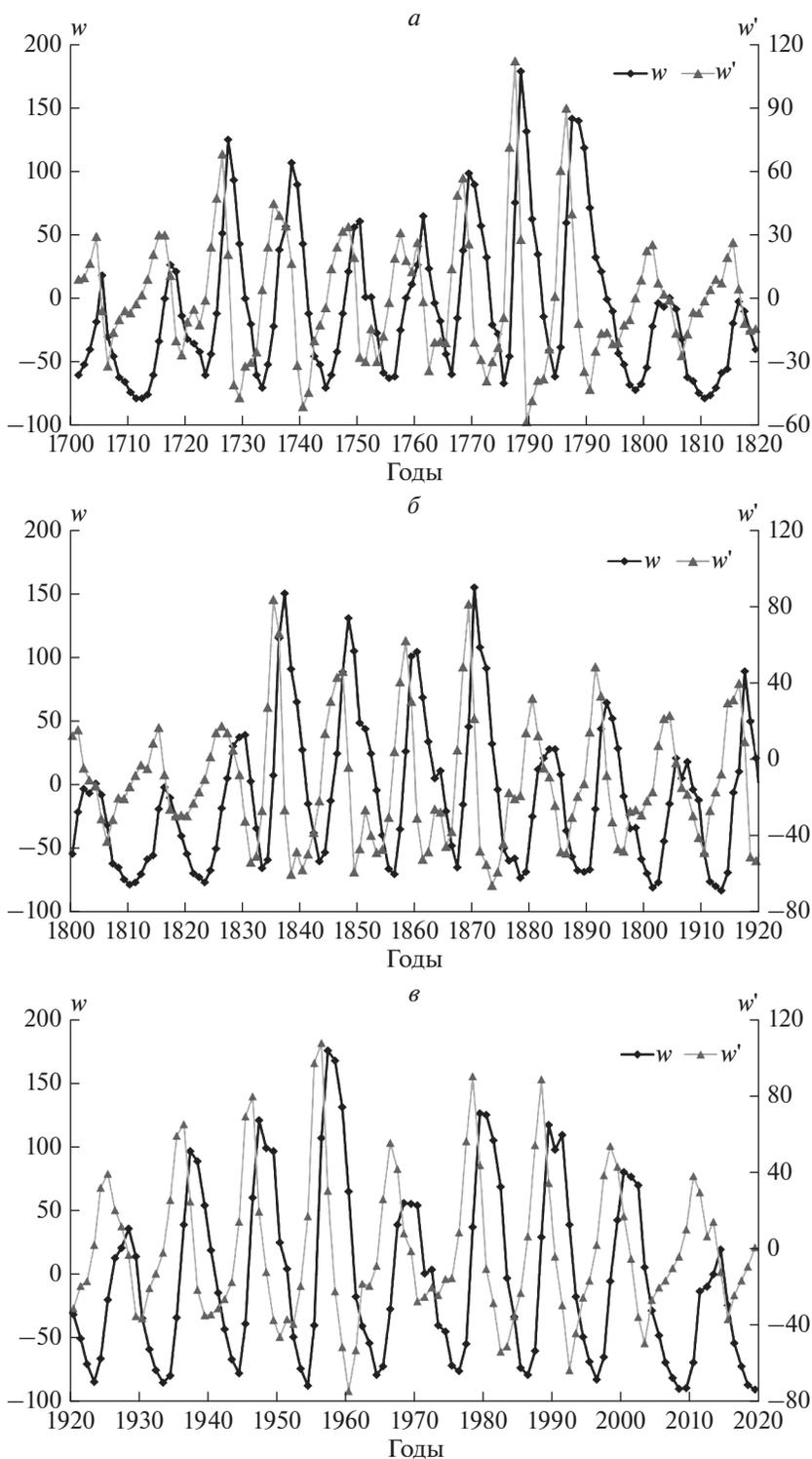


Рис. 1. Эволюция модифицированных (посредством вычета среднего) чисел Вольфа w и их временных производных w' за 1700–2020 гг. Правая вертикальная ось в 1/год для w' , левая безразмерная — для w .

их производными для краткости. Такие отклонения используется нами для более четкого проявления вариативности, ведущей к более значимым корреляциям.

Почти повсеместно на рис. 1 максимум в производной проявляется примерно за два-три года до максимума в числах Вольфа w , а минимум в производных w' — за примерно два-три года до

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между рядами w и w' различной протяженности I

Z	$K (I = 22)$	$K (I = 44)$	$K (I = 88)$	$K (I = 176)$	$K (I = 322)$
10	-0.709	-0.271	-0.237	-0.330	-0.209
9	-0.834	-0.620	-0.621	-0.637	-0.509
8	-0.738	-0.727	-0.746	-0.699	-0.623
7	-0.433	-0.598	-0.611	-0.548	-0.518
6	-0.021	-0.287	-0.289	-0.244	-0.244
5	0.395	0.135	0.131	0.143	0.115
4	0.750	0.546	0.528	0.515	0.463
3	0.877	0.799	0.792	0.769	0.714
2	0.745	0.796	0.812	0.793	0.761
1	0.440	0.540	0.548	0.542	0.531
0	0.030	0.013	0.002	0.006	0.000
-1	-0.420	-0.519	-0.544	-0.534	-0.530
-2	-0.730	-0.784	-0.807	-0.789	-0.760
-3	-0.852	-0.789	-0.787	-0.766	-0.713
-4	-0.704	-0.535	-0.517	-0.511	-0.462
-5	-0.342	-0.109	-0.106	-0.135	-0.112
-6	0.064	0.321	0.318	0.257	0.246
-7	0.444	0.634	0.632	0.560	0.514
-8	0.724	0.772	0.761	0.710	0.616
-9	0.490	0.664	0.625	0.645	0.502
-10	0.227	0.320	0.222	0.337	0.201

Примечание: K – результирующий коэффициент корреляции, I – протяженность фрагментов временных рядов в годах, Z – шаг (в годах), на который происходит сдвиг временных фрагментов (знак минус означает смещение назад во времени).

минимума в числах. При этом относительные значения w близки к сдвинутым на те же два–три года вперед относительно значениям w' . Эти обстоятельства очевидным образом предвосхищают наиболее значимые корреляции.

3. КОРРЕЛЯЦИИ СДВИНУТЫХ РЯДОВ

Для нашего (насколько нам известно – оригинального) “сдвигового” корреляционного анализа мы используем как базовый ряд – ряд чисел Вольфа $w(t)$, относительно которого сдвигаем ряд производных $w'(t)$ по времени на Z лет. При положительном Z w' сдвигается вперед в будущее, а при отрицательном – назад в прошлое. Таким образом, мы сопоставляем $w(t)$ с $w'(t - Z)$. При положительных значениях Z предшествующее w' соотносится с последующим (через Z лет) w , и появляется возможность (при значимой корреляции) грубо предсказывать будущие w по предшествующим w' . Когда $Z < 0$, наоборот, по прошлым w потенциально представляется возможность предсказать динамику будущих w' .

При непосредственных расчетах мы выделяли ведущий фрагмент ряда (w' при $Z > 0$ и w при $Z < 0$), начиная от его современного значения до момен-

та, который отстоит на $I + |Z|$ лет в прошлое. Затем мы сдвигали соответствующий дополняющий (w при $Z > 0$ и w' при $Z < 0$) ряд длиной I на $|Z|$ назад и вычисляли коэффициент корреляции $K(Z)$ по самоочевидной формуле:

$$K = \frac{\sum_{i=1}^I w_i w'_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^I (w_i)^2 \sum_{i=1}^I (w'_i)^2}}. \quad (1)$$

Здесь i отсчитывается (из прошлого к настоящему) от I -го значения в прошлое для дополняющего ряда и от $(I + |Z|)$ -го – для ведущего ряда.

Результирующие коэффициенты корреляции K представлены в табл. 1 для фрагментов рядов длиной $I = 22, 44, 88, 176$ (лет) и всего доступного ряда с $I = 322$ (года). Наиболее значимые корреляции/антикорреляции выделены жирным шрифтом. Очевидна наивысшая значимость сдвигов производных w' как в будущее, так и в прошлое на 2–3 года. Следующие по значимости – сдвиги на 8–9 лет в будущее, а в прошлое значимы сдвиги только на 8 лет.

Абсолютные величины значимых коэффициентов не совсем монотонно и довольно незначительно, но регулярно уменьшаются с увеличением длины выбранных фрагментов рядов. Это,

возможно, — следствие несколько уменьшающейся связанности недалеких от современных значений с все более и более отдаленными прошлыми значениями и/или просто — с увеличивающейся недостоверностью исходных данных по мере погружения в прошлое.

Проиллюстрируем графически наиболее значимые коэффициенты K из табл. 1.

В качестве примера на рисунках 2а, 2б представлены графики смещения w относительно w' для разных Z на основе расчетов по XVI–XXIV солнечным циклам ($I = 88$). Значения w' не смещены и соответствуют рис. 1в. При этом ряд значений w смещен относительно ряда w влево (что эквивалентно смещению ряда w' вправо) по оси абсцисс на величину $Z = 2$, $Z = 3$ и $Z = 8$ соответственно. Из рисунка 2а видно, что корреляция максимумов и минимумов w и w' не одинаково идеальна для разных циклов, но, в целом, достаточно очевидна. То же самое можно сказать и об антикорреляции на рис. 2б.

Аналогичное выявление корреляции и антикорреляции было проведено на основе расчетов по всему *достоверному ряду* относительных чисел солнечных пятен [Ишков, 2013] на временной шкале в 176 лет. При этом не привлекались к исследованию восстановленные ряды (1755–1848 г.), так как “достоверный и восстановленный ряды чисел Вольфа имеют совершенно разные спектральные характеристики и значимо отличаются по статистическим параметрам” [Ишков и Шибаяев, 2006]. На рисунках 2в, 2г представлены графики смещения w относительно w' для разных Z на интервале 1845–1920 г. (X–XV солнечные циклы) как часть этого полного ряда ($I = 176$). Очевидно, что корреляция и антикорреляция максимумов и минимумов w и w' на этом интервале также имеют место, хотя и менее ярко выражены, чем для последних циклов, изображенных на рис. 2а, 2б, что подтверждается также меньшим значением коэффициента корреляции в таблице. Принимая во внимание перспективу дальнейшего развития исследования в направлении прогнозирования времени наступления максимума солнечной активности, наибольшее значение приобретают последние два цикла с $I = 22$.

На рисунке 3а, 3б представлены графики смещения w' относительно w для разных Z на основе расчетов по последним примерно четырем магнитным солнечным циклам или $I = 88$ (лет). В этом случае, наоборот, ряд w остается закрепленным относительно оси абсцисс, а ряд w' смещен относительно него влево на 2, 3 и 8 лет, что соответствует $Z = -2$, $Z = -3$ и $Z = -8$. На рис. 3в, 3г представлены аналогичные графики для более ранних циклов X–XV.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЗНАЧИМЫХ СДВИГОВ

Самая простая и вместе с тем достаточно реалистическая физическая модель изменения магнитного поля (в относительных единицах, связанных со средней величиной амплитуды) во время солнечного цикла — это синусоида: $\sin(\pi t/T_c)$, где T_c — период цикла солнечной активности (~11 лет). Если предположить, что динамика исходных чисел Вольфа W связана с магнитной энергией, то тогда $W = [\sin(\pi t/T_c)]^2$, а рассматриваемые здесь числа Вольфа за вычетом среднего

$$w = [\sin(\pi t/T_c)]^2 - 1/2 = -\cos(2\pi t/T_c)/2. \quad (2)$$

При этом временные производные W' и w' совпадают:

$$W' = w' = (\pi/T_c)\sin(2\pi t/T_c). \quad (3)$$

Введя фазовую переменную $x = \pi t/T_c$, умножим (2) и (3) на соответствующие коэффициенты, позволяющие эффективно сравнивать (аналогичная процедура необходима и для прогнозных оценок) эти выражения (2) и (3). В результате сравниваем нормированные функции $w_n = -\cos(2x)$ и $w'_n = \sin(2x)$. Очевидно, что фазовые сдвиги (для достижения полного совпадения) соответствуют $1/4$ и $3/4$ величины периода T_c , что очень хорошо согласуется со всеми изложенными выше исследованиями.

Разумеется, профиль реального цикла магнитной активности отличается от синусоиды, но его неизбежной чертой является наличие отрицательной и положительной составляющей магнитного поля, которые проявляются на полном периоде $2T_c$. Соответствующую активность пятен простейшим образом можно увязать с квадратом величины магнитного поля, который в свою очередь согласуется с магнитной энергией. При этом естественным образом, происходит удвоение частоты и уменьшение в два раза (с $\pi/2$ для магнитного цикла до $\pi/4$ для цикла пятен) фазового сдвига между производной и исходной величиной, которые и проявляются в максимальных корреляциях и антикорреляциях при соответствующих сдвигах.

Альтернативно можно рассматривать модуль магнитного поля, но он неизбежно приведет к таким разрывам производных (в минимумах), которые представляются нам неприемлемыми. При этом, возможно, некоторую роль в проявлениях солнечной активности играют четвертая, шестая и более высокие четные степени модуля магнитного поля. Выявление относительных ролей всех этих степеней требует проведения отдельных работ, а пока мы гипотетически примем, что доминирует вторая степень или квадратичная зависимость.

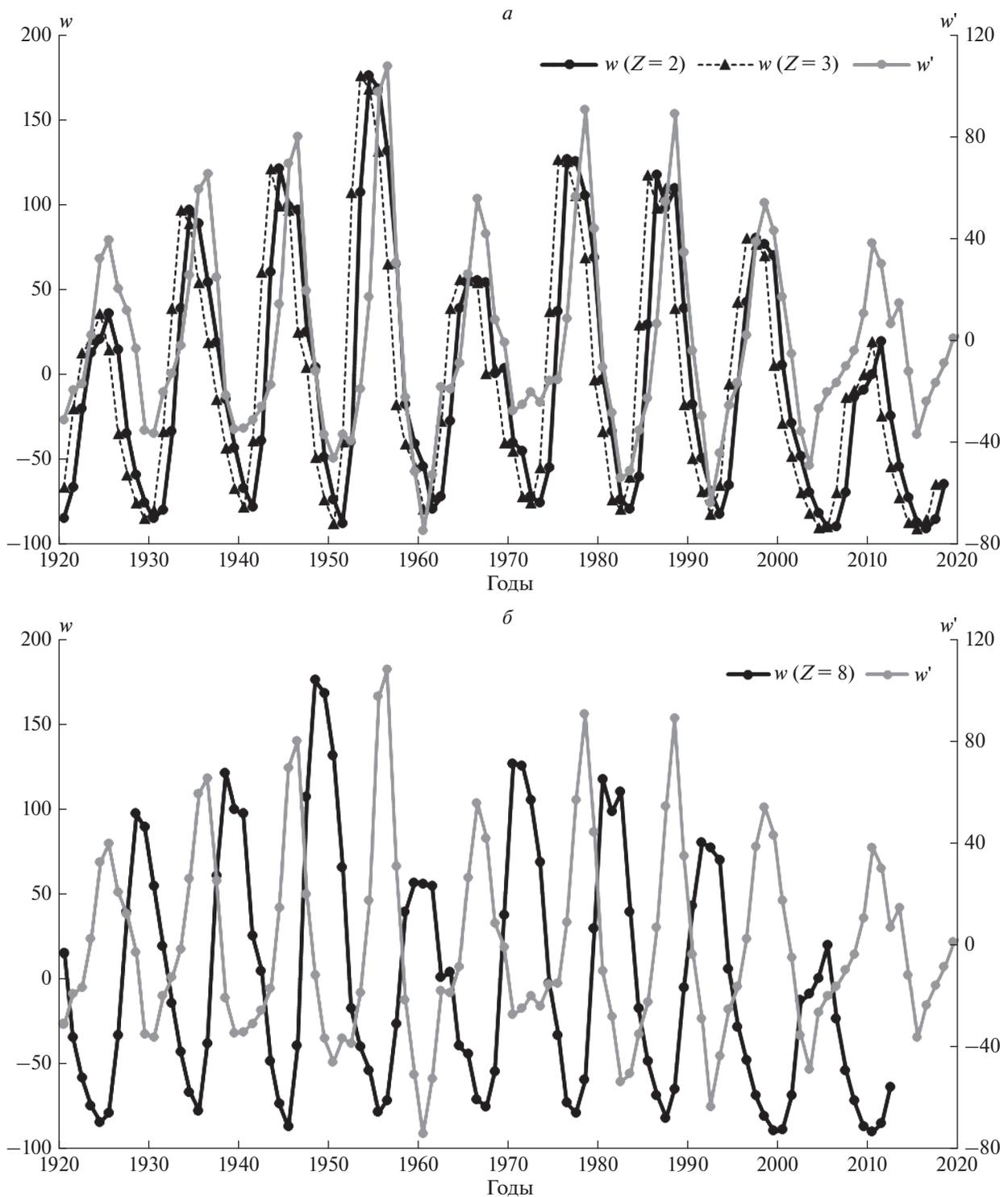


Рис. 2. Графики смещения w относительно w' для $Z = 2, 3$ и 8 (лет) на основе расчетов по XVI–XXIV магнитным солнечным циклам (*а, б*) и XX–XV (*в, з*).

5. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Наша работа, безусловно, во многих аспектах может быть продолжена и намного улучшена, поскольку в рамках предлагаемых нами концепций можно провести множество других исследова-

ний, весьма существенно дополняющих, уточняющих и даже, возможно, несколько пересматривающих полученные нами результаты. Основная предлагаемая нами концепция заключается в выделении корреляций между сдвинутыми по вре-

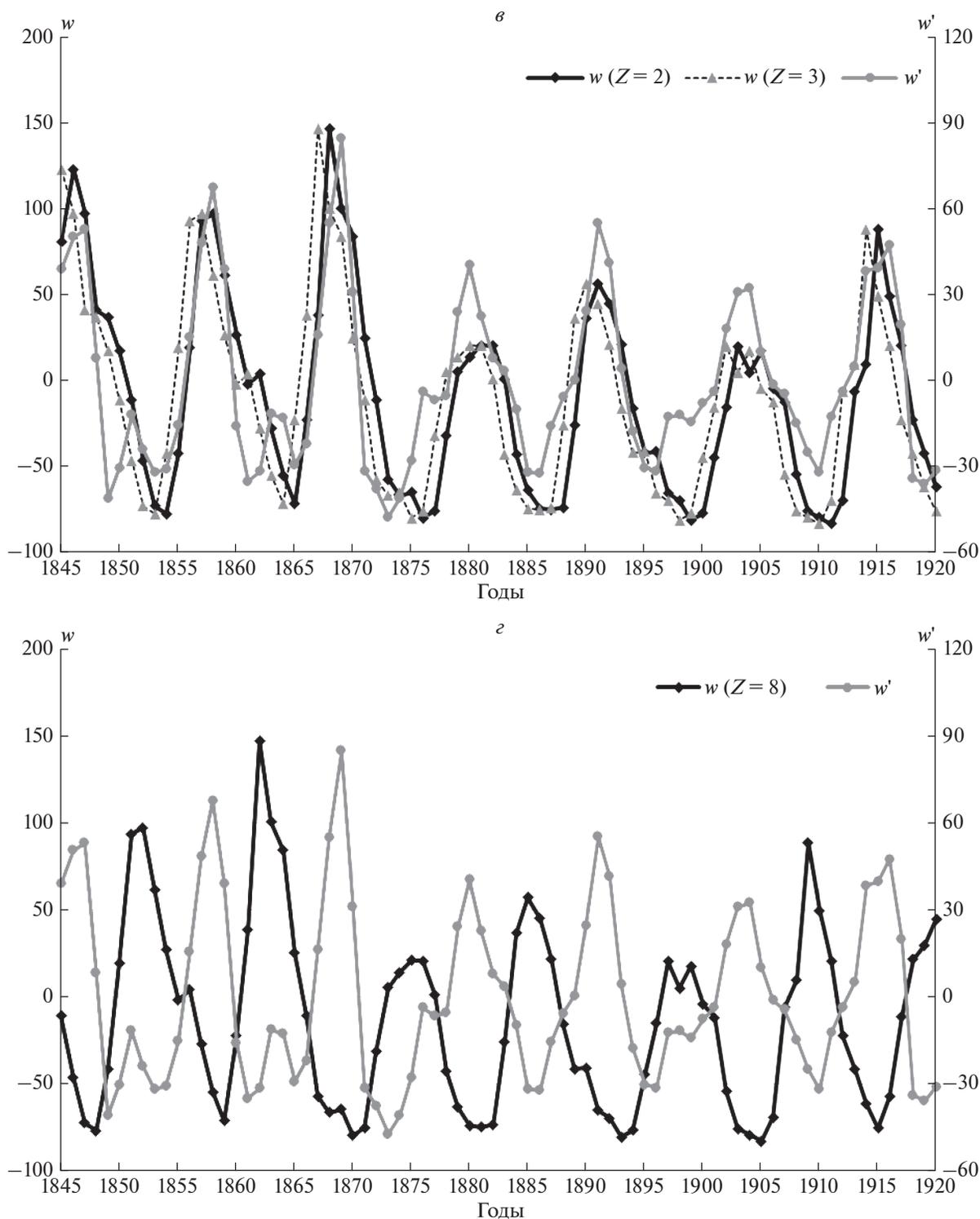


Рис. 2. Окончание.

мени относительно друг друга фрагментами рядов чисел Вольфа и их производных. Мы не исключаем, что что-то подобное уже было сделано, но нам это представляется маловероятным, поскольку аналогичные исследования должны были породить немало работ, которые не смогли

бы ускользнуть от нашего и уважаемых рецензентов поиска. Мы надеемся, что эта краткая работа будет далее существенно развита как нами, так и многими другими исследователями не только и не столько в плане доминирующих ныне прогностических оценок, но и в плане проявления веро-

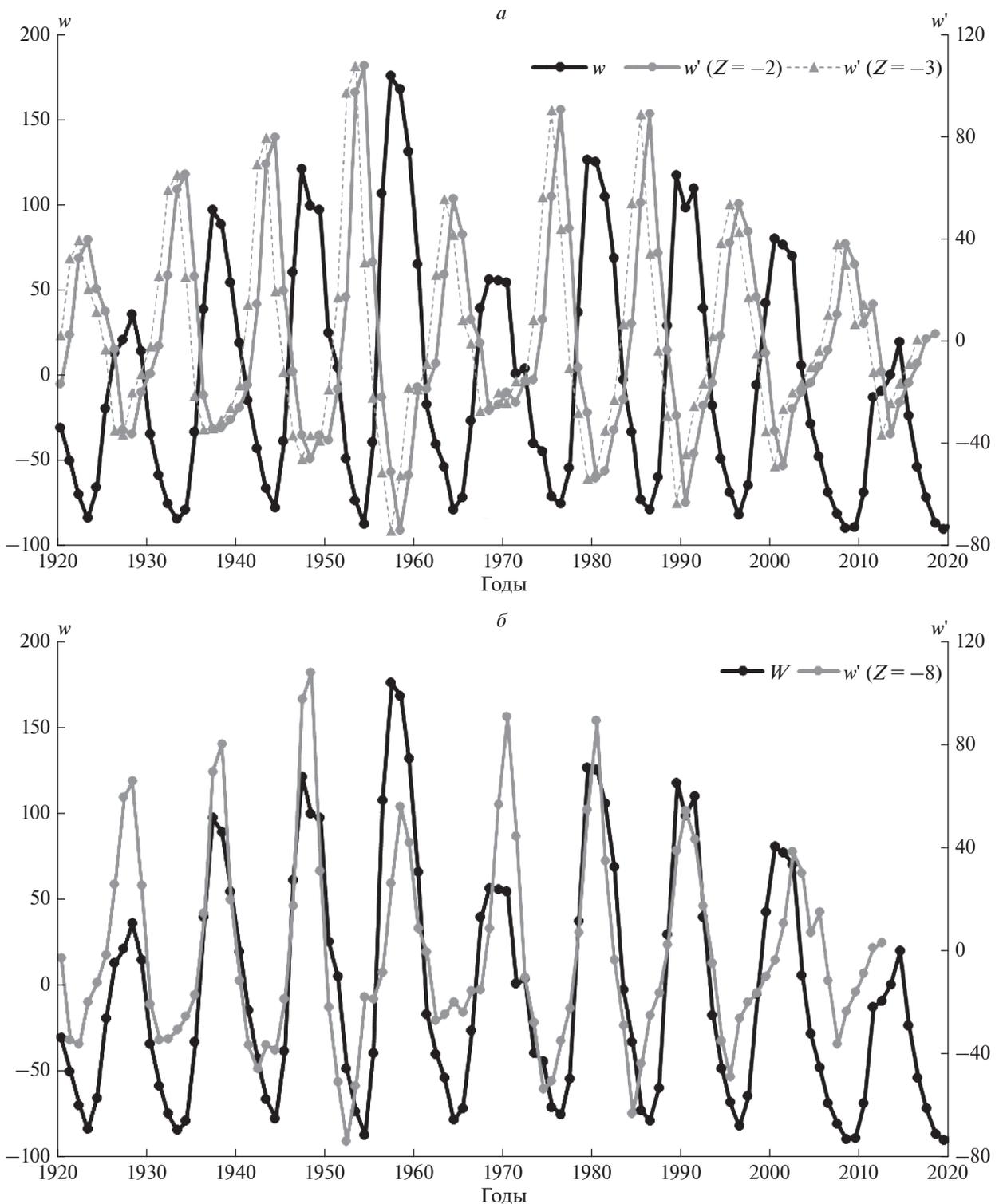


Рис. 3. Графики смещения w' относительно w для $Z = -2, -3$ и -8 (лет) на основе расчетов по XVI–XXIV магнитным солнечным циклам (*а, б*) и XX–XV (*в, г*).

ятностных, физических и статистических основ различных периодических линейных и нелинейных процессов.

Для потенциальных прогностических оценок просим обратить Ваше внимание на рис. 2 и 3, на которых есть сдвинутые назад в прошлое графи-

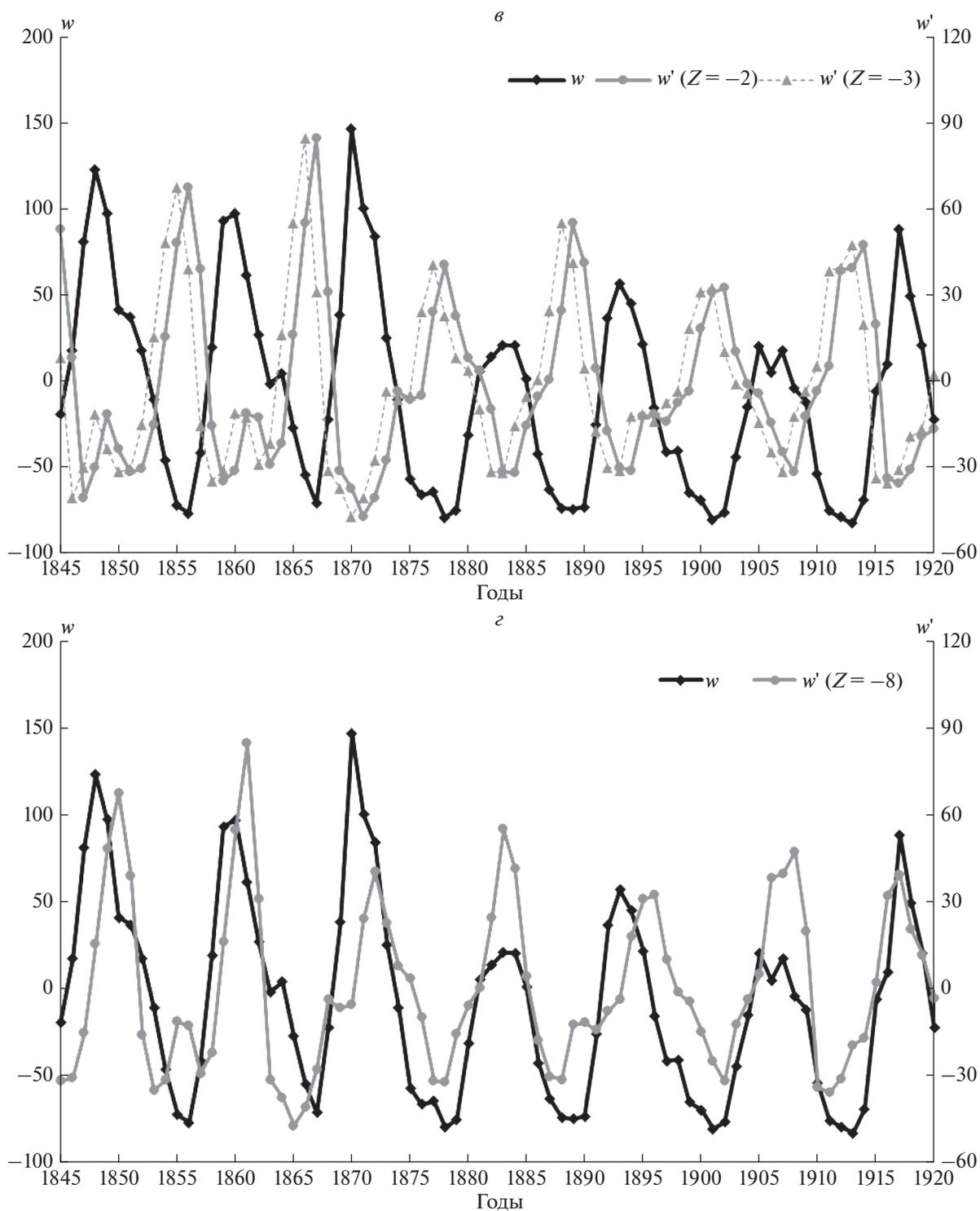


Рис. 3. Окончание

ки. Для соответствующих величин можно сделать прогноз по “опережающим” их графикам. Также можно привлечь для прогнозов и другие значимые “сдвиговые” корреляции. Это потребует отдельных работ, множество которых нами еще

очерчено не вполне, и мы будем рады, если наши коллеги помогут нам.

В любом случае мы, прежде всего, выделяем именно нашу, как нам представляется, простую идею о “сдвиговой” корреляции, которая, есте-

ственным образом, может быть весьма существенно дополнена и использована на больших и детальных массивах данных (вплоть до Big Data). Ее полезность для прогностических оценок (к которым мы, признаться, относимся с некоторой осторожностью из-за наличия большой и бесспорной случайной составляющей в солнечной активности) мы не ставим во главу угла, а надеемся, что она в большей степени будет полезна для выявления вероятностной, статистической и физической сути рассматриваемой магнитной активности Солнца.

Сформулируем основные результаты представленной работы.

1. Исследованы корреляции среднегодовых чисел Вольфа W и их производных по времени W' при временных сдвигах фрагментов рядов W и W' относительно друг друга. При этом для достижения значимых корреляций актуально исследуются отклонения от средних значений для этих рядов.

2. Наиболее значимые (до 0.88 и -0.85) коэффициенты корреляции и антикорреляции получаются при сдвигах на два-три года для фрагментов, охватывающих полный магнитный цикл (22 года).

3. Исследованы фрагменты длиной 44, 88, 176 и 322 (весь ряд) года. При этом коэффициенты остаются значимыми (на уровнях около ± 0.8) для таких же сдвигов на 2–3 года.

4. Получен главный сдвиг по фазе $\pi/4$ между числами Вольфа и их производными, который составляет примерно четверть солнечного цикла, что статистически и физически хорошо соответствует преимущественной связи пятен с магнитной энергией.

5. При этом также значимы сдвиги на 8–9 лет, которым соответствуют коэффициенты корреляции на уровнях около ± 0.75 и фазовый сдвиг на $3\pi/4$ или на $3/4$ длины цикла солнечной активности. Такой сдвиг также естественным образом увязывается с простейшей вариативностью магнитной энергии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Мы признательны анонимному рецензенту за предоставление полезных ссылок о форме цикла активности, сравнительных исследований производных от чисел Вольфа и за весьма конструктивные предложения по оформлению работы.

Другому рецензенту, Виталию Никитичу Ишкову, мы признательны как за совет расширить графические иллюстрации корреляций на весь набор достоверных рядов чисел Вольфа, так и за соображения о возможной природе связи фазового сдвига между числами и производными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Витинский Ю.И.* Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л.: Наука, 258 с. 1973.
- *Ишков В.Н., Шибяев И.Г.* Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН. Сер. физич. Т. 70. № 10. С. 1439–1442. 2006.
- *Ишков В.Н.* Периоды “пониженной” и “повышенной” солнечной активности: наблюдательные особенности и ключевые факты /Солнечная и солнечно-земная физика – 2013. Ред. Ю.А. Наговицын. Санкт-Петербург: изд-во ВВМ. С. 111–114. 2013. http://www.gao.spb.ru/russian/publ-s/conf_2013/conf_2013.pdf
- *Наговицын Ю.А., Кулешова А.И.* Соотношение Вальдмайера и ранняя диагностика величины максимума текущего цикла солнечной активности // Астрон. журн. Т. 89. № 10. С. 883–887. 2012.
- *Abdel-Rahman H.I., Marzouk B.A.* Statistical method to predict the sunspots number // NRIAG J. Astron. Geophys. V. 7. P. 175–179. 2018.
- *Dmitrieva I.V., Kuzanyan K.M., Obridko V.N.* Amplitude and period of the dynamo wave and prediction of the solar cycle // Solar Phys. V. 195. P. 209–218. 2000. <https://doi.org/10.1023/A:1005207828577>
- *Ivanov V.G.* Anomalies of shape of 11-year solar cycle in sunspot number series // Geomagn. Aeronomy. V. 60. № 7. P. 860–864. 2020.
- *McIntosh S.W., Chapman S., Leamon R.J., Egeland R., Watkins N.W.* Overlapping magnetic activity cycles and the sunspot number: Forecasting sunspot cycle 25 amplitude // Solar Phys. V. 295. № 163. 59 p. 2020. <https://doi.org/10.1007/s11207-020-01723-y>
- *Petrovay K.* Solar cycle prediction // Living Rev. Sol. Phys. V. 17. № 2. 93 p. 2020. <https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z>. arXiv:1907.02107
- *Takalo J., Mursula R.* Principal component analysis of sunspot cycle shape // Astron. Astrophys. V. 620. A100. 10 p. 2018. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833924>

УДК 550.384.4

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА МЕЖДУ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ И МАГНИТОПАУЗОЙ ПО ОДНОВРЕМЕННЫМ СПУТНИКОВЫМ И НАЗЕМНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

© 2022 г. В. В. Сафаргалеев*

*Санкт-Петербургский филиал института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Санкт-Петербург, Россия**e-mail: Vladimir.safargaleev@pgia.ru

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.

После доработки 18.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Распространение неоднородностей солнечного ветра через переходную область между фронтом головной ударной волны и дневной магнитопаузой является важным звеном в цепочке солнечно-земных связей. В работе проанализирована уникальная ситуация, когда во время скачка давления солнечного ветра вблизи головной ударной волны находились два спутника THEMIS, а удачное расположение наземной магнитометрической аппаратуры позволило определить момент удара солнечного ветра по магнитопаузе с большей точностью, чем это делалось ранее. На основе измерений проведена оценка времени распространения SI в магнитослое. Полученная величина (~1 мин) согласуется с модельными расчетами, но оказывается в 2–3 раза меньше, чем полученная ранее другими авторами также из спутниковых и наземных наблюдений. Определена скорость распространения солнечного ветра в магнитослое (~280 км/с), скорость смещения к Земле фронта головной ударной волны (~80 км/с) и толщина магнитослоя в месте нахождения спутников (2.6–3.9 R_E).

DOI: 10.31857/S0016794022060128

1. ВВЕДЕНИЕ

Важным этапом на пути к прогнозированию космической погоды является корректное отождествление внутримангнитосферных возмущений с вариациями параметров межпланетной среды. Методику отождествления проще отработать на случаях изолированных возмущений большой амплитуды, какими являются, среди прочих, скачки динамического давления солнечного ветра (SI), называемые в литературе внезапными импульсами (*sudden impulses*, SI). Давление меняется скачком на фронте межпланетной ударной волны (МУВ), считающейся одним из наиболее геоэффективных явлений в околоземном космическом пространстве. Для отождествления внутримангнитосферного возмущения с МУВ (далее мы будем употреблять оба термина, МУВ и SI) необходимо знать момент подхода фронта SI к дневной магнитопаузе (далее момент T_0).

Наиболее распространенной является ситуация, когда в распоряжении исследователя есть данные только одного спутника, осуществляющего мониторинг солнечного ветра в точке Лагранжа. Для определения T_0 в этом случае требуется рассчи-

тать время распространения возмущения от спутника до дневной магнитопаузы, которое складывается из времени распространения в солнечном ветре от спутника до подсолнечной точки на фронте околоземной головной ударной волны, T_{CB} , и времени прохождения возмущения через переходную область (магнитослой), T_{MC} . Такое разделение является логичным, поскольку до фронта ударной волны SI распространяется в условно “невозмущенном” солнечном ветре, то есть не искаженном натеканием на препятствие в виде магнитосферы. Если первое слагаемое достаточно просто оценить, исходя из параметров солнечного ветра на спутнике (см., например, [King and Papitashvili, 2004]) и положения подсолнечной точки, определяемой, например, по методике Farris and Russel [1994], то оценка другого слагаемого, а именно, времени прохождения возмущения от ударной волны до магнитопаузы, T_{MC} требует знания не только положения магнитопаузы (можно оценить, например, по методике Shue et al. [1997]), но и параметров магнитослоя.

Пересчет вариаций межпланетной среды на подсолнечную точку на фронте головной ударной волны для определения T_{CB} может быть произ-

веден при помощи сервиса OMNI (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html/>). Уместно здесь отметить статистические исследования Ridley [2000], показавшие, что, в зависимости от степени удаленности от линии Солнце–Земля спутника WIND, данные которого используются для пересчета, неопределенность оценки T_{CB} лежит в пределах 8–25 мин.

Информация о процессах в переходной области, включая и интересующий нас вопрос о времени распространения от головной ударной волны до магнитопаузы (T_{MC}), берется, преимущественно, из теоретических модельных расчетов, например, работ [Samsonov et al., 2006; Andreevová, K., 2009; Koval et al., 2006a] и ссылки в них. Принимая во внимание сложность и слабую изученность этой среды, к результатам моделирования следует относиться с осторожностью и при благоприятном стечении обстоятельств проверить на реальных измерениях.

Оптимальной для нахождения T_0 по реальным измерениям является ситуация, когда во время SI один из действующих на данный момент спутников оказывается в непосредственной близости от подсолнечной точки на магнитопаузе. Насколько известно автору, в литературе таких случаев не описано. С такой же (небольшой) вероятностью может реализоваться ситуация, когда спутник находится у подсолнечной точки фронта головной ударной волны. Для определения момента T_0 в этом случае, как и со спутником в точке Лагранжа, потребуется знать время прохождения SI через магнитослой, T_{MC} . Таким образом, оценка этого параметра представляет самостоятельный интерес.

В работе Koval et al. [2006a] оценка T_{MC} осуществлялась следующим образом. Сначала по данным нескольких спутников в солнечном ветре рассчитывалось время прихода МУВ к подсолнечной точке на головной ударной волне. Затем это время вычиталось из времени регистрации МУВ на спутнике INTERBALL-1, находящемся где-то в переходной области. В работе не уточнялось, насколько близко к магнитопаузе располагался спутник, поскольку задачей исследования было сравнение результатов модельных расчетов с *in situ* наблюдениями. В работе проанализированы 4 случая нахождения INTERBALL-1 в магнитослое. Как можно заключить из рис. 5 в работе [Koval et al., 2006a]), время распространения SI от расчетного положения фронта ударной волны до спутника составило 1.5–4.5 мин. В силу вышеуказанной причины, эту величину нельзя считать временем T_{MC} . В работе [Koval et al., 2006b] проанализирована ситуация, когда в магнитослое спутник GEOTAIL располагался вблизи магнитопаузы, но не у подсолнечной точки, куда приходит удар фронта МУВ, а у вечернего фланга магнитопаузы, далеко от подсолнечной точки

(см. рис. 3 в этой работе). Такое положение спутника дает завышенное значение T_{MC} . При этом также следует помнить о неопределенности расчета времени распространения SI до ударной волны [Ridley, 2000].

В работе [Villante et al., 2004] было исследовано 20 случаев SI, зарегистрированных в межпланетной среде на спутнике WIND. Сначала авторы также рассчитали время подхода фронта возмущения к головной ударной волне, а затем, руководствуясь наземными признаками внезапного удара по магнитопаузе, оценили время распространения возмущения от ударной волны через магнитослой и магнитосферу до земной поверхности как 5 мин. При предполагаемом времени распространения возмущения от магнитопаузы до наземного наблюдателя 1–2 мин [Farrugia et al., 1989], время распространения SI в переходной области составило 3–4 мин, что дает среднее значение скорости движения SI в переходной области в 3–4 раза меньше скорости МУВ в солнечном ветре и согласуется с результатами мультиспутниковых измерений в магнитослое [Zastenker et al., 2002]. За “наземные признаки” принимались пульсации в авроральных широтах, которые Farrugia et al. [1989] связывали с волновой активностью на магнитопаузе, инициированной SI.

Предложенный Farrugia et al. [1989] наземный признак удара фронта МУВ по магнитопаузе не дает точной оценки момента удара, так как возбуждаемые SI пульсации диапазона $Pc5$ не имеют отчетливого начала и к тому же могут быть не ионосферным проявлением волн на магнитопаузе, а резонансными колебаниями магнитосферной полости. Последнее затрудняет определение времени распространения колебаний от магнитопаузы до наземного наблюдателя. Используемая оценка этого времени (1–2 мин в работах [Farrugia et al., 1989, Samsonov et al., 2007]) основана на предположении, что инициируемое SI волновое возмущение распространяется внутри магнитосферы как вдоль, так и поперек геомагнитного поля с альвеновской скоростью.

Наземным индикатором внезапного сжатия магнитосферы во время SI традиционно считается ступенчатое изменение X -компоненты геомагнитного поля на экваториальных станциях – так называемый главный импульс. В высоких широтах главному импульсу зачастую предшествует кратковременный импульс противоположной полярности – предварительный импульс, PI, которого нет в спутниковых данных (см., например, [Araki, 1977]). В работе [Safargaleev et al., 2010] было экспериментально показано, что предварительный импульс тесно связан с увеличением риометрического поглощения ионосферы и вспышкой сияний в дневные часы, то есть, с усилением потока высыпавшихся частиц, инициии-

Таблица 1.

№	Код	Название	Геомагнитная широта, (°)	Геомагнитная долгота, (°)	MLT, ч	Δt , с
1	2	3	4	5	6	7
1	LYR	Longyearbyen	75.07	108.19	UT+2.8	10
2	HOR	Hornsund	74.71	106.11	UT+2.7	10
3	BJN	Bear Island	72.00	105.18	UT+2.7	10
4	BAV	Баренцбург	75.03	105.17	UT+2.7	0.025
5	LOZ	Ловозеро	64.91	113.17	UT+3.2	0.025
6	SPG	Красное озеро	57.29	114.57	UT+3.3	0.025
7	ABG	Alibag	~14	~145	~UT+5	60

рованным ударом по магнитопаузе. Поскольку скорость высыпавшихся частиц значительно больше скорости волн, можно считать, что информация об ударе по магнитопаузе доходит до наземного наблюдателя практически мгновенно, и метод определения T_0 по предварительному импульсу (или по усилению риометрического поглощения) выглядит более привлекательным. Еще большей точности в определении T_0 можно достичь, если в качестве “наземного признака” удара по магнитопаузе использовать широкополосный всплеск на спектрограммах индукционных магнитометров, также по времени связанный с усилением высыпаний [Safargaleev et al., 2010; Пархомов и др., 2018]. Временное разрешение этих данных составляет сотые доли секунды. Природа всплеска пока остается неясной [Пархомов и др., 2018].

Описанный выше метод определения T_0 работает при условии, что пункты наблюдения (магнитометры и риометры) находятся в непосредственной близости от подножия силовых трубок, из которых происходят инициированные ударом высыпания. В работе [Safargaleev et al., 2010] эта область отождествляется с пятном дневных электронных и протонных сияний, регистрируемых спутниками POLAR или IMAGE в авроральных/субавроральных широтах вблизи местного полудня (с небольшим сдвигом в утренние часы). По мере сжатия магнитосферы пятно расширяется вдоль азимута, достигая утренне-вечернего меридиана через несколько минут после появления. Такая динамика высыпаний приводит к несовпадению начала PI и бухты риометрического поглощения везде, кроме околополуденных часов, что было продемонстрировано в работе [Пархомов и др., 2018] для пунктов наблюдения в вечернем секторе.

Данный метод дает более точное значение T_0 по сравнению с примененным в работе [Farrugia et al., 1989]. Если найти ситуацию, когда в нужный момент времени у подсолнечной точки на

фронте головной ударной волны находится спутник, измеряющий параметры межпланетной среды с хорошим временным разрешением (точнее, сравнимым с временным разрешением наземной аппаратуры), время прохождения SI через магнитослой можно определить из реальных измерений, не прибегая к модельным расчетам. Данная задача и явилась задачей настоящего исследования.

Цель работы формулируется следующим образом. По данным скандинавской сети магнитометров IMAGE, двух индукционных магнитометров Полярного геофизического института в авроральной зоне (Ловозеро, Кольский полуостров) и в высоких широтах (Баренцбург, арх. Шпицберген), а также индукционного магнитометра СПбФ ИЗМИРАН в субавроральной зоне (Ленинградская область) определить момент удара по дневной магнитопаузе (момент T_0) неоднородности солнечного ветра в виде фронта межпланетной ударной волны (скачка давления, SI) по изложенной выше методике. Зная T_0 , по данным спутников миссии THEMIS (*Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms*, включает пять спутников: THA, THB, THC, THD, THE), находящихся во время SI в переходной области вблизи подсолнечной точки на фронте головной ударной волны, оценить время распространения SI через переходную область.

2. МЕТОДИКА И АППАРАТУРА

Геомагнитные координаты всех задействованных в исследовании магнитных станций приведены в табл. 1 с указанием местного времени (столбец 6) и временного разрешения данных (столбец 7). Широта и долгота всех станций — северная и восточная, соответственно. Пересчет географических координат в геомагнитные, а также местное время, рассчитывались при помощи сервиса VITMO (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm.html>).

Первые три обсерватории в Таблице являются высокоширотной частью скандинавской сети

магнетометров IMAGE. По этим данным определялось начало предварительного импульса. Согласно статистике [Newell and Meng, 1992], силовые линии геомагнитного поля, у подножия которых располагаются, по крайней мере LYR и HOR, проходят в полуденные часы через примыкающий к дневной магнитопаузе низкоширотный пограничный слой (*low latitude boundary layer*, LLBL) и, следовательно, в первую очередь подвержены удару фронта MVB по магнитопаузе. Проверить данное утверждение для обсуждаемого ниже случая не представляется возможным, так как начиная с 2015 г., данные спутников DMSP, по которым получена вышеупомянутая статистика, в прямом доступе в виде спектрограмм отсутствуют.

Используемый метод определения момента удара фронта неоднородности по магнитопаузе, T_0 , подразумевает [Safargaleev et al., 2010], что станции 1–3 в этот момент находятся в окрестности полуденного меридиана. Поэтому нам пришлось существенно ограничить поиск событий SI временным интервалом 7–11 UT (± 2 ч относительно местного полдня). Традиционно считается, что о факте внезапного сжатия магнитосферы солнечным ветром свидетельствует быстрое, в течение нескольких минут, усиление X -компоненты на магнитограмме какой-либо из экваториальных станций. Необходимым условием дальнейшего отбора было наличие на станциях сети IMAGE предварительного импульса с отчетливым началом и/или всплеск УНЧ-активности (полоса 0–2 Гц) в данных индукционных магнетометров.

Для интервала, удовлетворяющего изложенным выше требованиям, при помощи сервиса 4D Orbit Viewer (<https://sscweb.gsfc.nasa.gov/tipsod/>) определялись координаты спутников THEMIS в межпланетной среде и оценивалось примерное их положение относительно магнитопаузы и фронта головной ударной волны. Согласно [Safargaleev et al., 2002], распределение инициированных SI пульсаций в диапазоне единиц герц имеет максимум около 10 MLT. Ранее аналогичный вывод был получен для геомагнитных пульсаций $Pc3$, источник которых также предполагался в солнечном ветре [Гульельми и Троицкая, 1973]. Основываясь на этих двух экспериментальных результатах и оставляя за рамками работы обсуждение причин сдвига максимума MLT-распределения пульсаций в предполуденный сектор как не принципиальный для исследования вопрос, для дальнейшего рассмотрения отбирались те события, когда какой-либо из спутников THEMIS находился в магнитослое у фронта ударной волны вблизи подсолнечной точки с предполуденной стороны. Меняя давление солнечного ветра (например, с использованием данных спутника WIND), в рамках указанного выше сервиса можно оценить, как

смещается магнитопауза и фронт ударной волны в результате SI.

Находящиеся в свободном доступе данные спутников THEMIS имеют временное разрешение несколько секунд, что заметно выше временного разрешения спутника GEOTAIL, который также иногда выходит за пределы магнитосферы. По этой причине мы не стали подключать GEOTAIL к поиску благоприятных событий.

Нами были просмотрены данные за период с 2006 г. по июнь 2021. Из-за жесткого критерия отбора, только одно событие удовлетворило предъявляемым требованиям. В следующем разделе будет представлен анализ этого события.

3. ВРЕМЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ В ВИДЕ СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА, SI, ЧЕРЕЗ ПЕРЕХОДНУЮ ОБЛАСТЬ

3.1. Общая характеристика явления SI (рис. 1)

11 января 2021 года спутник WIND, проводящий измерения глубоко в солнечном ветре, зафиксировал в 08:10:30 UT быстрое усиление динамического давления с 1.4 до 5.8 нПа, а также увеличение скорости потока плазмы по направлению к Земле с 280 до 330 км/с (рис. 1а).

Спустя ~80 мин неоднородность солнечного ветра достигла Земли. Геомагнитное поле отреагировало на внезапное сжатие традиционным образом. На магнитограмме экваториальной ст. АВГ (нижняя панель на рис. 1б) X -компонента поля увеличилась примерно на 20 нТл. Вариация имела форму, близкую к ступеньке. На высокоширотных станциях LYR, HOR и BJN (рис. 1б, верхняя панель) также произошло быстрое усиление X -компоненты, но здесь оно имело форму одиночного импульса длительностью ~10 мин (BJN) или последовательности из трех импульсов, напоминающей цуг затухающих пульсации с периодом ~7 мин (пульсации $Pc5$). Данной вариации на всех трех станциях предшествовал кратковременный (~2 мин) импульс противоположной полярности с отчетливым началом — предварительный импульс (*preliminary impulse*, PI). Импульс отсутствует на магнитограмме экваториальной ст. АВГ и в данных спутника WIND. Для нашей задачи важно наличие предварительного импульса.

В меньшей степени традиционным является отклик на SI в частотном диапазоне 0–2 Гц. Пример отклика демонстрируется спектрограммой obs. LOZ на рис. 1в. Отклик можно увидеть также на спектрограммах цепочки индукционных магнетометров obs. Sodankylä, Финляндия (<https://www.sgo.fi/Data/Pulsation/pulData.php>). Отклик в целом имеет сложную форму, но для нашей задачи важно наличие всплеска в полосе 0–0.25 Гц, являющегося началом отклика.

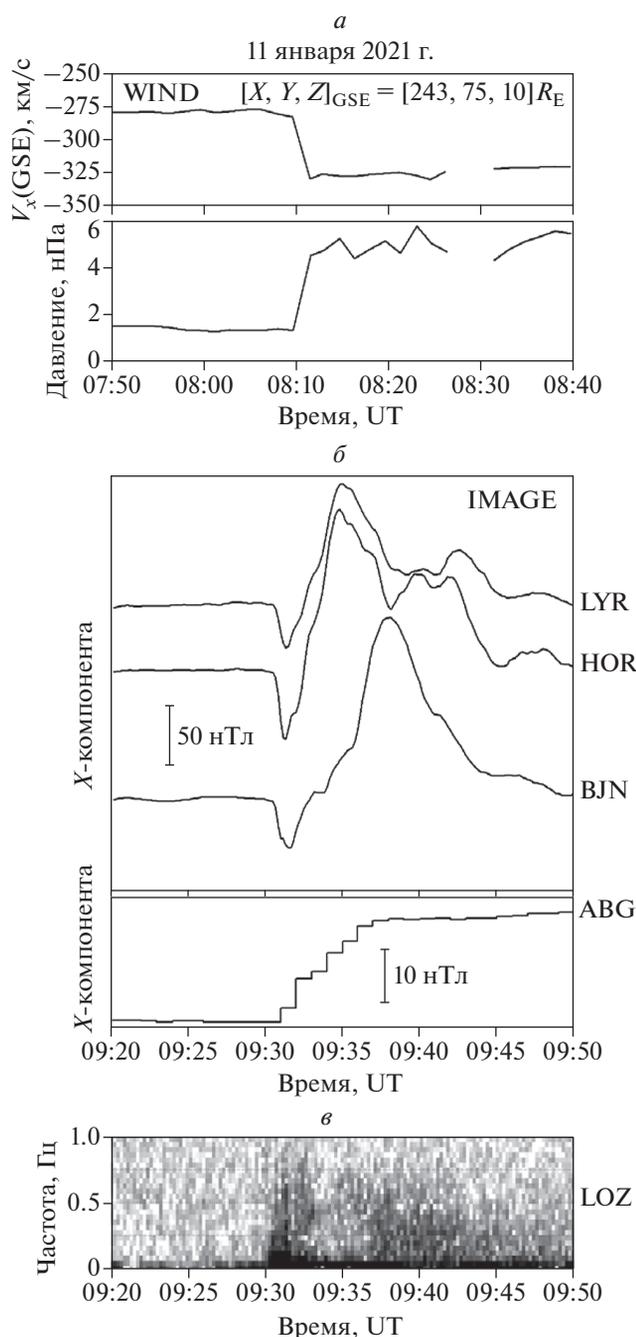


Рис. 1. (а) Внезапное усиление плазменного давления и скорости солнечного ветра (SI). (б) Отклик на SI в авроральной зоне (сеть магнитометров IMSAGE) и на экваториальной ст. ABG. (в) Отклик на SI в КНЧ-диапазоне на авроральной ст. LOZ (темные места на спектрограмме соответствуют более интенсивному сигналу).

3.2. Момент удара фронта неоднородности по магнитопаузе (рис. 2)

Более быстрым переносчиком информации, чем распространяющиеся вдоль силовых линий

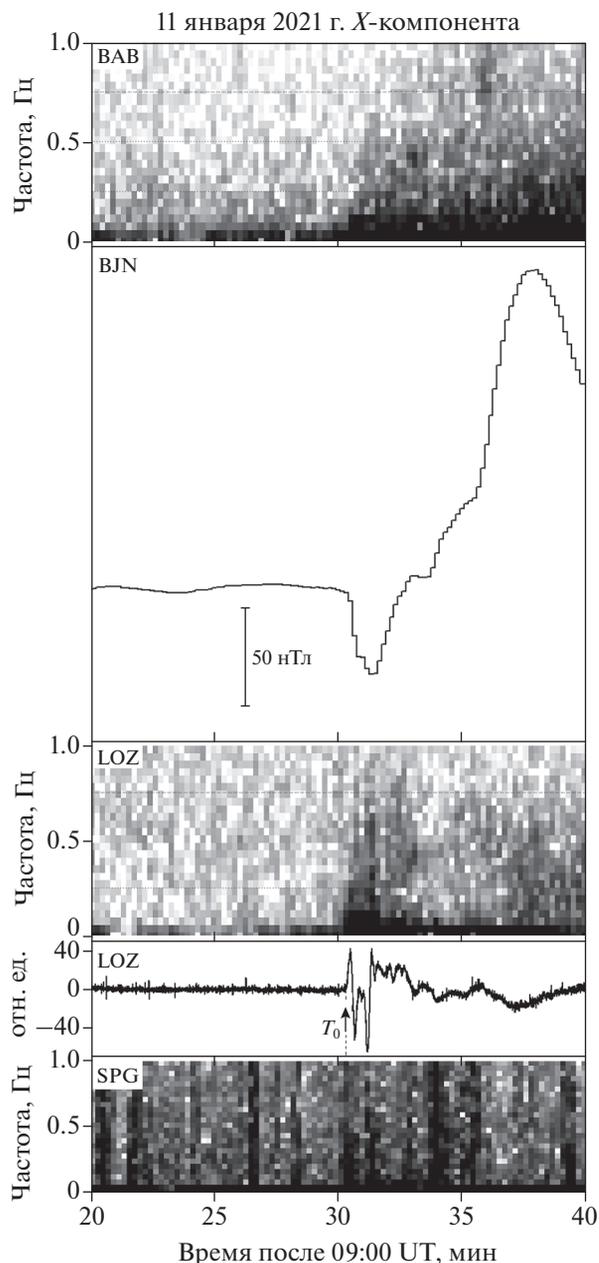


Рис. 2. Начало кратковременного отрицательного импульса (PI) на станции VJN совпадает с началом всплеска в УНЧ-диапазоне как в авроральной зоне (LOZ), так и в высоких и субавроральных широтах (BAV и SPG, соответственно). Вертикальной штриховой линией с черной стрелкой на осциллограмме LOZ отмечено начало УНЧ-всплеска, инициированного ударом SI по магнитопаузе (момент T_0).

МГД-волны, являются высыпаящиеся электроны. Усиление высыпаний может быть обнаружено оптической аппаратурой, радаром или риометрами. Высыпания меняют ионосферную проводимость и, как следствие, ионосферные токи, что фиксируется наземной магнитной аппаратурой. В работе [Safargaleev et al., 2010] для магнит-

ных и риометрических измерений в окрестности полуденного меридиана было показано (см. рис. 5*b* процитированной работе), что во время SI начало бухты в риометрическом поглощении совпадает с началом предварительного импульса, а также с первым всплеском активности в УНЧ-диапазоне (см. также [Пархомов и др., 2018]). Это дает основание использовать PI и/или УНЧ-отклик как инструмент для диагностики удара фронта МУВ по магнитопаузе в тех ситуациях, когда отсутствуют риометрические измерения.

На рисунке 2 представлена магнитограмма ст. B1N с временной разверткой, позволяющей соотнести начало PI с началом УНЧ-отклика на спектрограммах индукционных магнитометров и на осциллограмме LOZ. Видно, что в пределах временного разрешения данных IMAGE эти начала совпадают. Учитывая, что временное разрешение данных THEMIS (~3 с) выше, чем данных IMAGE и спектрограмм, для повышения точности последующих оценок за момент удара фронта МУВ по магнитопаузе примем момент $T_0 = 09:30:15$ UT, обозначенный на осциллограмме LOZ вертикальной штриховой линией с черной стрелкой.

Сгенерированному SI возмущению типа волны сжатия требуется еще какое-то время, чтобы в экваториальной плоскости магнитосферы пройти от магнитопаузы до того места, где эта волна инициирует высыпание из-за, например, развития электронно-циклотронной неустойчивости. Из рисунка 1*b* видно, что амплитуда PI максимальна на ст. HOR. Значит, ст. HOR находится у подножия силовых линий, проходящих в экваториальной плоскости магнитосферы через область, из которой инициируются высыпания, ответственные за генерацию PI. Согласно статистической картине расположения ионосферных проекции магнитосферных доменов [Newell and Meng, 1992], ст. HOR может находиться на границе между LLBL и пограничным плазменным слоем (*boundary plasma sheet*, BPS). При сделанных выше предположениях относительно локации HOR, путь, который в экваториальной плоскости магнитосферы проходит волна сжатия до того, как стимулирует высыпания, сравним с толщиной LLBL. Этот параметр даже при заданных параметрах межпланетной среды, определяющих конфигурацию дневной магнитосферы, не известен. Предположим, что он $\sim 1R_E$. При скорости распространения волны сжатия $V_A = 1000$ км/с, время распространения до области стимуляции высыпаний ~ 6 с, что сравнимо с временным разрешением данных IMAGE. Если для определения T_0 есть возможность использовать данные индукционных магнитометров, обладающие большим временным разрешением, эту поправку следует учитывать.

3.3. Измерения в переходной области (рис. 3)

Положение спутников TNE и THD относительно друг друга и, предположительно, относительно фронта головной ударной волны (УВ) и магнитопаузы (МП) показано на рис. 3*a* для двух значений давления солнечного ветра – 2 и 5 нПа, то есть до и после прохождения через спутники фронта МУВ. Здесь же показана примерная ориентация фронта МУВ в плоскости XY (жирная линия), рассчитанная по данным спутников THB и THC, находящимся в солнечном ветре. Отметим, что такая ориентация, возможно, является наиболее часто реализуемой для событий SI, поскольку может обеспечить статистический сдвиг в предполуденные часы максимума появления геомагнитных пульсаций $Pc1$, генерируемых ударом фронта МУВ по магнитопаузе.

Координаты спутников, а также положение и форма МП и УВ получены при помощи сервиса 4D Orbit Viewer, значения давления взяты по измерениям на спутнике WIND (рис. 1*c*, нижняя панель). В исследуемый момент времени спутники занимали следующие позиции THD $[X Y Z]_{GSE} = [12.703 -3.016 2.185]R_E$; TNE $[X Y Z]_{GSE} = [12.438 -3.012 2.373]R_E$. Заметим, что по оси Y спутники находились примерно на одном расстоянии от линии Солнце–Земля. Поэтому скорости распространения фронтов межпланетной и головной ударных волн, рассчитанные далее по времени запаздывания сигнала на спутнике TNE, можно считать X-компонентами скорости в системе GSE.

Перед тем, как спутники TNE и THD зафиксировали прохождения МУВ, скорость ионов по направлению к Земле составляла ~ 50 км/с, что примерно в 5 раз меньше V_x -компоненты скорости солнечного ветра на спутнике WIND (рис. 1*a*). Значительное уменьшение скорости ветра в переходной области согласуется, в целом, с результатами измерений других авторов и результатами численного моделирования, и объяснимо с физической точки зрения: вблизи линии Солнце–Земля эта компонента скорости уменьшается из-за наличия препятствия в виде магнитосферы. Таким образом, малое значение скорости свидетельствует в пользу того, что спутники TNE и THD находятся в переходной области, как и предсказывает сервис 4D Orbit Viewer.

Оба спутника сдвинуты от линии Солнце–Земля на утреннюю сторону. Согласно работе [Safargaleev et al., 2002], распределение инициированных SI пульсаций в диапазоне единиц герц имеет максимум около 10 MLT, что косвенно указывает на то, что контакт фронта неоднородности с магнитопаузой статистически приходится на предполуденный временной сектор. С этой точки зрения, положение спутников нельзя считать неудачным.

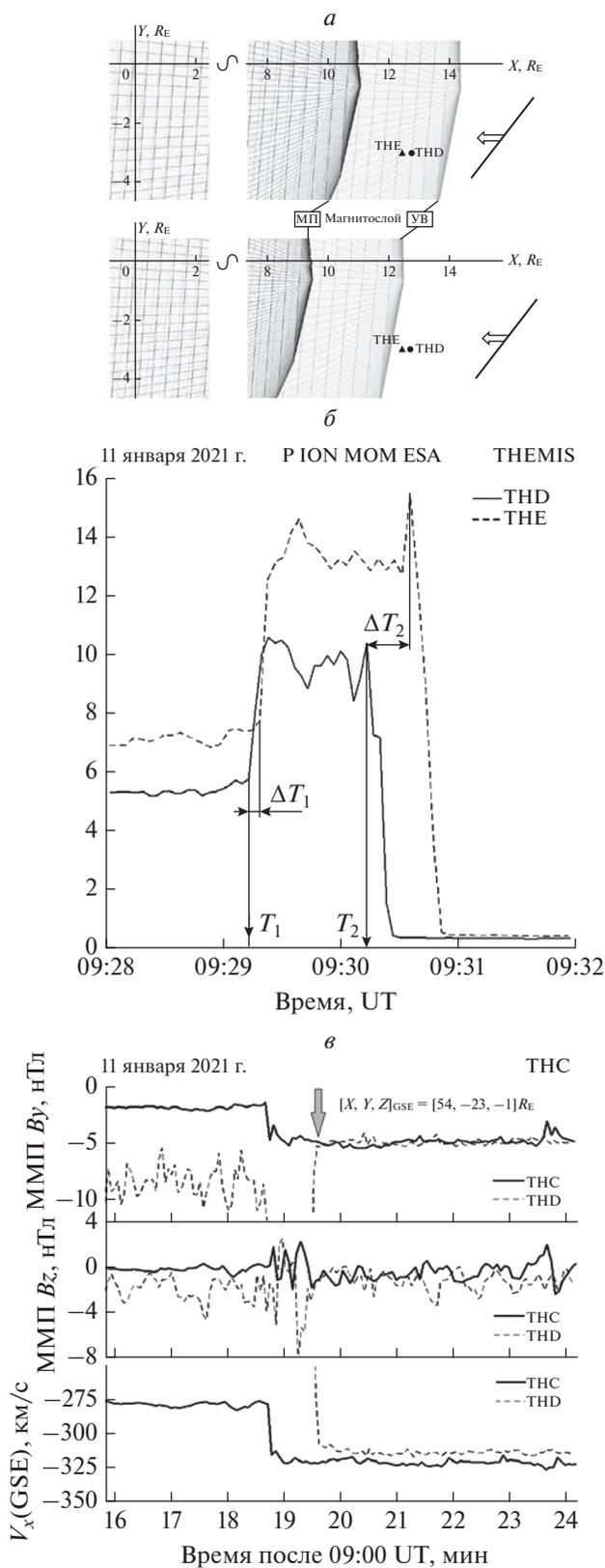


Рис. 3. (а) Положение спутников THEMIS относительно магнитопаузы и фронта ударной волны до (верхняя панель) и после (нижняя панель) прохода через спутники фронта SI. Примерная ориентация фронта показана жирной линией. (б) Вариация полного давления ионов на спутниках THEMIS, обусловленная прохождением через спутник фронта SI (момент T_1) и выходом спутников в солнечный ветер (момент T_2). Пояснения в тексте. (в) Сравнение интенсивности параметров межпланетной среды на спутниках THC и THD. Для облегчения сравнения, вариации параметров на спутнике THD (штриховая кривая) сдвинуты по времени таким образом, чтобы совместить начало SI на THC и THD.

Фронт МУВ прошел через спутник ТНД в момент $T_1 = 09:29:13$ UT (вертикальная черная стрелка на рис. 3б). Спутник ТНЕ находится дальше от головной ударной волны, поэтому прохождение SI было зафиксировано на нем с запаздыванием $\Delta T_1 \sim 6$ с. При расстоянии между спутниками $\Delta X_{D,E} \sim 1700$ км, запаздывание в 6 с соответствует скорости распространения МУВ $V_{xSI} \sim 280$ км/с, что на 50 км/с меньше скорости SI на спутнике WIND (рис. 1а). То, что SI распространяется в переходной области медленнее, чем в солнечном ветре, отмечалось ранее в ряде работ, например, [Koval et al., 2006a].

Время распространения SI от спутника ТНД до магнитопаузы рассчитывается как $T_0 - T_1$ и составляет в нашем случае 72 с. Чтобы оценить время распространения SI через весь магнитослой, нужно оценить временную добавку, обусловленную распространением SI от фронта ударной волны до спутника ТНД. Хотя нам известна скорость SI в магнитослое, расстояние ТНД до фронта ударной волны остается неизвестным параметром. До момента подхода SI к головной ударной волне, сервис 4D Orbit Viewer предлагает следующую модельную оценку этого расстояния $\Delta X_{yB,D} \sim 1.2R_E \sim 7680$ км. При рассчитанной выше скорости распространения SI в магнитослое $V_{xSI} \sim 280$ км/с, искомая временная добавка составляет 27 с. Ниже мы оценим эту добавку иным образом.

На рисунке 3б в моменты времени $T_2 = 09:30:30$ UT (серая вертикальная стрелка) и $T_2 + \Delta T_2$ ($\Delta T_2 \sim 22$ с) давление на обоих спутниках быстро уменьшается и становится существенно меньше, чем до момента T_1 , когда оба спутника находились в магнитослое. Принимая во внимание схему на рис. 3а, мы полагаем, что ослабление давления обусловлено выходом спутников в солнечный ветер из-за смещения фронта головной ударной волны к Земле. На рисунке 3в сравниваются параметры межпланетной среды на спутнике ТНС, находящемся в солнечном ветре значительно ближе к головной ударной волне, чем спутник WIND. Здесь время, обозначенное на горизонтальной оси, относится к измерениям на спутнике ТНС (жирная кривая), изначально находившемся в солнечном ветре. Прохождение фронта МУВ через этот спутник зафиксировано в $\sim 09:19$ UT (примерно на 10 мин раньше, чем на ТНД). Для удобства сравнения, измерения на спутнике ТНД (штриховая линия) сдвинуты таким образом, чтобы совместить начало SI на обоих спутниках. Видно, что после момента времени, отмеченного серой стрелкой (\sim момент T_2 на рис. 3), исследуемые параметры среды (V_y и V_x) отличаются по величине гораздо меньше, чем до этого момента. Величина V_z на обоих спутниках испытывает вариации около нулевого значения. Так как спутник ТНС продолжает при этом оставаться

в солнечном ветре, мы полагаем, что после момента T_2 , ТНД и ТНЕ действительно оказались в солнечном ветре где-то перед фронтом головной ударной волны. Иначе говоря, в момент T_2 фронт головной ударной волны прошел сначала через спутник ТНД, а потом, с задержкой $\Delta T_2 \sim 22$ с, через спутник ТНЕ. К этому времени расстояние между спутниками $\Delta X_{D,E}$ практически не изменилось, так что скорость движения фронта головной ударной волны $V_{xVB} \sim 80$ км/с.

Для расчета положения подсолнечной точки головной ударной волны в он-лайн сервисе OMNI используется следующее выражение из работы [Farris and Russel, 1994]:

$$Rt = Rmp * [1.0 + 1.1 * ((2/3) * Mms^{**2} + 2) / ((8/3) * Mms^{**2} - 1)], \quad (1)$$

где Rt и Rmp расстояние от Земли до подсолнечной точки на головной ударной волне и магнитопаузы, соответственно, Mms — магнитозвуковое число Маха. Согласно этому выражению, положение ударной волны определяется положением магнитопаузы и параметрами набегающего потока солнечного ветра (второе слагаемое в квадратных скобках). В исследуемом случае база OMNI дает следующие значения параметра набегающего потока: $Mms = 6$ перед фронтом МУВ и $Mms = 6.5$ за фронтом МУВ. При этих значениях выражение (1) дает $Rt = Rmp * [1.0 + 0.307]$ перед фронтом МУВ и $Rt = Rmp * [1.0 + 0.303]$ за фронтом МУВ. Видно, что изменение положения подсолнечной точки на фронте головной ударной волны определяется преимущественно изменением положения магнитопаузы, в то время как изменение параметров солнечного ветра дают вклад только в третьем знаке после запятой. Для рассматриваемого случая это может означать, что заметное смещение ударной волны к Земле начнется вместе со смещением магнитопаузы, то есть в момент T_0 . Отметим, что это предположение не согласуется с результатами моделирования [Samsonov et al., 2006], показывающими, что фронт головной ударной волны начинает двигаться сразу же после взаимодействия с SI. Возможно, это имело место и в рассматриваемом случае, но смещение было вызвано вторым слагаемым в выражении (1) и, следовательно, было невелико до тех пор, пока не началось смещение магнитопаузы.

Учитывая вышесказанное, поправку на время распространения SI от фронта ударной волны до спутника ТНД можно оценить по следующей формуле:

$$\Delta t' = (T_2 - T_0 + 6 \text{ с}) / (V_{xVB} / V_{xSI}), \quad (2)$$

где $T_2 = 09:30:30$ UT — момент прохождения фронта головной ударной волны через ТНД (см. рис. 3б), $T_0 = 09:30:15$ UT — 6 с — момент удара SI по магнитопаузы (см. рис. 2, нижняя панель) с по-

правкой на время распространения SI внутри магнитосферы от магнитопаузы до области стимуляции высыпаний, $V_{xyb} \sim 80$ км/с – скорость фронта головной ударной волны, $V_{xSI} \sim 280$ км/с – скорость распространения SI в магнитослое. При приведенных выше значениях, поправка, рассчитанная по формуле (2), составляет 6 с, что примерно в два раза больше временного разрешения данных спутника THD и в 5 раз меньше, чем дает сервис 4D Orbit Viewer (через расстояние THD до фронта ударной волны).

Обобщим результаты раздела следующим образом. Мы оценили время распространения SI через магнитослой, T_{MC} . Это время составляет ~ 1 мин и складывается из времени распространения возмущения от фронта головной ударной волны до ближайшего к фронту спутника THD и далее от спутника до магнитопаузы.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В работе [Samsonov et al., 2006], без указания источника информации, указано, что время распространения МУВ через подсолнечную область магнитослоя составляет примерно одну минуту, что согласуется с нашей оценкой. При этом не понятно, о каких исследованиях – модельных расчетах или спутниковых измерениях – идет речь. В работе [Villante et al., 2004] было исследовано 20 случаев SI по схожему с нашим методу. Время распространения SI через переходную область составило 3–4 мин. Столь заметное расхождение с нашей оценкой обусловлено, вероятнее всего, следующими двумя факторами. (1) Момент прихода МУВ к ударной волне рассчитывался исходя из измерений на удаленном спутнике WIND, в то время как в исследованной нами ситуации спутник THD находился в непосредственной близости от головной ударной волны. (2) В качестве первого наземного отклика на SI в работе [Villante et al., 2004] принимались геомагнитные пульсации, являющиеся, по мнению авторов, ионосферным признаком волн на магнитопаузе. В нашем случае первым наземным признаком удара по магнитопаузе были реакция ионосферных токов на инициированные SI высыпания – предварительный импульс, и связанный с ним по времени всплеск активности в УНЧ-диапазоне. Оба признака имеют отчетливые начала, временное разрешение данных высокое (частота опроса индукционных магнитометров составляет 40 Гц), скорость высыпающихся частиц во много раз больше скорости волн, что не требует учета времени распространения волны вдоль геомагнитной силовой линии от области взаимодействия до наземного наблюдателя.

Из рисунка 3в видно, что на фронте МУВ в солнечном ветре (данные спутника TNS на средней панели) Bz -компонента ММП менялась не-

значительно, причем в сторону положительных значений. Это означает, что полученную в работе оценку нельзя использовать для изучения отклика магнитосферы на такую геоэффективную вариацию солнечного ветра, как резкий поворот Bz на юг. Согласно модельным расчетам [Samsonov et al., 2017], время прохождения возмущения в виде смены ориентации Bz через магнитослой составляет 14 мин.

Полученные нами оценки позволяют оценить протяженность магнитослоя вдоль линии, на которой расположены спутники THD и TNE. МГД-модель [Koval et al., 2005] предполагает, что скорость распространения фронта возмущения в магнитослое уменьшается от головной ударной волны к магнитопаузе, однако авторы не смогли подтвердить это экспериментально. Предположим, что $V_{xSI} \sim 280$ км/с является постоянной величиной. Для значения времени распространения SI через переходную область, $T_{MC} \sim 1$ мин, получим толщину этой области ~ 16800 км ($\sim 2.6R_E$). В предположении равнозамедленного движения фронта SI, когда у магнитопаузы $V_{xSI} \sim 0$ км/с, получим толщину слоя $3.9R_E$. Отметим, что сервис 4D Orbit Viewer дает для этого параметра промежуточную величину $3.4R_E$.

Удачное расположение спутников THD и TNE не только относительно друг друга, но и по отношению к фронту головной ударной волны, позволило оценить скорость смещения фронта по направлению к Земле. В предположении, что фронт смещается не в результате непосредственного воздействия на него скачка давления, а следует смещению магнитопаузы, эта скорость составила $V_{xyb} \sim 80$ км/с.

Привлечение к анализу (а именно, к определению момента удара SI по магнитопаузе) данных среднеширотного индукционного магнитометра ИЗМИРАН показало, что область применения данного метода не ограничивается участком авроральной зоны вблизи сети IMAGE. Отметим также работу [Пархомов и др., 2018], где отмечается, что инициированный SI всплеск в диапазоне единиц герц может быть зарегистрирован и на станциях, находящихся в момент удара в вечернем секторе.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Время распространения возмущения солнечного через переходную область между фронтом ударной волны и дневной магнитопаузой является важным параметром для исследований солнечно-земных связей. Традиционно это время оценивается путем численного моделирования. Принимая во внимание слабую изученность переходной области, к результатам моделирования следует относиться с осторожностью и, при воз-

возможности, провести экспериментальную проверку по реальным измерениям, что и было сделано в данной работе.

В работе проанализирован уникальный случай, когда во время скачка давления солнечного ветра (SI) у подсолнечной точки ударной волны находились два спутника THEMIS, а удачное расположение наземной магнитометрической аппаратуры позволило определить момент удара фронта неоднородности по методике, ранее предложенной в работе [Safargaleev et al., 2010]. Время распространения SI в магнитослое составило для рассматриваемого события ~1 мин, что согласуется с модельными расчетами, но оказывается в 2–3 раза меньше, чем оценка, сделанная ранее [Villante et al., 2004], также с привлечением данных наземных наблюдений. Определена скорость распространения SI в магнитослое (~280 км/с) и скорость смещения к Земле фронта ударной волны (~80 км/с). Сделана оценка толщины переходной области (2.6–3.9 R_E).

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные спутников THEMIS и WIND взяты из базы данных CDAWeb (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html/>). Провайдеры данных THEMIS V. Angelopoulos, U. Auster, K.H. Glassmeier, W. Baumjohann C.W. Carlson и J. McFadden (UCB, TUBS, IWF, NASA NAS5-02099). Провайдер данных WIND K. Ogilvie (NASA GSFC). Мы благодарны FMI/GEO и другим институтам, которые поддерживают сеть магнитометров IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/www/index.php?>). Результаты, представленные в этой статье, основаны на данных, собранных в AVG. Мы благодарим Индийский институт геомагнетизма за поддержку его деятельности и INTERMAGNET за продвижение высоких стандартов практики магнитных обсерваторий (www.intermagnet.org). Он-лайн процедура 4D Orbit Viewer доступна по адресу (<https://sscweb.gsfc.nasa.gov/tipsod/>). Геомагнитные координаты и местное время определялись он-лайн на сайте виртуальной обс. VITMO (https://cohoweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm_vitmo.html). Спектрограммы индукционных магнитометров ПГИ размещены на сайте ПГИ (<http://aurora.pgia.ru:8071/?p=0>). Данные индукционных магнитометров предоставлены Ю.В. Федоренко (ПГИ) и П.Е. Терешенко (СПбФ ИЗМИРАН). ВС благодарит А.В. Сафаргалева (ООО ЛСР) за помощь в работе и штат обсерватории Ловозеро за самоотверженный труд по поддержке наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Гильельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 208 с. 1973.

– Пархомов В.А., Бородкова Н.Л., Яхнин А.Г., Торо Райта, Цэгмэд Б., Хомутов С.Ю., Пашинин А.Ю., Чиликин В.Э., Мочалов А.А. Два типа отклика магнитосферы в геомагнитных пульсациях PSc на взаимодействие с межпланетными ударными волнами // Солнечно-земная физика. Т. 4. № 3. С. 68–83. 2018. <https://doi.org/10.12737/szf-43201808>

– *Andréová K.* The study of instabilities in the solar wind and magnetosheath and their interaction with the Earth's magnetosphere // *Planetary and Space Science*. V. 57. P. 888–890. 2009.

<https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.12.005>

– *Araki T.* Global structure of geomagnetic sudden commencements // *Planet. Space Sci.* V. 25. № 4. P. 373–384. 1977.

[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(77\)90053-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(77)90053-8)

– *Farris M.H., Russell C.T.* Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models // *J. Geophys. Res.* V. 99. № 9. P. 17681–17689. 1994.

<https://doi.org/10.1029/94JA01020>

– *Farrugia C.J., Freeman M.P., Cowley W.H., Southwood D.J., Lockwood M., Etemadi H.* Pressure driven magnetopause motions and attendant response on the ground // *Planet. Space Sci.* V. 37. № 5. P. 589–607. 1989.

[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90099-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90099-8)

– *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. № 2. A02104. 2005.

<https://doi.org/10.1029/2004JA010649>

– *Koval A., Šafránková J., Němeček Z., Přeč L.* Deformation of interplanetary shock fronts in the magnetosheath // *Geophys. Res. Lett.* V. 32. № 15. L15101. 2005.

<https://doi.org/10.1029/2005GL023009>

– *Koval A., Šafránková J., Němeček Z., Přeč L.* Propagation of interplanetary shocks through the solar wind and magnetosheath // *Advances in Space Research*. V. 38. № 3. P. 552–558. 2006a.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.023>

– *Koval A., Šafránková J., Němeček Z., Samsonov A.A., Přeč L., Richardson J. D., Hayosh M.* Interplanetary shock in the magnetosheath: Comparison of experimental data with MHD modeling // *Geophys. Res. Lett.* V. 33. № 11. L11102. 2006b.

<https://doi.org/10.1029/2006GL025707>

– *Newell P.T., Meng C.-I.* Mapping the dayside ionosphere to the magnetosphere according to particle precipitation characteristics // *Geophys. Res. Lett.* V. 19. № 6. P. 609–612. 1992.

<https://doi.org/10.1029/92GL00404>

– *Ridley A.J.* Estimations of the uncertainty in timing the relationship between magnetospheric and solar wind processes // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 62. № 9. P. 757–771. 2000.

[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00057-2](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00057-2)

– *Safargaleev V., Kozlovsky A., Honary F., Voronin A.* Geomagnetic disturbances on ground associated with particle precipitation during SC // *Ann. Geophys.* V. 28. № 1. P. 247–265. 2010.

<https://doi.org/10.5194/angeo-28-247-2010>

- *Safargaleev V., Kangas J., Kozlovsky A., Vasilyev A.* Burst of ULF noise excited by sudden changes of solar wind dynamic pressure // *Ann. Geophys.* V.20. № 11. P. 1751–1761. 2002.
<https://doi.org/10.5194/angeo-20-1751-2002>
- *Samsonov A.A., Nemeček Z., Šafránková J.* Numerical MHD modeling of propagation of interplanetary shock through the magnetosheath // *J. Geophys. Res.* V. 111. № 82. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011537>
- *Samsonov A.A., Sibeck D.G., Imber J.* MHD simulation for the interaction of an interplanetary shock with the Earth's magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 112. № 12. A12220. 2007.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012627>
- *Samsonov A.A., Sibeck D.G., Dmitrieva N.P., Semenov V.S.* What Happens Before a Southward IMF Turning Reaches the Magnetopause? // *Geophys. Res. Lett.* V. 44. № 18. P. 9159–9166. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017GL075020>
- *Shue J.-H., Chao J.K., Fu H.C., Russell C.T., Song P., Khurana K.K., Singer H.J.* A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape // *J. Geophys. Res.* V. 102. № 5. P. 9497–9511. 1997.
<https://doi.org/10.1029/97JA00196>
- *Villante U., Lepidi S., Francia P., Bruno T.* Some aspects of the interaction of interplanetary shocks with the Earth's magnetosphere: an estimate of the propagation time through the magnetosheath // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 66. № 5. P. 337–341. 2004.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.01.003>
- *Zastenker G.N., Nozdrachev M.N., Nemecek Z., Safrankova J., Paularena K.I., Richardson J.D., Lepping R.P., Mukai T.* 2002. Multispacecraft measurements of plasma and magnetic field variations in the magnetosheath: comparison with Spreiter models and motion of the structures // *Planet. Space Sci.* V. 50. № 5–6. P. 601–612. 2002.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00039-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00039-9)

УДК 550.338.1

ВЛИЯНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА СТРУКТУРУ НОЧНЫХ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ

© 2022 г. В. Г. Воробьев^{1, *}, О. И. Ягодкина^{1, **},
Е. Е. Антонова^{2, 3, ***}, И. П. Кирпичев^{3, ****}

¹Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобелыцина Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия

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

*e-mail: vorobjev@pgia.ru

**e-mail: oksana41@mail.ru

***e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

****e-mail: ikir@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 06.04.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Данные спутников серии DMSP использованы для исследования характеристик ионных и электронных высыпаний в ночном секторе авроральной зоны в магнитоспокойные периоды при экстремальных значениях динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). Показано, что давление ионов на границе изотропизации увеличивается с ростом P_{sw} и может достигать уровня 4–6 нПа при $P_{sw} = 20–22$ нПа. Широтные профили ионного давления, полученные при различных уровнях P_{sw} , указывают на то, что увеличение P_{sw} сопровождается расширением области ионных высыпаний и смещением границы изотропии в более низкие широты. Так при $\langle P_{sw} \rangle = 0.5$ нПа широта границы изотропии составляет $\sim 70.4^\circ$ CGL, а при $\langle P_{sw} \rangle = 16.3$ нПа смещается к экватору до $\sim 64.6^\circ$ CGL. С уменьшением уровня P_{sw} значительно уменьшаются потоки энергии высыпающихся электронов. При $P_{sw} < \sim 2.0$ нПа сияния в области аврорального овала можно отнести к типу субвизуальных. При экстремально низких значениях динамического давления, $P_{sw} = \sim 0.2$ нПа, отождествить зону электронных и ионных высыпаний становится крайне проблематично.

DOI: 10.31857/S0016794022060165

1. ВВЕДЕНИЕ

В экваториальной плоскости магнитосферы, главным образом, из-за изменения радиуса кривизны силовых линий по мере удаления от Земли происходит изотропизация питч-углового распределения энергичных частиц [Sergeev et al., 1993]. Радиальное расстояние, на котором возникает изотропизация, зависит от энергии частиц: чем меньше энергия, тем в среднем дальше от Земли происходит изотропизация. В области изотропной плазмы ее свойства остаются постоянными вдоль геомагнитной силовой линии, что позволяет определять характеристики магнитосферной плазмы по наблюдениям высыпающихся частиц на высотах ионосферы. В работе [Newell et al., 1996] по данным низкоорбитальных спутников серии DMSP выделена граница, названная границей b2i, на которой поток энергии высыпающихся ионов достигает максимума. Статистически по-

казано [Newell et al., 1998], что положение b2i хорошо соответствует границе изотропизации (ГИ) ионов с энергией 30 кэВ.

Одним из наиболее важных параметров магнитосферы является давление плазмы. В условиях магнитостатического равновесия давление плазмы в значительной мере определяет распределение продольных токов и устойчивость плазменных магнитосферных доменов. Усредненное распределение давления плазмы в окружающем Землю плазменном кольце на геоцентрических расстояниях от 6 до 10 Re получено в работах [Кирпичев и Антонова, 2011; Antonova et al., 2014] по данным спутников проекта THEMIS. В работе [Tsyganenko and Mukai, 2003] наблюдения спутника GEOTAIL на расстояниях от 10 до 50 Re в ночной магнитосфере использованы для создания 2D модели распределения давления плазмы. Результаты этого исследования указывают на зна-

чительный рост давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы с увеличением динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). По данным спутников DMSP давление ионов в ночном секторе авроральной зоны на границе b2i в зависимости от P_{sw} исследовалось в работе [Воробьев и др., 2019], где обнаружена фактически линейная связь этих параметров.

Результаты цитируемых выше исследований получены путем обработки больших массивов, в которых статистически значимые наборы данных по динамическому давлению солнечного ветра представлены, главным образом, в интервале P_{sw} от 1.0 до 6.0 нПа. Целью настоящей работы является изучение структуры ионных и электронных высыпаний, определение особенностей широтного распределения высыпающихся авроральных частиц и величины ионного давления на ГИ и при экстремальных значениях динамического давления солнечного ветра. Под экстремальными значениями динамического давления будем понимать значения $P_{sw} < 1.0$ нПа и $P_{sw} > 6.0$ нПа. Такие значения P_{sw} выходят за рамки обычно используемых баз данных и возможны только в результате анализа отдельных, специально отобранных для этих целей событий.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы данные спутников DMSP F6 и F7 за полный 1986 г. и данные спутников этой же серии за отдельные, специально выбранные периоды. Спутники серии DMSP каждую секунду регистрировали спектры высыпающихся ионов и электронов в диапазоне энергий от 30 эВ до 30 кэВ. Исправленные геомагнитные координаты (CGL, MLT) траектории спутника на высоте 110 км рассчитывались по модели AACGM [Baker and Wing, 1989].

Методика определения ионного давления по измерениям спутников DMSP впервые была опубликована в [Wing and Newell, 1998]. В настоящей работе использован модифицированный вариант этой методики, предложенный в работе [Stepanova et al., 2006]. Давление ионов рассчитывается в предположении максвелловского распределения частиц по энергиям, что, несмотря на регистрируемые немаксвелловские энергичные хвосты функций распределения, не приводит к значительным ошибкам при вычислении давления в рассматриваемых областях [Kirpichev et al., 2021]. Чтобы избежать значительного влияния суббуревых процессов на результаты исследования, важным критерием при отборе данных и интервалов исследования являлся низкий уровень магнитной активности в авроральной зоне, $AL > -200$ нТл.

Для изучения влияния экстремально больших уровней P_{sw} на величину ионного давления были отобраны магнитные бури, перед началом главной фазы которых при положительных значениях Dst индекса наблюдались большие значения P_{sw} . Такие интервалы классически именуется как фазы DCF (disturbance of corpuscular flux) магнитных бурь. При условии низкого уровня магнитной активности в авроральной зоне таким интервалам соответствовали фазы DCF магнитных бурь 13–14 июня 1998 г., 16–17 апреля 1999 г., 18–19 марта 2002 г., 19–20 ноября 2007 г. и 31 мая 2013 г. Магнитным бурям 31 мая 2013 г. и 18 марта 2002 г. предшествовали магнитоспокойные периоды длительностью более 24 ч, которые были использованы для изучения широтного распределения характеристик высыпающихся частиц при низких и экстремально низких значениях P_{sw} .

Для анализа вариаций индексов геомагнитной активности и параметров межпланетной среды использовались данные, представленные в (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> и <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

3. ВЛИЯНИЕ P_{sw} НА ВЕЛИЧИНУ ИОННОГО ДАВЛЕНИЯ

Потоки энергии ионов (J_i) и их средние энергии (E_i) в ночном секторе авроральной зоны постепенно увеличиваются с уменьшением широты, достигая максимума на экваториальном крае высыпаний. В соответствии с [Newell et al., 1996], положение максимума J_i определялось в качестве границы изотропизации. Экваториальнее ГИ потоки энергии высыпающихся ионов быстро падают. Таким образом, ГИ определяет положение максимума ионного давления, а ее широта — наиболее экваториальную область ионосферы, ионное давление в которой можно проецировать в экваториальную магнитосферу.

Из-за специфики траекторий спутников DMSP максимальное число спутниковых пересечений области авроральных высыпаний в периоды отобранных для исследования событий располагалось в секторе 18:00–21:00 MLT. На рисунке 1а по статистическому набору данных за 1986 г. показана зависимость ионного давления на ГИ от динамического давления солнечного ветра в этом секторе MLT (линия 1). Так как граница изотропизации не является изобарой, величина ионного давления на ГИ зависит от MLT. Для сравнения на рис. 1а (линия 2) представлены аналогичные данные в секторе 21:00–24:00 MLT из работы [Воробьев и др., 2019]. Рисунок показывает, что на ГИ давление ионов в секторе 21:00–24:00 MLT несколько выше, чем давление в секторе 18:00–21:00 MLT. Это наглядно отображается вертикальной штриховой линией, проведенной на уровне $P_{sw} = 6$ нПа, при котором давление ионов в секторе 18:00–21:00 MLT составляет ~ 1.0 нПа,

а в секторе 21:00–24:00 MLT ~ 1.3 нПа. Средне-квадратичное отклонение данных на рис. 1а составляет ~ 0.2 – 0.3 нПа и более детально обсуждается в работе [Воробьев и др., 2019].

На рисунке 1б показано ионное давление на ГИ в секторе 18:00–21:00 MLT с привлечением данных за периоды фазы DCF, отобранных нами магнитных бурь. Сплошная линия около начала осей координат соответствует данным, показанным на рис. 1а, линия 1. Штриховая линия соответствует уравнению линейной регрессии, полученному по всем точкам на графике (коэффициент линейной корреляции $r = 0.82$). Разброс точек значительный, но очевиден близкий к линейному рост ионного давления с увеличением P_{sw} . Отдельно стоящая точка на графике при $P_{sw} = 19.3$ нПа указывает на то, что давление ионов на ГИ может достигать величины ~ 10 нПа.

4. ШИРОТНЫЕ ПРОФИЛИ ХАРАКТЕРИСТИК АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ P_{sw}

При спокойных условиях динамическое давление солнечного ветра обычно не превышает ~ 3 нПа. Так, в работе [Tsyganenko and Mukai, 2003] среднее $P_{sw} \sim 2.2$ нПа, а по данным за 1986 г. ~ 2.4 нПа. В событии 18 марта 2002 г. наблюдался резкий скачок динамического давления солнечного ветра, зарегистрированный как SSC в 13:22 UT, после которого динамическое давление солнечного ветра оставалось очень высоким в течение ~ 10 ч, варьируясь в интервале 14–20 нПа. Данные спутников DMSP за этот период использованы для определения широтного распределения ионного давления и потоков энергии высыпающихся электронов при экстремально высоких уровнях P_{sw} . На рисунке 2 (верхняя панель) представлен широтный профиль ионного давления, полученный усреднением по 10 пересечениям спутников DMSP зоны авроральных высыпаний. По горизонтальной оси на рисунке отложена исправленная геомагнитная широта (CGL). Усреднение проводилось методом наложения эпох относительно границы изотропизации, среднее положение которой составило $\langle \Phi \rangle = 64.6^\circ$ CGL, $\langle MLT \rangle = 20.4$, $\langle AL \rangle = -44$ нТ. При величине динамического давления солнечного ветра $\langle P_{sw} \rangle = 16.3$ нПа ионное давление на границе изотропизации $\langle Pi \rangle = 5.1$ нПа.

Среднее широтное распределение потоков энергии электронных высыпаний (Je) показано на нижней панели рис. 2. Максимальные значения Je , как и в работах [Yahnin et al., 1997; Старков и др., 2005], регистрируются к полюсу от ГИ в области овала дискретных форм сияний, ширина которого составляет около 2° CGL.

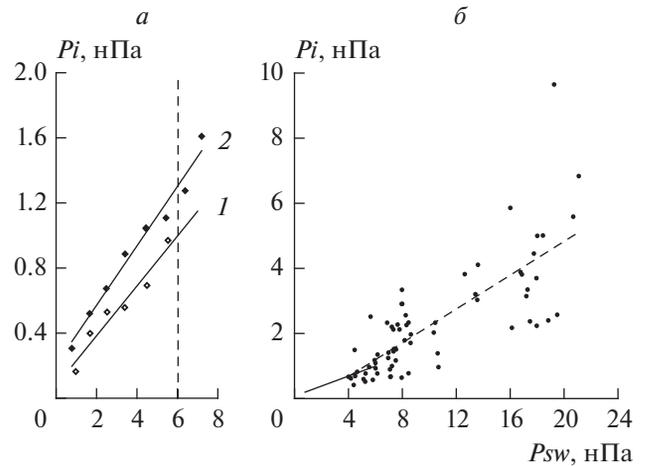


Рис. 1. (а) – давление ионов на границе изотропизации (ГИ) в зависимости от динамического давления солнечного ветра (P_{sw}): 1 – в секторе 18:00–21:00 MLT, 2 – в сектор 21:00–24:00 MLT. (б) – давление ионов на ГИ в секторе 18:00–21:00 MLT в периоды экстремально больших значений P_{sw} .

Интенсивность аврорального свечения можно оценить с использованием методики, предложенной в [Воробьев и др., 2013]. В этой работе для расчета интенсивности эмиссии 557.7 нм принимались во внимание процессы образования электронно-возбужденного атома $O(^1S)$ в результате переноса энергии возбуждения из метастабильного состояния $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, возбуждение $O(^3P)$ первичными и вторичными электронами и диссоциативная рекомбинация. Согласно этой методике, интенсивность эмиссии [OI] 557.7 нм в пиковых значениях Je составляет примерно 1.4 кР. Высыпания экваториальнее границы изотропизации связаны с диффузным свечением, интенсивность которого быстро уменьшается с уменьшением широты.

До начала возмущений в солнечном ветре в событии 18 марта 2002 г. динамическое давление солнечного ветра длительное время оставалось на уровне около ~ 2 нПа. На рисунке 3 показаны средние характеристики ионных и электронных высыпаний за этот период. Формат рисунка такой же, как и на рис. 2. На верхней панели показано среднее широтное распределение ионного давления. При среднем динамическом давлении $\langle P_{sw} \rangle = 2.1$ нПа давление ионов на ГИ составило $\langle Pi \rangle = 0.7$ нПа; среднее положение ГИ $\langle \Phi \rangle = 68.6^\circ$ CGL. Таким образом, при уменьшении уровня $\langle P_{sw} \rangle$ от 16.3 до 2.1 нПа граница изотропизации сместилась на $\sim 4^\circ$ к полюсу, а уровень ионного давления на ГИ уменьшился в ~ 7 раз.

Как и при высоких уровнях P_{sw} , максимальные значения потоков энергии высыпающихся электронов регистрируются к полюсу от ГИ. Ши-

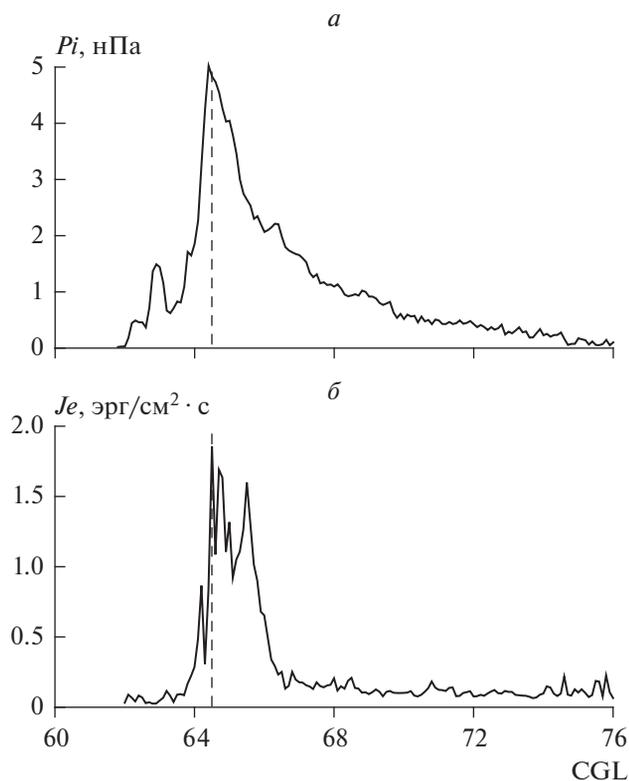


Рис. 2. Средние широтные профили ионного давления (верхняя панель) и потоков энергии высыпавшихся электронов (нижняя панель) при $\langle P_{sw} \rangle = 16.3$ нПа. Вертикальная штриховая линия – положение границы изотропизации.

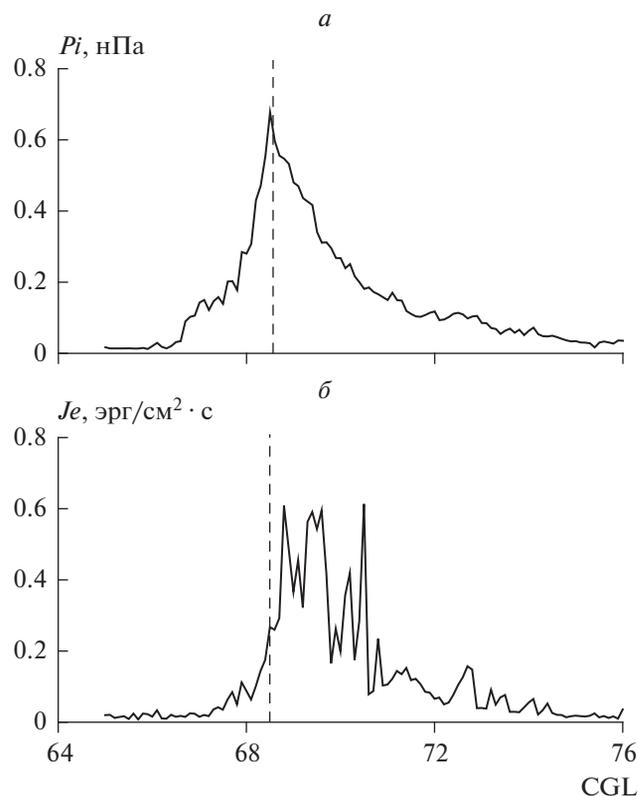


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для $\langle P_{sw} \rangle = 2.1$ нПа: среднее положение ГИ $\langle \Phi' \rangle = 68.6^\circ$ CGL, $\langle \text{MLT} \rangle = 20.0$ при $\langle \text{AL} \rangle = -49$ нТл.

рина области высыпаний аврорального овала существенно не изменилась и составляет $\sim 2^\circ$ CGL, но интенсивность свечения эмиссии [OI] 557.7 нм в пиковых значениях Je уменьшилась до 0.5 кР. Дискретные формы такой интенсивности относятся к очень слабым визуальным сияниям.

В спокойный период до начала магнитной бури 31 мая 2013 г. наблюдался еще более низкий уровень P_{sw} , величина которого была менее 1 нПа. На верхней панели рис. 4 показан широтный ход ионного давления для $\langle P_{sw} \rangle = 0.5$ нПа. По сравнению с данными на рис. 3 положение ГИ сместилось еще на $\sim 2^\circ$ к полюсу на широту $\langle \Phi' \rangle = 70.4^\circ$ CGL, а уровень ионного давления на границе изотропизации уменьшился до $\langle Pi \rangle = 0.1$ нПа.

Как и при более высоких уровнях динамического давления солнечного ветра максимальные значения потоков энергии высыпавшихся электронов регистрируются на границе изотропизации и к полюсу от нее. Ширина области высыпаний аврорального овала, как и прежде, составляет около 2° CGL. Пиковые значения интенсивности свечения [OI] 557.7 нм оценены в 0.12–0.16 кР, что примерно соответствует уровню свечения ночного неба. Всплески интенсивности на широтах

выше $\sim 72^\circ$ CGL относятся к высыпаниям полярной шапки.

Наиболее низкий уровень динамического давления солнечного ветра наблюдался 30 мая 2013 г. в интервале 18:30 UT–20:30 UT. На рисунке 5 представлены данные, полученные спутниками F18 в 19:51 UT (а) и F17 в 20:19 UT (б) в южном полушарии при $P_{sw} = 0.23$ нПа. Средние 5-мин значения AL индекса составляли -26 и -29 нТл соответственно. Рисунок показывает, что при таких экстремально спокойных условиях становится крайне проблематично отождествить зону ионных высыпаний и определить положение границы изотропизации. Величина ионного давления варьируется относительно среднего уровня ~ 0.02 нПа с хаотически появляющимися пиковыми значениями до ~ 0.06 нПа. Средний уровень Je также очень низкий с мелкомасштабными усилениями до 0.2–0.4 эрг/см² с, которые, возможно, отражают наличие слабых субвизуальных форм сияний.

Сопоставление данных, представленных на рисунках 2–5, уверенно демонстрирует, что величина максимума ионного давления в авроральной зоне, широтное положение границы изотропизации и уровень потока энергии электронов, высы-

пающихся в зоне аврорального овала, существенным образом зависят от динамического давления солнечного ветра. С ростом P_{sw} уровень ионного давления увеличивается, в то время как ГИ смещается в более низкие широты. Так при $\langle P_{sw} \rangle = 16.3$ нПа широта ГИ составляет $\sim 64.6^\circ$ CGL, величина ионного давления — $\langle P_i \rangle = 5.1$ нПа, а при $\langle P_{sw} \rangle = 0.5$ нПа широта ГИ уже 70.4° CGL, а $\langle P_i \rangle = 0.1$ нПа.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Данные спутников серии DMSF использованы для исследования характеристик ионных и электронных высыпаний в секторе 18–21 MLT авроральной зоны при экстремальных значениях динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). Основные результаты, полученные в работе, можно сформулировать следующим образом:

1. Давление ионов на границе изотропизации в секторе 18:00–21:00 MLT составляет ~ 0.8 от ионного давления в секторе 21:00–24:00 MLT.

2. При экстремально высоких уровнях динамического давления солнечного ветра давление ионов на ГИ увеличивается с ростом P_{sw} и может достигать уровня 4–6 нПа при $P_{sw} = 20$ –22 нПа.

3. Получены широтные профили ионного давления при средних уровнях динамического давления 0.5, 2.1 и 16.3 нПа, указывающие на то, что увеличение P_{sw} сопровождается не только ростом давления плазмы в авроральной зоне, но и расширением области ионных высыпаний, главным образом, за счет смещения ГИ в более низкие широты. Так при $\langle P_{sw} \rangle = 0.5$ нПа широта ГИ составляет $\sim 70.4^\circ$ CGL, а при $\langle P_{sw} \rangle = 16.3$ нПа уже $\sim 64.6^\circ$ CGL.

4. С уменьшением уровня динамического давления солнечного ветра широтные размеры области высыпаний аврорального овала существенно не изменяются, но значительно уменьшаются потоки энергии высыпавшихся электронов и, соответственно, интенсивность аврорального свечения.

5. При экстремально низких значениях динамического давления, $P_{sw} = \sim 0.23$ нПа, не удастся надежно отождествить зону электронных и ионных высыпаний и определить положение границы изотропизации.

В работе [Roach and Jamnick, 1958] было отмечено, что самое слабое свечение, которое в ночном небе способен различить человеческий глаз, должно быть в 3 или 4 раза интенсивнее, чем нормальное свечение ночного неба. Как в красной, так и в зеленой линии атомарного кислорода интенсивность свечения чистого ночного неба в высоких широтах составляет ~ 0.15 – 0.20 кР. Таким образом, при $P_{sw} < \sim 2.0$ нПа сияния в области аврорального овала можно отнести к типу субвизуальных. Однако большие мелкомасштабные пи-

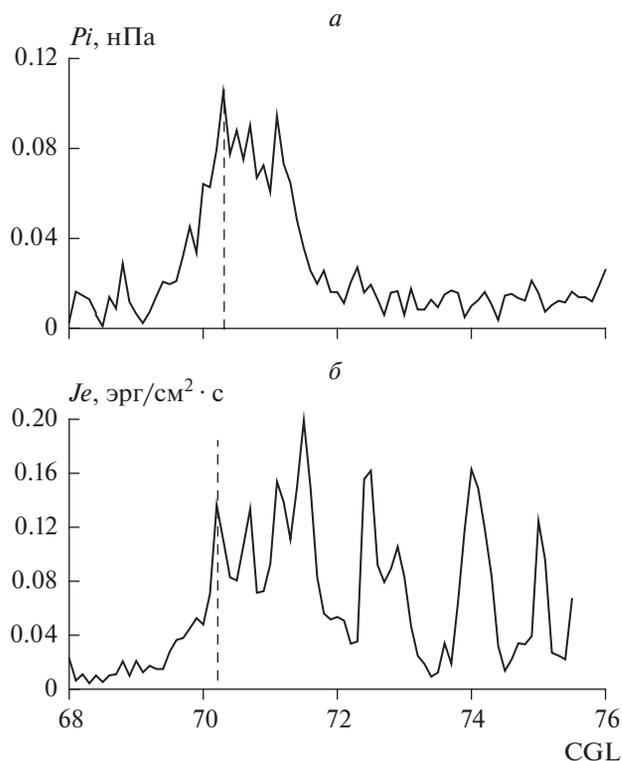


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для $\langle P_{sw} \rangle = 0.5$ нПа: среднее положение ГИ $\langle \Phi \rangle = 72.2^\circ$ CGL, $\langle \text{MLT} \rangle = 20.4$ при $\langle AL \rangle = -26$ нТл.

ки, наблюдаемые в широтном распределении J_e , не исключают возможности появления в отдельные периоды слабых визуальных форм сияний.

Авроральные высыпания на широтах выше границы изотропизации рассматриваются как изотропные. В области изотропных высыпаний в условиях магнитоэстатического равновесия давление плазмы постоянно вдоль силовой линии геомагнитного поля и его можно использовать в качестве “маркера” при определении давления в экваториальной плоскости магнитосферы. Такой метод, названный методом “морфологического проецирования”, был предложен в работах [Paschmann et al., 2002; Antonova et al., 2018] и использовался нами ранее в работах [Антонова и др., 2014; Кирпичев и др., 2016]. Метод основан на сопоставлении широтного распределения давления на высотах ионосферы с распределением давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы. Для определения ионного давления в магнитосфере были использованы наблюдения спутников THEMIS. Радиальное распределение давления в экваториальной плоскости ($Z_{SM} = 0 \pm 1$ Re) на меридиане $\text{MLT} = 20 \pm 1$ показано на рисунке 6а. Профиль давления получен для магнитоспокойных условий ($AL > -200$ нТ, $Dst > -20$ нТ, $P_{sw} = 2.0 \pm 0.2$ нПа), которые идентичны услови-

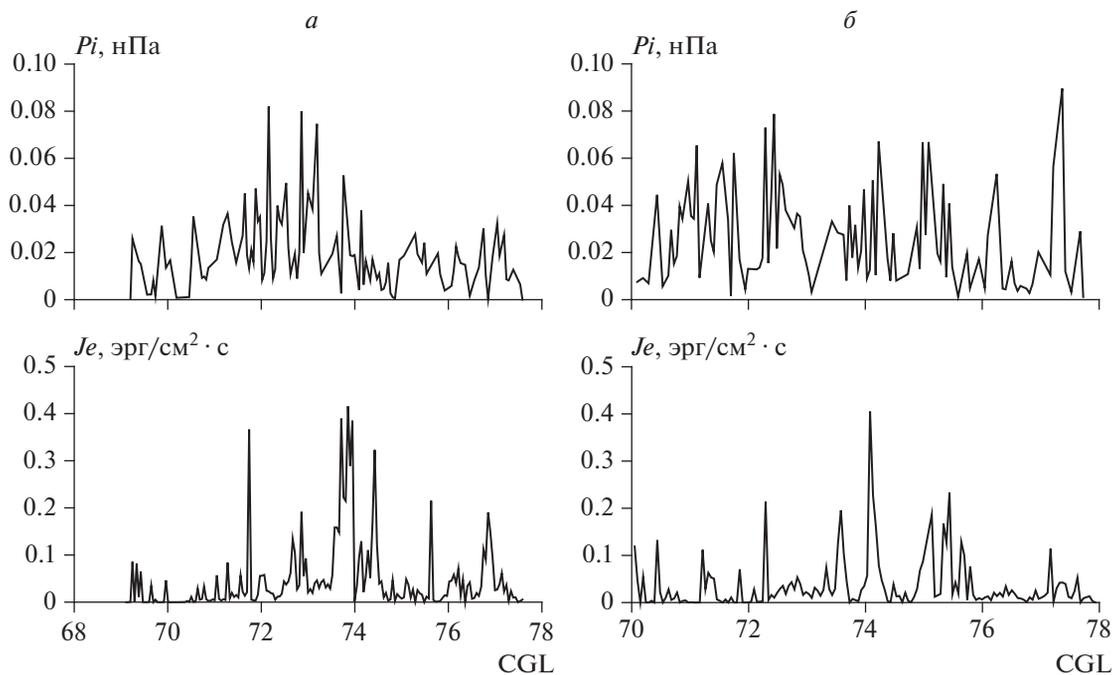


Рис. 5. Наблюдения спутников F18 в 19:51 UT (а) и F17 в 20:19 UT (б) в южном полушарии, при $P_{sw} = 0.23$ нПа.

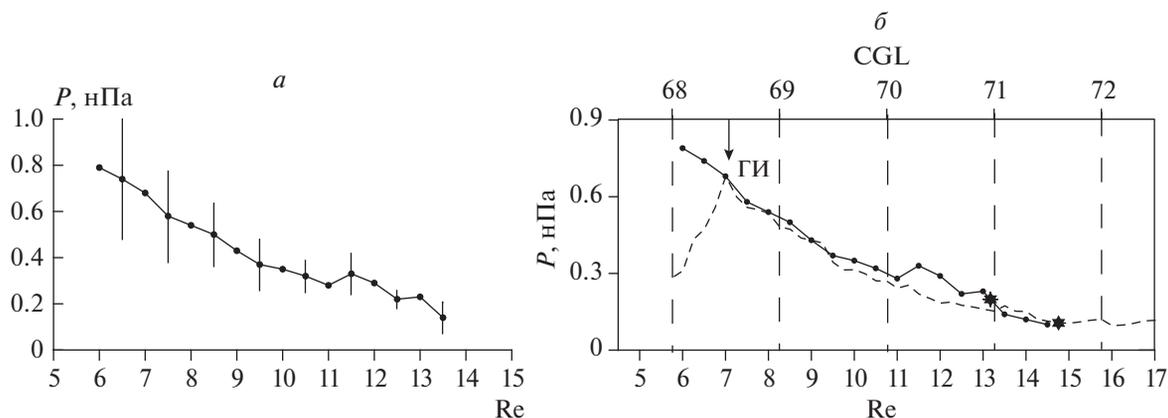


Рис. 6. (а) – радиальное распределение ионного давления на меридиане 20 ± 1 MLT; (б) – проекция широтного профиля ионного давления при $\langle P_{sw} \rangle = 2.1$ нПа на экваториальную плоскость магнитосферы.

ям, при которых был получен широтный профиль ионного давления в ионосфере, показанный на рисунке 3 для уровня $\langle P_{sw} \rangle = 2.1$ нПа.

На рисунке 6б показана проекция широтного профиля ионного давления в экваториальную плоскость магнитосферы при условии равенства давлений вдоль геомагнитных силовых линий. Верхняя горизонтальная шкала на рис. 6б показывает исправленные геомагнитные широты, а нижняя – радиальное расстояние, на которое эти широты проецируются. Стрелкой указано положение границы изотропизации. Рисунок показывает, что при средних спокойных условиях грани-

ца изотропизации в экваториальной плоскости располагается на расстоянии ~ 7.0 Re. Положение ГИ соответствует положению экваториальной границы электронных высыпаний аврорального овала.

Положение приполюсной границы электронных высыпаний в экваториальной плоскости на рис. 6б можно определить двумя способами: (1) по уровню давления на этой границе – звездочка на 13.3 Re и (2) по средней широте границы – звездочка на 14.8 Re. Таким образом, приполюсная граница высыпаний аврорального овала в магнитоспокойные периоды при среднем уровне динами-

ческого давления солнечного ветра ~ 2.0 нПа находится в экваториальной плоскости на расстояниях 13–15 Re.

Необходимо также отметить, что возникновение магнитосферных бурь и суббурь может привести к изменению зависимости давления на широтах аврорального овала от динамического давления солнечного ветра. Так, например, в работе [Рохас-Гамарра и др., 2020] по данным спутников серии DMSP было показано, что пропорциональность максимального давления плазмы в авроральном овале и динамического давления солнечного ветра нарушается с началом суббури.

В целом, полученные в работе результаты свидетельствуют о том, что динамическое давление солнечного ветра в магнитоспокойных условиях в значительной мере определяет давление плазмы внутри магнитосферы. Давление, определяемое по данным низколетящих спутников на широтах аврорального овала, может быть использовано при анализе распределения давления плазмы вблизи экваториальной плоскости.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные спутников серии DMSP использованы для исследования характеристик ионных и электронных высыпаний в ночном секторе авроральной зоны при значениях динамического давления солнечного ветра (P_{sw}) в интервале от ~ 0.2 до ~ 20 нПа. Показано, что при экстремально высоких уровнях динамического давления солнечного ветра давление ионов на границе изотропизации увеличивается с ростом P_{sw} и может достигать уровня 4–6 нПа при $P_{sw} = 20$ –22 нПа. Широтные профили ионного давления, полученные при различных уровнях динамического давления, указывают на то, что увеличение P_{sw} сопровождается расширением области ионных высыпаний и смещением ГИ в более низкие широты. Так при $\langle P_{sw} \rangle = 0.5$ нПа широта ГИ составляет $\sim 70.4^\circ$ CGL, а при $\langle P_{sw} \rangle = 16.3$ нПа уже $\sim 64.6^\circ$ CGL.

С уменьшением уровня динамического давления солнечного ветра значительно уменьшаются потоки энергии высыпавшихся электронов и, соответственно, уменьшается и интенсивность аврорального свечения. При $P_{sw} < \sim 2.0$ нПа сияния в области аврорального овала можно отнести к типу субвизуальных. При экстремально низких значениях динамического давления, $P_{sw} = \sim 0.2$ нПа, становится крайне проблематично отождествить зону электронных и ионных высыпаний и определить положение границы изотропизации.

Методом “морфологического проецирования” осуществлена проекция широтного профиля ионного давления на экваториальную плоскость магнитосферы при $\langle P_{sw} \rangle = 2.1$ нПа. Показано, что

граница изотропизации и экваториальная граница электронных высыпаний аврорального овала располагаются в экваториальной плоскости на расстоянии ~ 7.0 Re, в то время как приполюсная граница находится на расстояниях 13–15 Re от Земли.

Данные спутников DMSP взяты на страницах (<http://sd-www.jhuapl.edu>), параметры ММП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> и <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования, выполненные ВВГ, поддержаны Российским научным фондом РНФ, проект № 22-12-20017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Е.Е., Воробьев В.Г., Кирпичев И.П., Ягодкина О.И. Сравнение распределения давления плазмы в экваториальной плоскости и на малых высотах в магнитоспокойных условиях // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 3. С. 300–303. 2014. <https://doi.org/10.7868/S001679401403002X>
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е. Ионное давление на границах авроральных высыпаний и его связь с динамическим давлением солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 5. С. 582–593. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019050146>
- Воробьев В.Г., Кириллов А.С., Катькалов Ю.В., Ягодкина О.И. Планетарное распределение интенсивности аврорального свечения, полученное с использованием модели авроральных высыпаний // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 53. № 6. С. 757–761. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794013060163>
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Распределение давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 6 до 10 Re по данным международного проекта THEMSS // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 51. № 4. С. 45–61. 2011. <https://doi.org/10.7868/S0016794016040064>
- Кирпичев И.П., Ягодкина О.И., Воробьев В.Г., Антонова Е.Е. Положение проекций экваториальной и полярной кромок ночного аврорального овала в экваториальной плоскости магнитосферы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 56. № 4. С. 437–444. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794016040064>
- Рохас-Гамарра М., Гонзалес Х., Степанова М.В., Антонова Е.Е. Вариации давления плазмы на широтах аврорального овала до, во время и после изолированной геомагнитной суббури 22 декабря 2008 г. // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 4. С. 469–477. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040148>
- Старков Г.В., Воробьев В.Г., Фельдштейн Я.И. Взаимное положение областей авроральных вторжений и дискретных форм полярных сияний // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 45. № 2. С. 182–192. 2005.

- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V. Plasma pressure distribution in the surrounding the Earth plasma ring and its role in the magnetospheric dynamics // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 115. P. 32–40. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.12.005>
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P. et al., Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 177. P. 103–114. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.013>
- Baker K.B., Wing S. A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 94. № A7. P. 9139–9144. 1989. <https://doi.org/10.1029/JA094iA07p09139>
- Kirpichev I.P., Antonova E.E., Stepanova M., Eyselade A.V., Espinoza C.M., Ovchinnikov I.L., Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. Ion kappa distribution parameters in the magnetosphere of the Earth at geocentric distances smaller than 20 R_E during quiet geomagnetic conditions // *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 126. e2021JA029409. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029409>
- Newell P.T., Feldstein Ya.I., Galperin Y.I., Meng S.-I. The morphology of nightside precipitation // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A5. P. 10737–10748. 1996. <https://doi.org/10.1029/95JA03516>
- Newell P.T., Sergeev V.A., Bikkuzina G.R., Wing S. Characterizing the state of the magnetosphere: testing the ion precipitation maxima latitude (b2i) and the ion isotropy boundary // *J. Geophys. Res.* V. 103. № A3. P. 4739–4745. 1998. <https://doi.org/10.1029/97JA03622>
- Paschmann G., Haaland S., Treumann R. Auroral plasma physics // *Space Sci. Rev.* V. 103. P. 1–485. 2002. <https://doi.org/10.1023/A:1023030716698>
- Roach F.E., Jamnick P.M. The sky and eye // *Sky and Telescope.* V. 17. P. 164–168. 1958.
- Sergeev V.A., Malkov M., Mursula K. Testing the isotropic boundary algorithm method to evaluate the magnetic field configuration in the tail // *J. Geophys. Res.* V. 98. No. A5. P. 7609–7620. 1993. <https://doi.org/10.1029/92JA02587>
- Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M. Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics // *Adv. Space Res.* V. 38. № 8. P. 1631–1636. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.013>
- Tsyganenko N.A., Mukai T. Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A3. 1136. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009707>
- Wing S., Newell P.T. Center plasma sheet ion properties as inferred from ionospheric observations // *J. Geophys. Res.* V. 103. № A4. P. 6785–6800. 1998. <https://doi.org/10.1029/97JA02994>
- Yahnin A.G., Sergeev V.A., Gvozdevsky B.B., Vennerstrom S. Magnetospheric source region of discrete auroras inferred from their relationship with isotropy boundaries of energetic particles // *Ann. Geophys.* V. 15. P. 943–958. 1997. <https://doi.org/10.1007/s00585-997-0943-z>

УДК 523.72:550.385.27

НАБЛЮДЕНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ НА СЕВЕРО-ЗАПАДЕ РОССИИ: ОТДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ

© 2022 г. И. В. Дэспирак¹, *, П. В. Сецко¹, Я. А. Сахаров¹,
А. А. Любчик¹, В. Н. Селиванов², Д. Валев³

¹Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

²Центр физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН,
г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

³Институт космических исследований и технологий Болгарской Академии Наук,
г. Стара Загора, Болгария
*e-mail: despirak@gmail.com

Поступила в редакцию 15.04.2022 г.

После доработки 24.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

В работе исследовано несколько событий регистрации интенсивных геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ) в трансформаторах на станциях, расположенных на Карело-Кольской ЛЭП на Северо-Западе России, и в магнитометре на компрессорной станции газопровода, находящейся вблизи г. Мантсала в Финляндии. Использование двух разных систем регистрации ГИТ, расположенных в авроральной и субавроральной зонах, позволило проследить возникновение и динамику ГИТ от субавроральных до высоких широт и сравнить их с движением суббуревого западного электроджета по данным скандинавской сети магнитометров IMAGE. Для детального исследования было выбрано два события – 15 марта 2012 года и 17 марта 2013 года, когда в исследуемых технологических сетях наблюдались интенсивные ГИТ. Показано, что развитие ГИТ на меридиональном профиле наблюдений происходило в соответствии с широтным движением западного электроджета и соответствовало появлению последовательных интенсификаций суббури. Кроме того, установлена связь между появлением ГИТ и увеличением интенсивности и волновой активности суббури, определенных по IL - и Wp - геомагнитным индексам.

DOI: 10.31857/S0016794022060037

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрые изменения геомагнитного поля обычно связаны с приходом к Земле ударных волн солнечного ветра, корональных выбросов массы (СМЕ) и высокоскоростных потоков из корональных дыр, которые приводят к развитию магнитных бурь и суббурь, а также возникновению магнитных пульсаций. Во время этих событий индуцируются электрические поля, которые в свою очередь, могут создавать интенсивные, низкочастотные, квази-постоянные токи в наземных технологических сетях, называемые геоиндуцированными токами (ГИТ) [Viljanen et al., 2006; Pulkkinen et al. 2005; Lakhina et al., 2020]. Таким образом, ГИТ являются конечным звеном в цепочке связи Солнце–солнечный ветер–магнитосфера–ионосфера–Земля, при этом они могут негативно влиять на линии электропередач, газопроводы, телекоммуникационные кабели и оборудование железных дорог вплоть до полного их выхода из строя [Tsurutani et al., 2021]. Надо отметить, что интенсивность ГИТ зависит как от ин-

тенсивности магнитных возмущений, так и от конфигурации технологической системы, где подобные токи появляются: географического расположения технологической сети, проводимости земной поверхности в месте расположения, технического состояния сети и т.д. [Clilverd et al., 2018].

Наряду с исследованиями причин возникновения ГИТ, важной частью задачи защиты от негативного воздействия космической погоды является мониторинг возмущений геомагнитного поля и регистрация развития ГИТ в реальных энергосистемах. Контроль за возбуждением ГИТ в линиях электропередач (ЛЭП) осуществляется во многих странах, расположенных как в высоких, так и в средних геомагнитных широтах, в том числе в Финляндии, Великобритании, Канаде, США, Китае, Японии. Разрабатываются системы защиты от негативного воздействия ГИТ, а также сервисы прогнозирования и оповещения об изменениях геомагнитной активности. В России на ряде трансформаторных подстанций Карело-

Кольской линии электропередач, которая проходит с юга на север по Карелии и Кольскому полуострову, была создана система непрерывного учета ГИТ [Сахаров и др., 2019]. Благодаря европейской научной программе EURISGIC удалось организовать систему непрерывных наблюдений в 3–5 узлах действующей линии электропередач с 2011 года по настоящее время [Сахаров и др., 2007; 2016]. Надо отметить, что эта система регистрации ГИТ расположена на географической широте от 60° до 69° N, то есть в тех широтах, где на данном меридиане обычно наблюдаются суббури. Исходя из морфологии развития геомагнитных возмущений в авроральной и субавроральной зонах, можно предположить, что наиболее значимым источником ГИТ на Северо-Западе России может быть усиление и движение электроджетов во время взрывной фазы суббури. Так, недавно было показано, что интенсивность ГИТ существенно увеличивается с ростом геомагнитной активности и достигает максимальных значений в период, когда экваториальная граница высыпаний аврорального овала располагается на $\sim 1^\circ$ широты южнее места регистрации ГИТ [Воробьев и др., 2018]. Кроме того, при изучении интенсивных ГИТ (> 30 А) за 20-летний период (1999–2019) на подстанции Мантсала, Финляндия ($\sim 60.6^\circ$ географической широты) было показано, что наиболее частой (76%) причиной их появления являются усиления авроральных электроджетов во время суперсуббурь ($SML < -2500$ нТл) и интенсивных суббурь (-2500 нТл $< SML < -2000$ нТл) [Tsurutani et al., 2021].

Целью нашей работы является исследование связи между появлением ГИТ и пространственно-временным развитием интенсивных суббурь. Для этой цели были использованы данные систем регистрации ГИТ на Северо-Западе России и на газопроводе Мантсала в Финляндии. Были отобраны случаи, когда ГИТ на станции Мантсала превышал 30 А, а также примерно в это время были зарегистрированы ГИТ на Карело-Кольской линии электропередач. В данной статье мы рассматриваем два события 15 марта 2012 г. и 17 марта 2013 года.

2. ДАННЫЕ

Для анализа появления ГИТ использовались данные двух систем регистрации: данные системы EURISGIC (<http://eurisgic.ru>), находящейся на Северо-Западе России, в авроральной зоне, где для измерений ГИТ используется метод регистрации тока в нейтральной силовой трансформаторе [Сахаров и др., 2007; 2016], и данные системы регистрации ГИТ в Финляндии, полученные с газопровода вблизи г. Мантсала (MAN) ($\sim 58^\circ$ MLAT) в субавроральной зоне (<https://space.fmi.fi/gic/index.php>). На рисунке 1 представлена схема раз-

мещения подстанций регистрации ГИТ и расположенных рядом обсерваторий измерения геомагнитных вариаций, как на Северо-Западе России, так и в Финляндии. Стрелками и надписями указаны подстанции, данные которых используются в работе: станции Выходной (VKH) (68.8° N, 33.1° E), Ревда (RVD) (67.9° N, 34.1° E), Кондопога (KND) (62.2° N, 34.3° E) и Мантсала (MAN) (60.6° N, 25.2° E), указаны географические координаты станций.

Пространственное распространение суббури определялось по магнитометрам сетей IMAGE (<http://space.fmi.fi/image>) и SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>). Кроме того, для исследования пространственного распределения магнитных возмущений на профиле IMAGE были проанализированы мгновенные карты распределения ионосферных эквивалентных электрических токов (<https://space.fmi.fi/MIRACLE/>) [Viiljanen and Häkkinen, 1997]. Отметим, что эти карты строятся в географических координатах и, соответственно, в целях сравнения результатов далее в статье приведены географические координаты магнитных обсерваторий и станций регистрации ГИТ. Глобальное пространственное распределение суббури определялось также по картам векторов магнитного поля, полученных по данным наблюдений на сети SuperMAG [Gjerloev, 2009; Newell and Gjerloev, 2011].

Локальная геомагнитная активность на скандинавском меридиане IMAGE определялась по *IL*-индексу, который вычисляется по той же методике, что и *AL*-индекс [Davis and Sugiura, 1966], но по данным наблюдений на сети IMAGE (https://space.fmi.fi/image/www/il_index_panel.php). Кроме того, начало и развитие суббури контролировалось с помощью волнового планетарного *Wp* (Wave and planetary) — индекса, который характеризует волновую активность суббури, связан с мощностью $Pi2$ пульсаций на низких широтах и рассчитывается по данным 11 наземных магнитных станций, расположенных в полосе между 20° и 50° магнитной широты MLAT вокруг Северного полюса [Nose et al., 2012] (<https://www.isee.nagoya-u.ac.jp/~nose.masahito/s-cubed/data/index.html>).

Развитие сияний во время суббури контролировалось по данным камеры всего неба MAIN (Multiscale Aurora Imaging Network) в Апатитах (<http://aurora.pgia.ru>).

Условия в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле (ММП) перед началом суббури определялись с помощью базы данных CDAWeb OMNI (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Потoki и структуры солнечного ветра были определены согласно каталогу крупномасштабных явлений солнечного ветра (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/>) [Ермолаев и др., 2009].



Рис. 1. Схема расположения измерительных устройств в проекте EURISGIC: кружками отмечены расположенные рядом обсерватории, измеряющие геомагнитное поле, и подстанции регистрации ГИТ. Стрелками и надписями указаны подстанции, данные которых используются в работе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Событие 15 марта 2012 года

Событие сильной геомагнитной активности 7–17 марта 2012 г. можно отнести к наиболее возмущенным периодам восходящей фазы 24-го солнечного цикла. Это достаточно сложный случай, когда наблюдались четыре последовательных магнитных бури, которые были вызваны разными источниками в солнечном ветре – корональным выбросом массы (СМЕ) и высокоскоростным потоком (HSS – high speed stream), которые следовали друг за другом, но при этом частично накладывались друг на друга и перекрывались. Подробно развитие бурь и их источники в солнечном ветре были проанализированы в нескольких работах [Вальчук, 2013; Tsurutani et al., 2014; Maris et al., 2014]. На рисунке 2 показаны параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП), сверху вниз: магнитуда (B_T) межпланетного магнитного поля (ММП) и

Z-компонента ММП (B_Z), скорость потока (V), плотность, температура и динамическое давление (P) солнечного ветра и геомагнитные индексы AL и SYM/H . Слева (2a) представлены данные для временного периода, охватывающего период всех четырех бурь – с 6 по 20 марта 2012 г., справа (2б) – с 14 до 19 UT 15 марта 2012 г. Границы всех магнитных бурь отмечены на рис. 2a вертикальными линиями и надписями S1, S2, S3, S4, соответственно. Событие S4 началось 15 марта в ~12:30 UT, когда в солнечном ветре была зарегистрирована первая ударная волна, которая предшествовала приходу коронального выброса массы, состоящего из области сжатой плазмы Sheath и магнитного облака (MC). Этот корональный выброс массы наблюдался на фоне высокоскоростного потока солнечного ветра (HSS) [Tsurutani et al., 2014]. В области Sheath была зарегистрирована сильная южная компонента ММП (~ -15 нТл), что привело к развитию магнитной бури ($SYM/H = -80$ нТл).

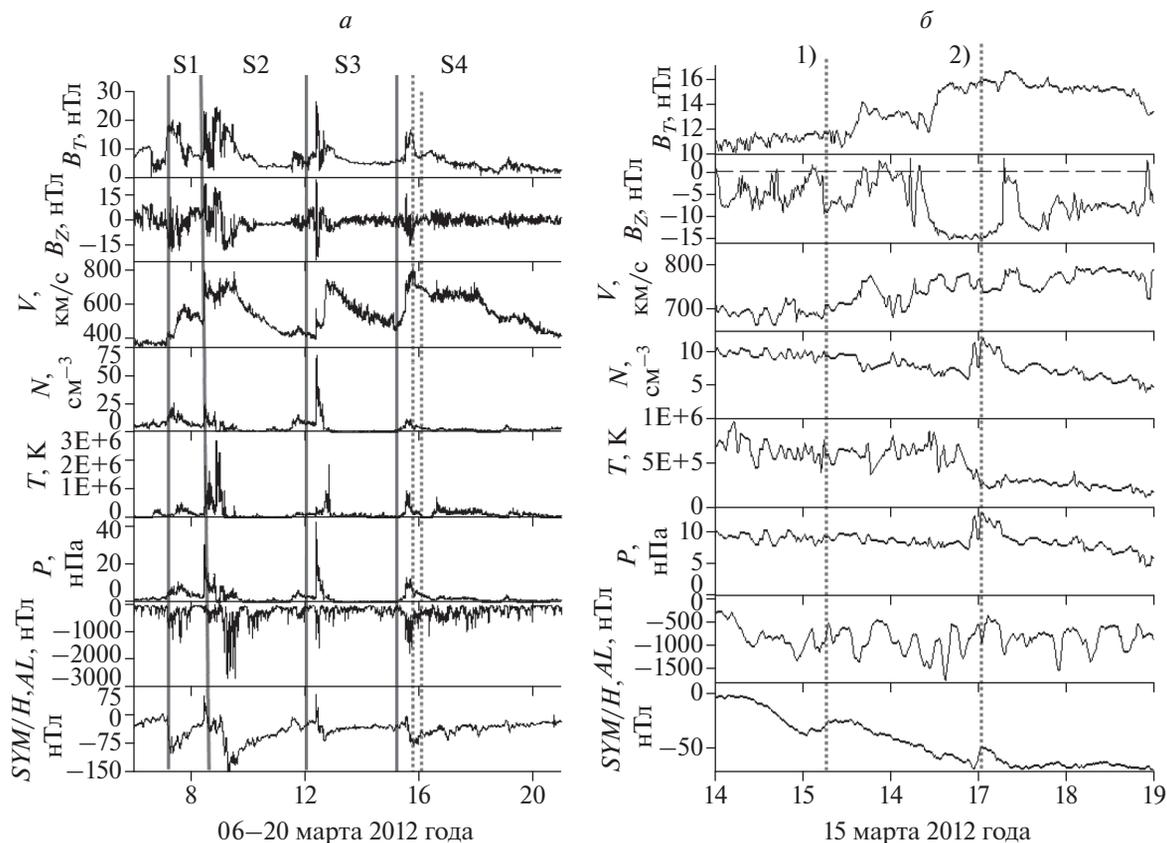


Рис. 2. Параметры солнечного ветра и ММП, а также геомагнитные индексы для периода с 12 UT 7 марта до 06 UT 20 марта 2012 года (а), для периода 14–19 UT 15 марта 2012 г. (б). Сверху вниз: магнитуда межпланетного магнитного поля (B_T), B_z -компонента ММП (в системе GSE), потоковая скорость (V), плотность, температура и динамическое давление солнечного ветра (P), геомагнитные индексы AL и SYM/H . Границы магнитных бурь отмечены вертикальными линиями и надписями S1, S2, S3, S4. Моменты начала суббурь отмечены вертикальными пунктирными линиями и надписями 1) и 2).

Кроме того, позднее в $\sim 15:10$ UT в области Sheath наблюдалась вторая ударная волна, которая вызвала небольшие возмущения в вариациях магнитного поля на высокоширотных станциях и всплеск небольших по интенсивности ГИТ на станциях Мантсала и Выходной (подробнее см. ниже рис. 3 и 4). Далее, на главной фазе магнитной бури в ~ 17 UT наблюдался локальный скачок в плотности и в динамическом давлении солнечного ветра. С этим скачком плотности, на наш взгляд, и может быть связано развитие интенсивной суббури в авроральной зоне около 17 UT и появление интенсивных ГИТ (>20 – 30 А) на станциях Мантсала и Выходной. Моменты наблюдения суббурь и ГИТ отмечены на рис. 2 вертикальными пунктирными линиями и надписями 1), 2).

Геомагнитные возмущения за период 14–18 UT 15 марта 2012 г. представлены на рис. 3. На верхних графиках (рис. 3а) приведены магнитограммы X -компоненты геомагнитного поля на цепочке станций Tartu – Ny Alesund (TAR-NAL) по сети IMAGE. Видно, что в этот период было два суббу-

ревых возмущения: ~ 15 и ~ 17 UT, во время которых цепочка IMAGE находилась в вечернем секторе (~ 18 и ~ 20 LT). Первая суббуря наблюдалась только на высоких широтах, начало было в $\sim 15:10$ UT на станции SOR (70.5° N, 22.2° E) и далее суббуря распространилась до станции NAL (78.9° N, 11.9° E), где наблюдались вариации магнитного поля ~ -400 нТл. Вторая суббуря началась в $\sim 16:55$ UT на станции HAN (62.2° N, 26.6° E), далее возмущения распространялись к полюсу, постепенно появляясь на более высоких широтах, на станции SOR возмущения появились в $\sim 17:05$ UT, а на станции NAL – в $\sim 17:30$ UT. Справа, на рис. 3в, показаны карты пространственного распределения магнитных векторов, полученных по глобальной системе SuperMAG для двух моментов времени 15:30 и 17:10 UT, магнитные вектора повернуты на 90° по часовой стрелке, чтобы показать направление ионосферных эквивалентных электрических токов, полночь – внизу рисунка, полдень – сверху. По карте сферического анализа векторов магнитного поля SuperMAG в 15:30 UT

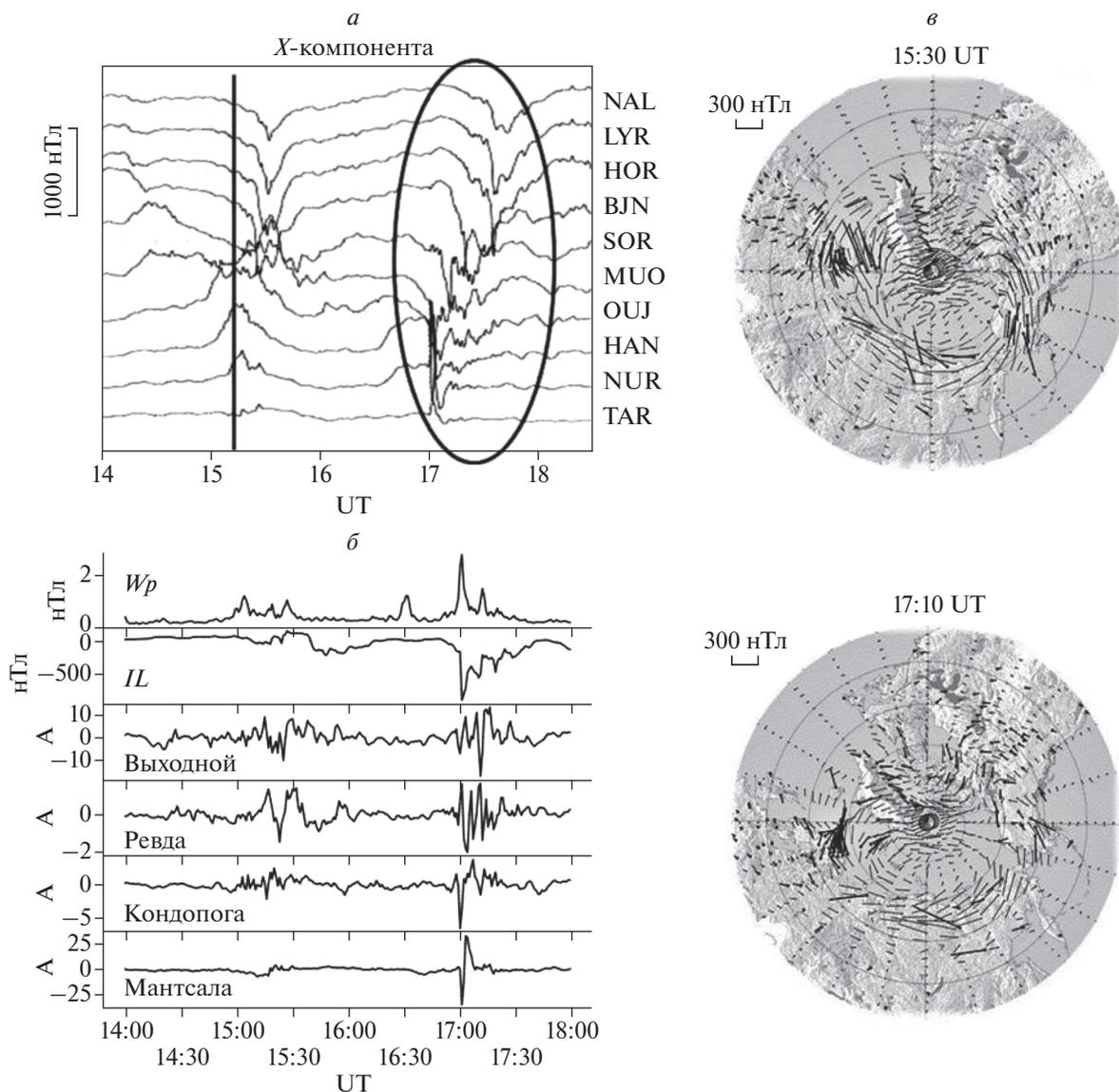


Рис. 3. Наблюдения геомагнитных возмущений и регистраций ГИТ с 14 до 18 UT 15 марта 2012 года: вариации X-компоненты магнитного поля на станциях IMAGE – (а), IL и W_p геомагнитные индексы и ГИТы на станциях Мантсала, Кондопога, Ревда и Выходной – (б), карты пространственного распределения векторов магнитного поля, полученные по сети SuperMAG – (в). Магнитные вектора повернуты на 90° и указывают направление эквивалентных электрических токов. Карты построены для двух моментов времени: 15:30 и 17:10 UT, полдень вверху карты, полночь – внизу, 06 MLT – справа и 18 MLT – слева.

видно, что на меридиане IMAGE западный электроджет наблюдался в вечернем секторе (~ 18 MLT) на геомагнитных широтах выше 70° MLAT, а на более низких широтах был зарегистрирован восточный электроджет. В то время как во время второй суббури в 17:10 UT сильный западный ток был зарегистрирован над Кольским полуостровом и Шпицбергенем, суббуревые возмущения наблюдались от субавроральных до высоких широт.

На рисунке 3б на верхних графиках представлены геомагнитные индексы IL и W_p , на нижних графиках – данные регистрации ГИТ для периода

с 14 до 18 UT 15 марта 2012 г. на станциях Мантсала, Кондопога, Ревда и Выходной. Геомагнитные возмущения во время первой суббури-соответствовали небольшим вариациям в W_p -индексе и фактически не отразились в IL -индексе. На станции Мантсала в это время наблюдались незначительные ГИТ интенсивностью ~ 5 А, но на станции Выходной токи были заметнее (>10 А). Это может быть связано с тем, что первая суббурия наблюдалась только на высоких широтах. Для второй суббури в ~ 17 UT видны резкие сильные всплески в IL - (> -1000 нТл) и W_p (>2) индексах,

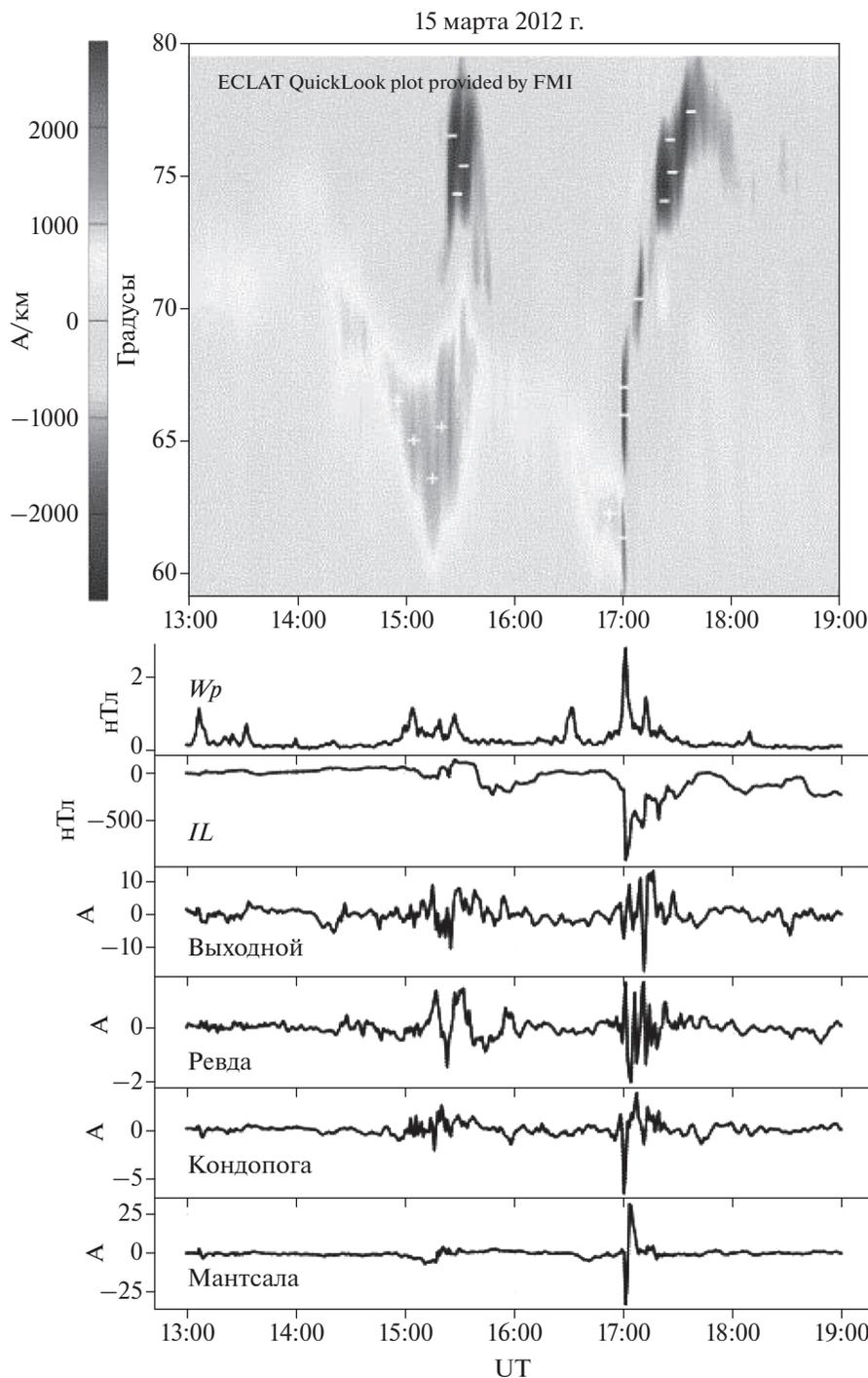


Рис. 4. Широтный профиль развития западного и восточного электроджетов, построенный по системе MIRACLE, с 13 до 19 UT 15 марта 2012 г. (сверху). Западный электроджет показан темно-серым цветом и символами “-”, восточный – светло-серым цветом и символами “+”. Геомагнитные индексы IL и Wp и ГИТы на станциях Мантсала, Кондопога, Ревда и Выходной с 13 до 19 UT 15 марта 2012 г. (снизу).

далее в $\sim 17:10$ и $\sim 17:20$ UT наблюдались два минимума в IL и один максимум в Wp -индексе, соответствующие распространению суббури на высокие широты, которое происходило скачками (подробнее см. рис. 4). Данные регистрации ГИТ на

станциях Мантсала, Кондопога, Ревда и Выходной показывают, что момент начала второй суббури ~ 17 UT совпадает с появлением интенсивного ГИТ на ст. Мантсала (~ 39 А). В это же время появляются наведенные токи в Кондопоге (~ 7 А),

на ст. Ревда (~ 2 А) и отмечается начало довольно интенсивных ГИТ на ст. Выходной, максимум которых наблюдался в $\sim 17:10$ UT (~ 18 А), когда суббуревой западный электроджет достиг широты станции.

Надо отметить, что во второй суббуре движение западного электроджета к полюсу происходило неравномерно, скачками, это хорошо видно на рис. 4, где представлен широтный профиль западного и восточного электроджетов, рассчитанный по системе MIRACLE с 13 до 19 UT 15 марта 2012 года. Западный электроджет показан темно-серым цветом и символами “–”, восточный – светло-серым цветом и символами “+”. Во время первой суббури в ~ 15 UT западный электроджет развивался только на широтах 71° – 79° географической широты. Из нижних графиков следует, что значимые ГИТ (>10 А) появились только на станции Выходной, которая располагалась близко к широте начала суббури, в то время как на подстанциях, расположенных на более низких широтах – Мантсала, Кондопога и Ревда, – наблюдались слабые токи (<5 А).

Для второй суббури видно, что в ~ 17 UT западный электроджет начал движение к северу от $\sim 60^\circ$ географической широты (станция HAN), в $17:10$ UT он достиг широты $\sim 69^\circ$ – 70° (SOR) и далее произошел скачок электроджета на широты 74° – 78° (BJN-NAL). Из графиков на нижней панели видно, что профили распространения к северу ГИТ и западного электроджета практически совпадают. Интенсивный ГИТ появился на самой низкоширотной подстанции Мантсала одновременно с началом суббури в 17 UT, небольшие токи были зарегистрированы также в Кондопоге и Ревде, на подстанции Выходной максимальный ГИТ появился немного позже $\sim 17:10$ UT, когда на широте станции появился суббуревой западный электроджет.

3.2. Событие 17 марта 2013 года

Второе событие появления интенсивных ГИТ на Карело-Кольской ЛЭП было зарегистрировано 17 марта 2013 года, в так называемый “день Святого Патрика”. В этот день произошла умеренная магнитная буря (SYM/H ~ -140 нТл), связанная с приходом к Земле коронального выброса массы (СМЕ). На рис. 5 показаны параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП), на левой панели – для периода с 00 UT 17 марта по 12 UT 18 марта (рис. 5а), на правой панели – с 12 до 20 UT 17 марта 2013 г. (рис. 5б). Формат рис. 5 подобен формату рис. 2, исключая график AL-индекса. Магнитное облако (МС) и область сжатой плазмы (Sheath) обозначены надписями, а их границы – прямоугольниками и горизонтальной стрелкой. В корональном выбросе массы наблюдались два продолжительных пе-

риода отрицательных значений B_z -компоненты ММП – во время Sheath и во время МС. В результате магнитная буря развивалась как типичная двухступенчатая буря [Tsurutani et al., 1988; Kamide et al., 1998]. На фоне этой магнитной бури 17 марта наблюдались три суббури, моменты появления суббурь и регистрации ГИТ показаны вертикальными пунктирными линиями и надписями “1”, “2”, “3”. Видно, что все три события произошли на главной фазе бури, во время прохождения магнитного облака солнечного ветра. Перед их появлением наблюдался длительный период отрицательных значений B_z -компоненты ММП (~ -10 нТл), скорость солнечного ветра была высокая (~ 600 км/с), плотность также была повышена (~ 8 см $^{-3}$).

Геомагнитные и авроральные возмущения и индуцированные токи (ГИТ) с 15 по 21 UT 17 марта 2013 г. представлены на рис. 6. Формат рис. 6 подобен рис. 3, но добавлен рисунок, демонстрирующий развитие синий, так как в это время были наблюдения камеры всего неба в Апатитах (рис. 6з). На графиках рис. 6а приведены магнитограммы X-компоненты геомагнитного поля на цепочке станций TAR-NAL сети IMAGE. Видно, что в этот период было три суббури: $\sim 15:50$, ~ 18 и $\sim 19:15$ UT, во время которых магнитометры IMAGE располагались в вечернем секторе ($\sim 18:50$, ~ 21 и $\sim 22:15$ MLT). Моменты суббурь указаны овалами и надписями “1”, “2”, “3”. На нижних графиках показаны геомагнитные индексы IL и Wp и данные регистрации ГИТ (рис. 6б), слева – карты SuperMAG пространственного распределения магнитных векторов для трех моментов времени 16:10, 18:44 и 19:30 UT, близких к моментам максимального развития суббурь (рис. 6в). Магнитные вектора на картах повернуты на 90° и указывают направление ионосферных эквивалентных электрических токов. Как следует из первой карты в 16:10 UT цепочка IMAGE располагалась в вечернем секторе ~ 18 – 19 MLT, где обычно наблюдается разрыв Харанга и токи разного направления (западный и восточный электроджеты) очень близко расположены друг от друга [Harang, 1946; Kunkel et al., 1986; Despirak et al., 2021]. Видно, что в 16:10 UT западный электроджет располагался на широтах $> 67^\circ$ – 68° географической широты, ниже наблюдался поворот магнитных векторов и ток восточного направления. Согласно магнитограммам, отрицательные бухты начались на станции PEL и распространились до станции NAL, при этом наиболее сильные возмущения (~ 1000 нТл) были на станциях SOR-BJN. А на более низких широтах (OUJ-TAR) наблюдались положительные бухты. Сравнивая рисунки 6а и 6б, можно заметить, что появление ГИТ на рассматриваемых подстанциях около 16 UT соответствует пространственному расположению суббуревой западного электроджета: интенсивный ток

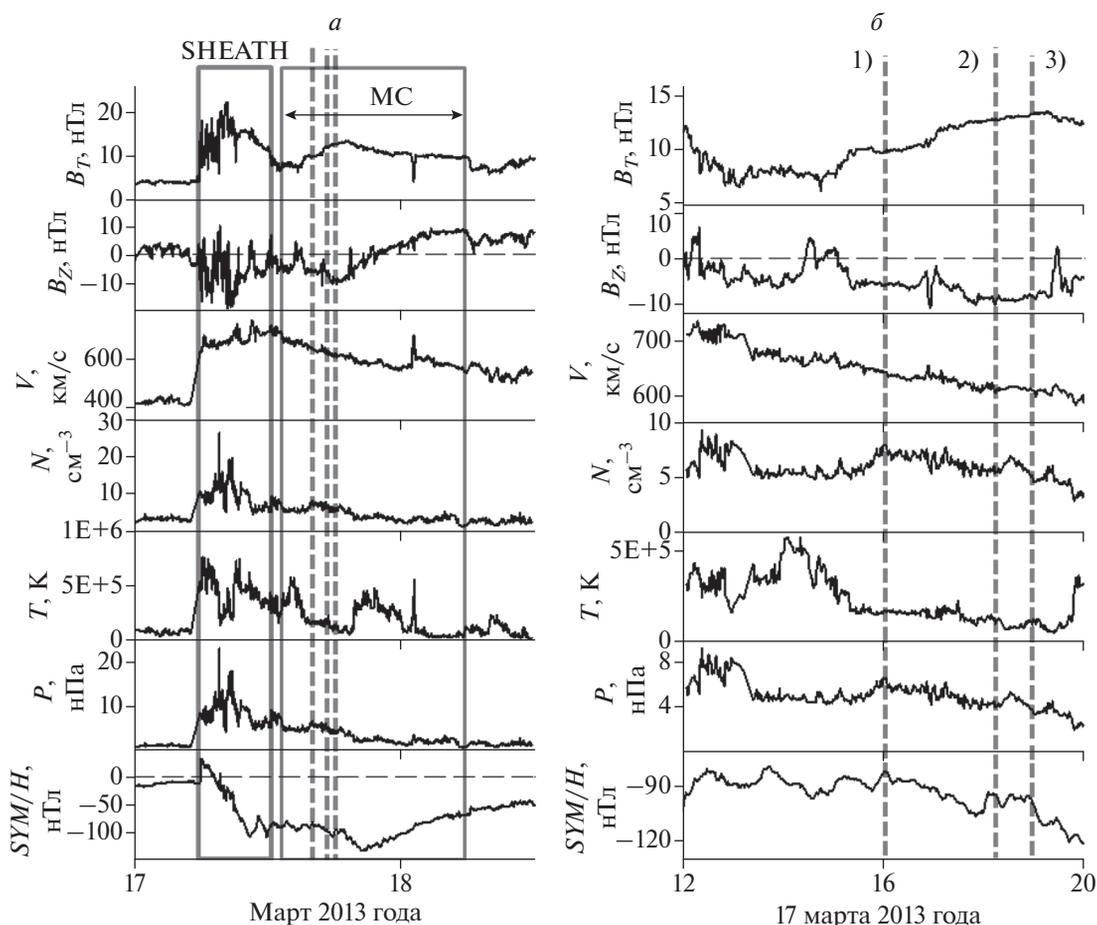


Рис. 5. Параметры солнечного ветра и ММП, а также геомагнитные индексы для периода с 00 UT 17 марта до 12 UT 18 марта 2013 г. – (а) и для периода 12–20 UT 17 марта 2013 г. – (б). Формат рис. 5 подобен рис. 2. Границы магнитного облака (MC) и области SHEATH обозначены прямоугольниками и горизонтальными стрелками, моменты начала суббурь отмечены вертикальными пунктирными линиями.

наблюдался на подстанции Выходной (~27 А), где были максимальные возмущения магнитного поля, на более низких широтах ГИТ появились в Ревде (~3 А), Кондопоге (~4 А) и Мантсала (~10 А).

Вторая суббуря началась в ~18 UT на станции NUR и состояла из трех активизаций – в 18:00, 18:20 и 18:40 UT, которые на магнитограммах видны как три отрицательные бухты (рис. 6а) и как три минимума (максимума) в индексах IL (Wp) (рис. 6б). После начала суббури электроджет перемещался к полюсу, первые три активизации видны на станциях NUR-OUJ, далее в ~18:20 UT возмущения появились на станциях PEL-SOR. Вторая и третья активизации суббури хорошо просматриваются и в развитии сияний (рис. 6з), моменты их отмечены горизонтальными линиями на кеограмме камеры всего неба в Апатитах. Как видно из рис. 6б, развитие ГИТ в ~18–19 UT соответствует развитию суббурного западного электроджета: в ~18 UT довольно интенсивные токи появились на станции Мантсала и Кондопо-

га, при этом в Мантсала наблюдались три всплеска ГИТ интенсивностью ~32 А, 20 А и 18 А, соответствующие трем активизациям суббури в 18:00, 18:20 и 18:40 UT, а в Кондопоге – два всплеска интенсивностью ~10 и 11 А, соответствующие первой и второй активизациям суббури. В Ревде в 18:20 и 18:40 UT были зарегистрированы два всплеска ГИТ интенсивностью ~3 А, соответствующие второй и третьей активизации. В это время на подстанции Выходной токи были незначительны, но позже, в ~19:30 UT, появился довольно интенсивный наведенный ток ~27 А. Этот момент времени соответствует времени развития третьей суббури. Как следует из рис. 6а, в ~19:15 UT начались возмущения на станциях OUJ-SOR интенсивностью ~–500 нТл, в момент максимального развития третьей суббури были зарегистрированы сильные ГИТ на станции Выходной. Отметим, что третья суббуря была зарегистрирована и камерой всего неба в Апатитах, на рис. 6з отмечен брейкап в сияниях. Карты распределения

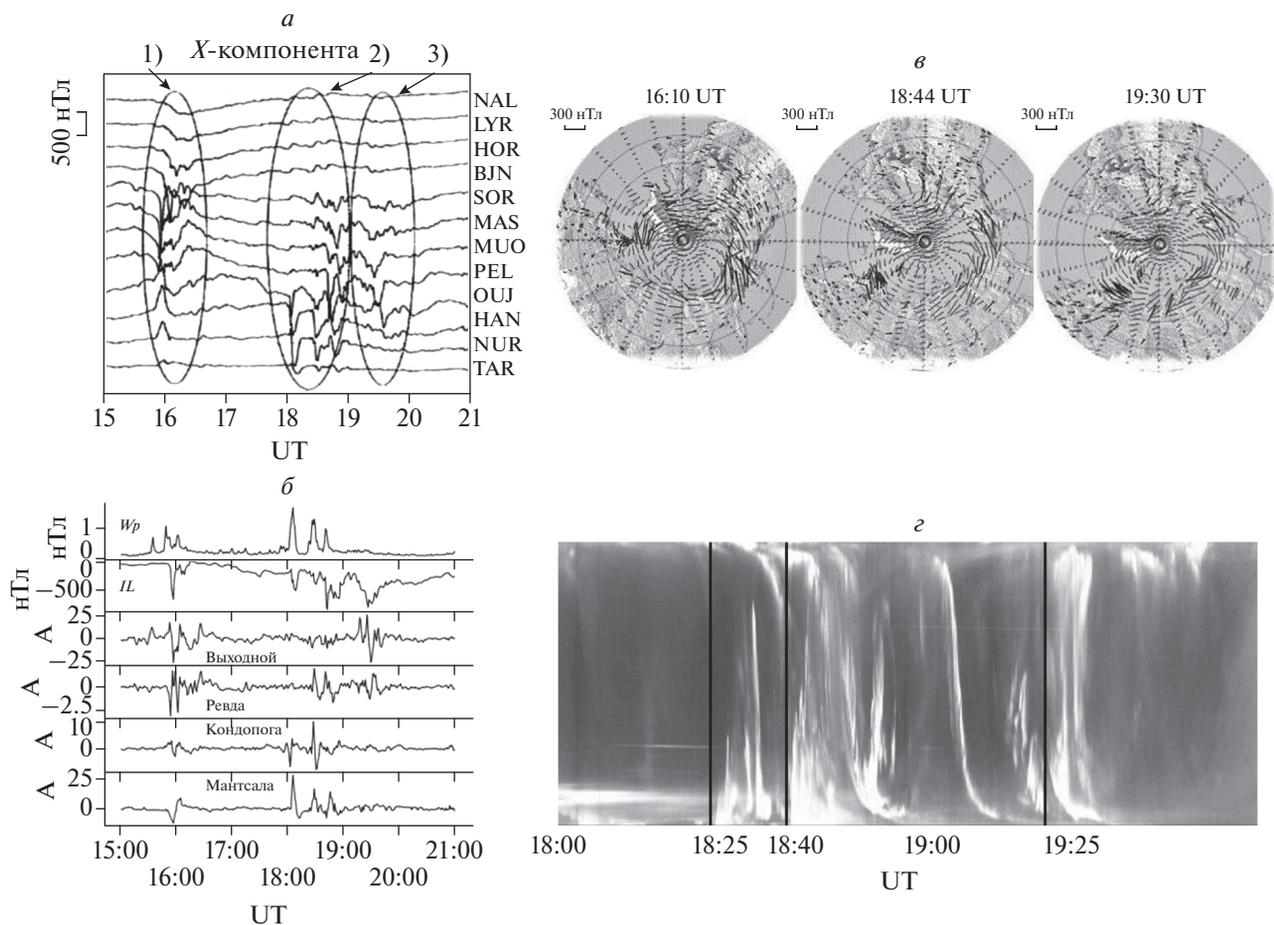


Рис. 6. Наблюдения геомагнитных возмущений и регистраций ГИТ с 15 до 21 UT 17 марта 2013 года. Вариации X-компоненты магнитного поля на станциях IMAGE – (а). Геомагнитные индексы *IL* и *Wp* и ГИТы на станциях Мантсала, Кондопога, Ревда и Выходной – (б). Карты пространственного распределения векторов магнитного поля, полученные по сети SuperMAG для трех моментов времени: 16:10, 18:44 и 19:30 UT – (в) (магнитные вектора повернуты на 90° и указывают направление эквивалентных электрических токов). Кеограмма сияний в Апатитах с 18 до 20 UT – (г), вертикальными линиями отмечены моменты суббуревых активизаций.

магнитных векторов сети SuperMAG показывают, что магнитные возмущения наблюдались как раз над Кольским полуостровом.

Более подробно движение западного электроджета во время суббури показано на рис. 7, где представлен широтный профиль западного и восточного электроджетов, рассчитанный по системе MIRACLE с 15 до 21 UT 17 марта 2013 г. Формат рис. 7 подобен формату рис. 4. На верхнем рисунке темно-серым цветом и символами “_” отмечен западный электроджет, по вертикальной оси показана географическая широта. Видно, что во время первой суббури в ~16 UT наблюдался быстрый бросок к полюсу западного электроджета от широты ~68° до ~73°, далее развитие суббури происходило на широтах 73°–78°. Соответственно, интенсивные ГИТ появились на подстанциях Выходной и Ревда во время движения электроджета на более высокие широты, а на более низко-

широтных подстанциях Кондопога и Мантсала регистрировались незначительные ГИТ. Вторая суббуря началась в ~18 UT на широте ~60°, на широтном профиле хорошо видны три активизации суббури в 18:00, 18:20 и 18:40 UT, во время первых двух активизаций западный электроджет наблюдался на широтах 60°–65°, а во время третьей произошел бросок электроджета к полюсу до широты ~71°. Далее, в 19:15 UT началась третья суббуря, которая развивалась на широтах 66°–69°. По нижним графикам видно, что ГИТ развивались подобно пространственно-временной динамике западного электроджета. В ~16 UT интенсивные ГИТ были на станциях Ревда и Выходной, во время второй суббури все три активизации электроджета отразились в ГИТ на ст. Мантсала, две первых активизации – на ст. Кондопога, вторая и третья активизация – в Ревде. На ст. Выходной ГИТ появился во время третьей суббури.

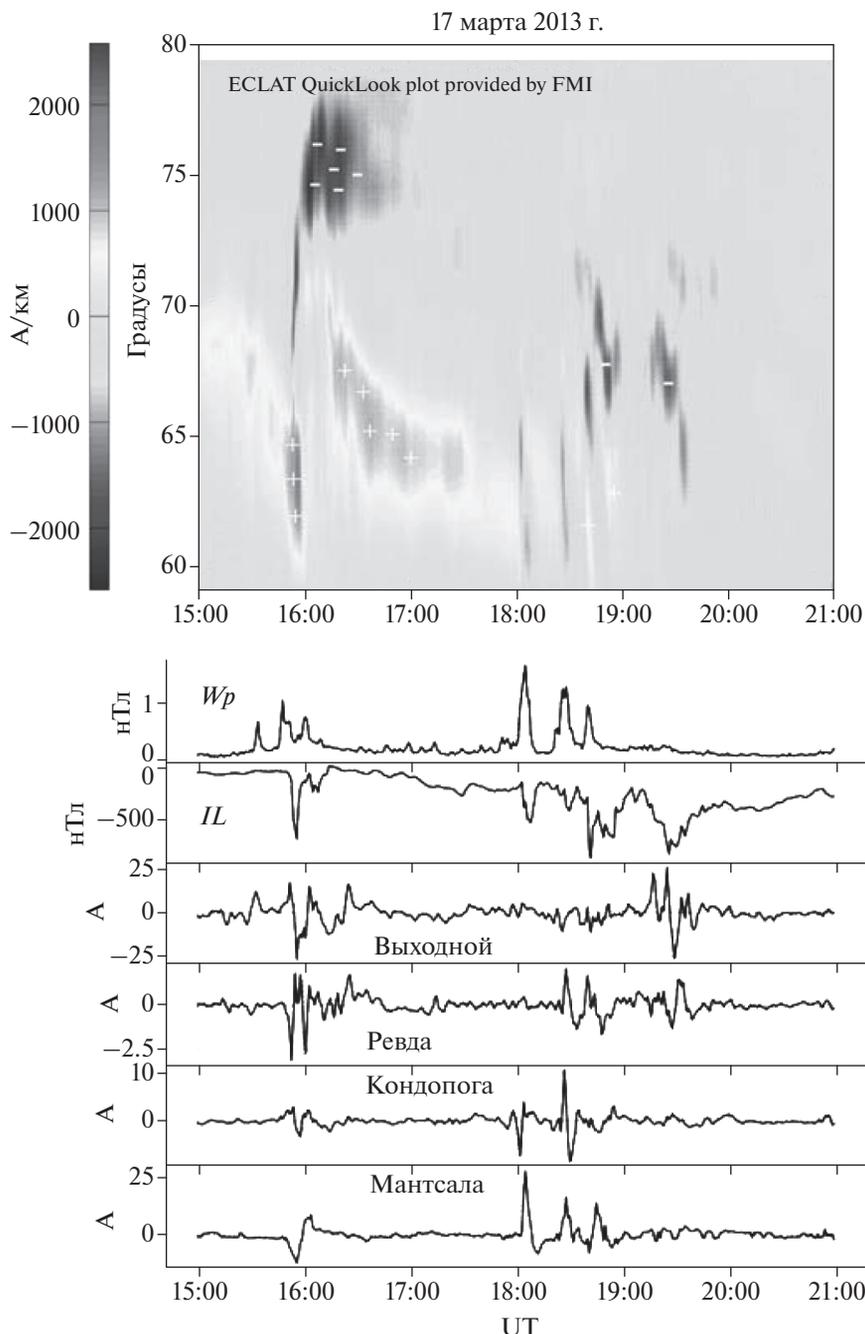


Рис. 7. Широтный профиль развития западного и восточного электроджетов, построенный по системе MIRACLE, с 15 до 21 UT 17 марта 2013 г. (сверху). Геомагнитные индексы IL и Wp и ГИТы на станциях Мантсала, Кондопога, Ревда и Выходной (снизу). Формат рис. 7 подобен формату рис. 4.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведен анализ двух событий появления интенсивных ГИТ на разных системах регистраций — на Карело-Кольской системе на Северо-Западе России и на финском газопроводе вблизи Мантсала. Оба рассматриваемых события наблюдались во время магнитных бурь, вызванных приходом к Земле межпланетных корональных выбросов

массы (ICME — interplanetary coronal mass ejection). Отметим, что появление геомагнитно-индуцированных токов на подстанциях Северо-Запада России исследуется с 2011 года и было найдено, что интенсивные ГИТ связаны, в основном, с корональными выбросами массы [Сахаров и др., 2019]. Этот же результат был получен и для ГИТ, зарегистрированных на газопроводе Мантсала,

было показано, что 91% дней с пиками ГИТ > 10 А связаны с ICME [Huttunen et al., 2008]. При анализе большого периода данных с 1999 по 2019 годы было обнаружено, что среди разных типов солнечного ветра межпланетные корональные выбросы массы вызывают ~97% пиков ГИТ > 10 А, при этом с Sheath и MC связаны ~51 и ~44% всех пиков, соответственно [Tsurutani et al., 2021; Haira, 2022]. Как известно, с приходом ICME связано появление очень интенсивных магнитных бурь [Echer et al., 2008], и, следовательно, большинство ГИТ может также наблюдаться во время интенсивных бурь. Как оказалось, ~67% всех пиков ГИТ > 10 А на станции Мантсала наблюдались во время супербурь ($SUM/H > -250$ нТл), при этом подавляющее большинство их приходилось на главную фазу бури [Haira, 2022]. И оба рассматриваемых в нашей статье события появления интенсивных ГИТ также были зарегистрированы на главных фазах магнитных бурь 15 марта 2012 и 17 марта 2013 г. (рисунки 2 и 5).

Кроме того, известно, что на возникновение ГИТ могут влиять и другие, более локальные возмущения магнитного поля, связанные с магнитосферными суббуриями, импульсами динамического давления солнечного ветра, магнитными пульсациями, омега структурами в сияниях и т.д. [Oliveira et al., 2017; Воробьев и др., 2019; Kozugeva et al., 2020; Apatenkov et al., 2019]. Одним из важных источников ГИТ в авроральной зоне является усиление и движение электроджетов во время взрывной фазы суббури. В нашей работе мы использовали данные двух разных систем регистрации ГИТ, что позволило проследить их динамику от субавроральных до высоких широт (с 60.6° до 69° N географической широты) и сопоставить с широтным развитием суббури. Как видно из рисунков 3–4 и 6–7 появление ГИТ на подстанциях, расположенных на разных широтах, подобно широтному профилю западного электроджета. Для случаев, когда суббурия развивалась только в высоких широтах, в ~15:30 UT 15 марта 2012 г. и в ~16 UT 17 марта 2013 г., ГИТ появились только на высокоширотных подстанциях Ревда и Выходной. Для суббури ~17 UT 15 марта 2012 г. движение электроджета происходило по всему широтному профилю, от субавроральных до высоких широт, и, соответственно, ГИТ появились на всех подстанциях, начиная от Мантсала, и постепенно распространяясь к более высокоширотным станциям, с некоторой временной задержкой (рис. 4). Наиболее ярко подобие в широтном профиле появления ГИТ и развития западного электроджета проявилось для суббури 17 марта 2013 г. в ~18 UT. Это было сложное событие, состоящее из 3 суббуревых активизаций, когда геомагнитные возмущения начались в Мантсала и распространялись в более высокие широты (рис. 6). И эта тонкая пространственно-временная структура суббури

проявилась в развитии ГИТ: все три активизации появились как три пика ГИТ (~32 А, 20 А и 18 А) на ст. Мантсала, далее первая и вторая активизации видны как пики ГИТ на ст. Кондопога (~10 А и 11 А), вторая и третья активизация как пики ГИТ (~3 А) в Ревде. И чуть позже ГИТ (~27 А) появился на ст. Выходной (рисунки 6 и 7). Мы полагаем, что при исследовании и моделировании источников ГИТ надо учитывать и тот факт, что суббуревая активность связана не только с усилением интенсивности крупномасштабного азимутального западного электроджета [Белаховский и др., 2018], но имеет и другие более мелкомасштабные меридиональные проявления, такие как движение к полюсу западного электроджета [Kisabeth and Rostoker, 1974; Pudovkin et al., 1995], которое происходит “скачками” во время взрывной фазы суббури [Wiens and Rostoker, 1975]. К тому же взрывная фаза суббури может состоять из нескольких активизаций [Сергеев и Яхнин, 1979], как это и наблюдалось во время суббури ~18 UT 17 марта 2013 года.

В обоих рассматриваемых событиях, 15 марта 2012 г. и 17 марта 2013 г., прослеживается также хорошая зависимость между появлением ГИТ и IL -индексом, который характеризует интенсивность западного электроджета на станциях IMAGE (по аналогии с AL -индексом). Надо отметить, что событие 17 марта 2013 года ранее рассматривалось в работах [Белаховский и др., 2018; Belakhovskiy et al., 2019]. Однако авторы не нашли корреляции ГИТ с AE -индексом, возможно, потому что они использовали часовые значения AE -индекса, а это недостаточно эффективно в случае суббурь, не позволяет выявить тонкую структуру суббури. Кроме того, в случае такого сложного события как суббурия 18 UT 17 марта 2013 года лучше подходит IL -индекс, отражающий возмущения именно на меридиане IMAGE, что позволяет исключить влияние суббуревой активности на других долготях.

Показана также хорошая зависимость между появлением ГИТ и Wp -индексом, который может быть использован как индикатор начала суббури [Nose et al., 2012] (рисунки 3–4 и 6–7). Однако, надо отметить, что эта зависимость хорошо прослеживается для станций Мантсала и Кондопога, а на станциях Ревда и Выходной может не проявляться, как, например, для случая суббури ~19:30 UT 17 марта 2013 года. На наш взгляд, это происходит потому, что Wp -индекс рассчитывается по низкоширотным станциям и возмущения на более высоких широтах могут не отражаться в его вариациях (рисунки 6–7).

5. ВЫВОДЫ

1) Развитие ГИТ на меридиональном профиле (от Мантсала до Выходного) происходило в соот-

ветствии с тонкой пространственно-временной структурой суббури. Появление ГИТ на разных широтах подобно движению к полюсу западного электроджета, появлению и распространению к полюсу суббуревых активизаций.

2) Установлена связь между появлением ГИТ и увеличением геомагнитных индексов: *IL*-индексом, характеризующем интенсивность западного электроджета на меридиане IMAGE, и *Wp*-индексом, определяющим начало и волновую активность суббури.

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/>) за возможность их использования в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Дэспирак И.В., Любича А.А. и Сецко П.В. выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований и Национального научного фонда Болгарии (проект № 20-55-18003). Работа Валева Д. выполнена при поддержке проекта Национального научного фонда Болгарии (проект № КП-06-Русия/15). Работа Сахарова Я.А. и Селиванова В.Н. по регистрации ГИТ выполнена при поддержке проекта Российского научного фонда № 22-29-00413.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н.* Характеристики variability геомагнитного поля для изучения воздействия магнитных бурь и суббурь на электроэнергетические системы // *Физика Земли*. № 1. С. 173–185. 2018.
- *Вальчук Т.Е.* Солнечный ветер и магнитные бури 24 цикла солнечной активности // *Астрономический циркуляр*. № 1585. ISSN 0236-2457. 2013.
- *Воробьев А.В., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н.* Статистические взаимосвязи вариаций геомагнитного поля, аврорального электроджета и геоиндуцированных токов. // *Солнечно-земная физика*. Т. 5. № 1. С. 48–58. 2019. <https://doi.org/10.12737/szf-51201905>
- *Воробьев В.Г., Сахаров Я.А., Ягодкина О.И., Петрукович А.А., Селиванов В.Н.* Геоиндуцированные токи и их связь с положением западной электроструи и границами авроральных высыпаний // *Труды Кольского научного центра РАН*. Т. 4. С. 16–28. 2018. <https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.16-28>
- *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.
- *Сахаров Я.А., Данилин А.Н., Остафийчук Р.М.* Регистрация ГИЦ в энергосистемах Кольского полуострова / *Труды 7-го Междунар. симп. по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии*. г. Санкт-Петербург, 26–29 июня 2007 г. СПб. С. 291–293. 2007. IEEE Cat.N. 07EX1804C, ISBN: 1–4244–1270–6
- *Сахаров Я.А., Катькалов Ю.В., Селиванов В.Н., Вильянен А.* Регистрация геоиндуцированных токов в региональной энергосистеме / *Практические аспекты гелиогеофизики, Материалы специальной секции “Практические аспекты науки космической погоды” 11-й ежегодной конференции “Физика плазмы в солнечной системе”*. 17 февраля 2016 г. Москва. ИКИ. С. 134–145. 2016.
- *Сахаров Я.А., Селиванов В.Н., Билин В.А., Николаев В.Г.* Экстремальные величины геоиндуцированных токов в региональной энергосистеме / *Proc. XLII Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”*. Апатиты. 11–15 марта 2019. С. 53–56. 2019. <https://doi.org/10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.53-56>
- *Сергеев В.А., Яхнин А.Г.* Соответствие признаков взрывной фазы суббури // *Геомагнитные исследования*. М.: Сов. Радио. Вып. 24. С. 78–89. 1979.
- *Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M., Sakharov Y., Selivanov V.* Impulsive disturbances of the geomagnetic field as a cause of induced currents of electric power lines // *J. Space Weather Clim.* V. 9. A. 18. 2019. <https://doi.org/10.1051/swsc/2019015>
- *Clilverd M.A., Rodger C.J., Brundell J.B., Dalzell M., Martin I., MacManus D.H., Thomson N.R., Petersen T., Obana Y.* Long-lasting geomagnetically induced currents and harmonic distortion observed in New Zealand during the 7–8 September 2017 disturbed period // *Space Weather* V.16. P. 704–717. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018SW001822>
- *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>
- *Davis T.N., Sugiura M.* Auroral electrojet activity index *AE* and its universal time variations // *J. Geophys. Res.* V. 71. № 3. P. 785–801. 1966. <https://doi.org/10.1029/JZ071i003p00785>
- *Despirak I.V., Kozelova T.V., Kozelov B.V., Lubchich A.A.* Observations of substorm activity from the data of MAIN camera system and THD satellite in the plasma sheet // *Proceedings of 44th Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”*, Apatity, 15–19 March 2021. P. 16–19. <https://doi.org/10.51981/2588-0039.2021.44.003>
- *Echer E., Gonzalez W.D., Tsurutani B.T.* Interplanetary conditions leading to superintense geomagnetic storms ($Dst \leq -250$ nT) during solar cycle 23 // *Geophys. Res. Lett.* V. 35. L06S03. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007GL031755>
- *Haira R.* Intense geomagnetically induced currents (GICs): association with solar and geomagnetic activities // *Solar Physics*. V. 297. A. 14. 2022. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01945-8>
- *Harang L.* The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms // *Terr. Magn. Atmos. Electr.* V. 51. № 3.

- P. 353–380. 1946.
<https://doi.org/10.1029/TE051i003p00353>
- *Huttunen K.E.J., Kilpua S.P., Pulkkinen A., Viljanen A., Tanskanen E.* Solar wind drivers of large geomagnetically induced currents during the solar cycle 23 // *Space Weather*. V. 6. № 10. S10002. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007SW000374>
- *Kamide Y., Yokoyama N., Gonzalez W., Tsurutani B.T., Daglis I.A., Brekke A., Masuda S.* Two-step development of geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 103. № A4. P. 6917–6921. 1998.
<https://doi.org/10.1029/97JA03337>
- *Kisabeth J.L., Rostoker G.* The expansive phase of magnetospheric substorms. I. Development of the auroral electrojets and auroral arcs configuration during substorm // *J. Geophys. Res.* V. 79. P. 972–984. 1974.
<https://doi.org/10.1029/JA079i007p00972>
- *Kozyreva O., Pilipenko V., Krasnoperov R., Baddeley L., Sakharov Y., Dobrovolsky M.* Fine structure of substorm and geomagnetically induced currents // *Annals of Geophysics*. 2020. V. 63. № 2. GM219.
<https://doi.org/10.4401/ag-8198>
- *Kunkel T., Untiedt J., Baumjohann W., Greenwald R.* Electric fields and currents at the Harang discontinuity: a case study // *Journal of Geophysics*. V. 59. № 1. P. 73–86. 1986.
- *Lakhina G.S., Hajra R., Tsurutani B.T.* Geomagnetically induced current / *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics, Encyclopedia of Earth Sciences Series*. Ed. H.K. Gupta. Springer Nature Switzerland AG. 2020.
https://doi.org/10.1007/978-3-030-10475-7_245-1
- *Maris Muntean G., Besliu-Ionescu D., Georgieva K., Kirov B.* Analysis of the Geomagnetic Activity During the SC 24 Maximum Phase / 6th Workshop “Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere”, 26–30 May 2014, Sunny Beach, Bulgaria, Abstracts Book. P. 10. 2014. <http://ws-sozopol.stil.bas.bg/>
- *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>
- *Nosé M., Iyemori T., Wang L. et al.* Wp index: A new substorm index derived from high-resolution geomagnetic field data at low latitude // *Space Weather*. V. 10. № 8. S08002. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2012SW000785>
- *Oliveira D.M., Ngwira C.M.* Geomagnetically Induced Currents: Principles // *Braz. J. Phys.* V. 47. P. 552–560. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s13538-017-0523-y>
- *Pudovkin M.I., Semenov V.S., Kotikov A.L., Shishkina E.M.* Dynamics of auroral electrojets and energetics of substorm // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 57. № 2. P. 187–192. 1995.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(93\)E0033-6](https://doi.org/10.1016/0021-9169(93)E0033-6)
- *Pulkkinen A., Lindahl S., Viljanen A., Pirjola R.* Geomagnetic storm of 29–31 October 2003: Geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system // *Space Weather*. V. 3. № 8. S08C03. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2004SW000123>
- *Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Tang F., Akasofu S.-I., Smith E.J.* Solar wind southward Bz features responsible for major magnetic storms of 1978–1979 // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A8. P. 8519–8531. 1988.
<https://doi.org/10.1029/JA093iA08p08519>
- *Tsurutani B.T., Echer E., Shibata K., Verkhoglyadova O.P., Mannucci A.J., Gonzalez W.D., Kozyra J.U., Pätzold M.* The interplanetary causes of geomagnetic activity during the 7–17 March 2012 interval: a CAWSES II overview // *J. Space Weather Space Clim.* V. 4. A02. 2014.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2013056>
- *Tsurutani B.T., Hajra R.* The interplanetary and Magnetospheric causes of Geomagnetically Induced Currents (GICs) > 10 A in the Mäntsälä Finland Pipeline: 1999 through 2019 // *J. Space Weather Clim.* V.11. A23. 2021.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2021001>
- *Viljanen A., Häkkinen L.* IMAGE magnetometer network / Satellite-ground based coordination sourcebook. Eds. Lockwood M., Wild M.N., Opgenoorth H.J. ESA publications SP-1198. P. 111–117. 1997.
- *Viljanen A., Tanskanen E.I., Pulkkinen A.* Relation between substorm characteristics and rapid temporal variations of the ground magnetic field // *Ann. Geophys.* V. 24. № 2. P. 725–733. 2006.
<https://doi.org/10.5194/angeo-24-725-2006>
- *Wiens R.G., Rostoker G.* Characteristics of the development of the westward electrojet during the expansive phase of magnetospheric substorms // *J. Geophys. Res.* V. 16. P. 2109–2128. 1975.
<https://doi.org/10.1029/JA080i016p02109>

КРАТКОСРОЧНЫЙ ПРОГНОЗ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ F_2

© 2022 г. Н. П. Сергеенко*

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

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

Поступила в редакцию 10.06.2022 г.

После доработки 19.07.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Описаны предикторы магнитоионосферных возмущений в явлениях на Солнце и в солнечном ветре, которые позволяют прогнозировать вероятность появления магнитоионосферных возмущений. При исследовании связи ионосферных бурь с магнитными установлена эмпирическая зависимость начала, интенсивности и продолжительности ионосферных возмущений от магнитных. Рассмотрены методы глобального представления пространственно-временных вариаций параметров слоя F_2 во время возмущений с использованием как эмпирических, так и физических моделей. Показана возможность использования упрощенной одноионной модели, которая состоит из системы двух дифференциальных уравнений для $N_m F_2$ и $h_m F_2$, в краткосрочном прогнозировании параметров максимума слоя F_2 среднеширотной ионосферы. Входными параметрами модели являются координаты, солнечная и магнитная активность, а также прогноз начала, типа и интенсивности возмущения. Коррекция при прогнозе осуществляется по скорости дрейфа и коэффициенту рекомбинации в соответствии с текущими наблюдениями. Проведено сравнение эпигнозов, выполненных по этой модели, с прогнозами, использующими эмпирическую модель, построенную в ИЗМИРАН по методу выделения регулярных возмущенных вариаций. Показано, что точности этих моделей сопоставимы. На основании статистического анализа гистограм $\delta f_o F_2$, показано, что закон распределения совокупности $\delta f_o F_2$ во время возмущений далек от нормального. Предложен способ интерпретации экспериментальных функций плотности вероятности с помощью модели с эксцессом и асимметрией, построенной на базе пуассонова случайного процесса как для данных с часовым разрешением, так и по учащенным пятиминутным наблюдениям. Предложены основные этапы дальнейшего развития краткосрочного ионосферного прогнозирования на основе численных теоретических моделей ионосферы.

DOI: 10.31857/S001679402206013X

1. ВВЕДЕНИЕ

В краткосрочных ионосферных прогнозах определяются периоды возмущений, их интенсивность и вариации параметров ионосферы в конкретные периоды времени. Их физической основой является совокупность сведений о взаимодействии системы Солнце—солнечный ветер—магнитосфера—ионосфера Земли. Качество, оправданность и точность таких прогнозов в значительной мере зависят от степени знания этих связей и от качества прогнозов солнечной активности и возмущений магнитосферы. Другой особенностью ионосферных прогнозов является их многообразие, связанное с различными требованиями потребителей по параметрам, заблаговременности, точности. В связи с этим методические подходы могут быть разными в зависимости от типа прогнозов. Физические основы и методы краткосрочных прогнозов изложены во многих работах, например, [Методика ..., 2020; Зевакина, 1987; Зе-

вакина и др., 1990; Marin et al., 2000; Mikhailov et al., 2007; Барабашов и Мальцева, 2003; Двинских и Найденова, 1985].

С целью разработки прогнозов глобального развития ионосферных бурь продолжаются работы по моделированию возмущенных вариаций области F . Предложены методы глобального прогноза области F при спокойных и возмущенных условиях на основе эмпирических и физических моделей ионосферы [Намгаладзе, 1978].

Наиболее значительными возмущениями являются: внезапные ионосферные возмущения SID, поглощение полярной шапки PCA, авроральное поглощение AA и возмущения области F (ионосферные бури). Их прогнозирование можно разделить на два этапа:

— прогноз вероятности появления возмущения, его типа, начала, интенсивности и продолжительности;

– прогноз пространственно-временных вариаций параметров ионосферы во время возмущений.

Основными исходными данными для первого этапа являются гелиогеофизические связи, для второго – закономерности ионосферы. SID и PCA связаны непосредственно со вспышками, SID – с усилением X-лучей, PCA – с излучением энергичных протонов с энергией 5–30 МэВ. Прогноз вспышек одновременно является прогнозом SID, поскольку они наблюдаются почти одновременно, с запаздыванием на 7 мин, соответствующим времени прохождения X-лучей от Солнца до Земли.

Энергичные протоны излучаются только из очень активных протонных вспышек и достигают полярных областей через 1–6 ч после их начала. Акиньян и Черток [1980] разработали метод прогноза PCA непосредственно по данным микроволновых и метровых радиовсплесков. Основой этого метода является зависимость между амплитудой поглощения и параметрами микроволновых радиовсплесков, которые характеризуют количество частиц, ускоренных во вспышке. Индикатором условий выхода частиц из области вспышек служит интенсивность метровой компоненты радиоизлучения (всплески II, IV типов). Временные параметры (начало и время максимума поглощения относительно времени максимума микроволнового всплеска) определяются главным образом гелиодолготой вспышки.

Авроральное поглощение и ионосферные бури связаны с излучением высокоскоростных потоков низкоэнергичной солнечной плазмы из активных областей Солнца как во время вспышек, так и без них, если область геоэффективна. Они возникают в результате взаимодействия высокоскоростных потоков с магнитосферой Земли. Авроральное поглощение увеличивается при внедрении в авроральную зону ускоренных в магнитосфере энергичных электронов с энергией десятки килоэлектронвольт. Между АА и потоками таких электронов установлены эмпирические соотношения.

Наиболее сложным и глобальным является возмущение области F , когда происходит значительное изменение электронной концентрации, высоты главного максимума, состава и температуры верхней атмосферы на всех широтах.

Как известно, ионосферные бури очень разнообразны и по-разному проявляются на разных широтах. Их можно разделить на несколько типов, основным типом является двухфазное возмущение. Положительная фаза, как правило, наблюдается в начале возмущения на дневной стороне Земли со средней продолжительностью ~8 ч. Отрицательная фаза развивается в первые сутки возмущения только на ночной стороне, во вторые и последующие сутки – и на ночной, и дневной

сторонах Земли. Иногда наблюдается только одна из фаз. Смешанные возмущения (чередование положительных и отрицательных фаз) обычно связаны с последовательностью ряда следующих друг за другом суббурь со слабой и умеренной активностью.

Разнообразие ионосферных возмущений связано с многообразием механизмов передачи энергии высокоскоростных потоков солнечного ветра через магнитосферу ионосфере. Основными из них являются: электродинамический дрейф ионосферной плазмы, связанный с усилением электрических полей на границе и внутри магнитосферы; усиление термосферных ветров вследствие джоулева разогрева при диссипации авроральных токов; изменение состава верхней атмосферы вследствие ее разогрева при диссипации авроральных токов и экваториального кольцевого тока; эффекты внутренних гравитационных волн, генерируемых в авроральной зоне во время бурь и суббурь.

Положительная фаза формируется в основном электродинамическим дрейфом и усилением термосферных ветров [Evans, 1973; Намгаладзе и Захаров, 1979]. Оба механизма вызывают подъем плазмы F_2 -слоя в область меньшей скорости химических потерь, создавая тем самым увеличение электронной концентрации. Отрицательная фаза связана главным образом с изменением состава верхней атмосферы. Вследствие значительного разогрева атмосферы в главную фазу бури область F обогащается молекулярными составляющими O_2 и N_2 , что приводит к увеличению скорости химических потерь и уменьшению электронной концентрации. Роль различных механизмов в формировании возмущений наиболее полно изложена в обзорах [Намгаладзе, 1978; Prolls, 1980; Данилов и Морозова, 1985].

В данной статье продолжены работы по совершенствованию краткосрочных прогнозов ионосферных возмущений в слое F_2 . В поисках более точного способа определения начала возмущений области F , в разделе 2 приведено краткое изложение имеющихся к данному моменту сведений об эмпирических связях магнитоионосферных возмущений с параметрами Солнца и солнечного ветра [Зевакина и др., 1990]. В разделе 3 перечислены эмпирические модели возмущенных вариаций электронной концентрации и описан прогностический аспект простой физической модели. Четвертый раздел посвящен вероятностно-статистической модели вариаций критической частоты во время бурь.

2. ПРОГНОЗ ВЕРОЯТНОСТИ МАГНИТОИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

2.1. Предикторы возмущений в солнечных параметрах

Вероятность появления магнитных и ионосферных бурь прогнозируется по данным диагностики и прогноза солнечной активности. Эта задача фактически сводится к определению геоэффективности вспышек и активных областей: учитывается вся совокупность данных об активных областях на Солнце, включающая в себя эволюцию и динамику активных областей, активные долготы, текущую вспышечную активность, исчезновение волокон, корональные дыры (по наблюдениям линии 10830 Å), структуру крупномасштабных солнечных магнитных полей, их направление, радиовсплески, рекуррентность и ее тенденции, прямые спутниковые данные о параметрах солнечного ветра.

Joselyn and McIntosh [1981] показали, что основными источниками магнитосферных бурь являются вспышки, корональные дыры и исчезновение волокон. Показано, что только ~ 50% бурь можно связать с одним из источников. Большую часть возмущений можно связать одновременно с двумя источниками. 10% бурь не удается связать ни с одним из источников. Это показывает, что прогнозирование вероятности возмущения по солнечным данным является весьма трудной задачей.

Тип, продолжительность и интенсивность возмущения в большой мере определяются источником геоэффективного излучения и его координатами. Как известно, большие возмущения с внезапным началом обычно связаны со вспышками. Возмущения с постепенным началом в основном связаны с корональными дырами и исчезновением волокон. Важное значение для определения геоэффективности вспышек имеют радиовсплески.

Распространение ударных волн в короне и межпланетном пространстве проявляется в генерации радиовсплесков второго типа. Учитывая это, Skirgiello [1980] получил соотношения, позволяющие по радиовсплескам оценить запаздывание SC-бури от вспышки $\Delta t = 68.1 - 11.6 \lg E$, где Δt – в ч, E – энергия микроволнового всплеска на 3 ГГц, которая определяется как произведение максимальной интенсивности на полную продолжительность всплеска, выражена в единицах 10^{-17} Дж/(м² Гц).

Фролов [1978] определил наиболее информативные предикторы и получил регрессионные соотношения, позволяющие оценить задержку Δt между вспышкой и SC и интенсивность магнитного возмущения во время главной фазы Ap :

$$\Delta t = 51 - 6.4X_2 - 28X_5 + 12X_7 + 13X_8 - 10X_9,$$

$$Ap = -30 + 25X_1 + 94X_5,$$

где Ap – индекс геомагнитной активности; X_1 и X_2 – площадь и яркость вспышки в $N\alpha$ – спектральной линии серии Бальмера атома водорода; X_5 – отношение времени нарастания ко времени спада всплеска мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 2–12 Å; X_7 , X_8 и X_9 – наличие радиовсплесков II, III, IV типов. Эти соотношения позволяют определять время запаздывания с ошибкой ~20–30%, Ap – с точностью до 50%.

McNamara [1980] разработал алгоритм определения вероятности возникновения геомагнитной бури (с амплитудой $Ap > 100$), где учитывается оптический балл вспышки по мягкому рентгену, условная энергия метрового радиовсплеска IV типа (произведение длительности всплеска в минутах на балл) и гелиодолгота вспышки (расстояние от центрального меридиана).

Кроме электромагнитного излучения, важное значение для определения геоэффективности вспышек имеют интенсивность и направление крупномасштабного магнитного поля в области вспышки, от которой зависит знак меридиональной Bz -компоненты поля во вспышечном потоке [Пудовкин и др., 1977]. Прогноз знака Bz возможен с заблаговременностью 2–5 сут (время транспортировки возмущения солнечного ветра до Земли).

2.2. Предикторы возмущений в вариациях солнечного ветра

Развитие и интенсивность магнитных и ионосферных бурь контролируются величиной межпланетного электрического поля $E_y = -VBz$. Появлению возмущенных значений B и V обычно предшествует всплеск плотности n на фронте высокоскоростных потоков, который начинается на несколько часов раньше возмущения B и V . За сутки до начала магнито-ионосферного возмущения наблюдается увеличение плотности солнечного ветра ($n \geq 10 \text{ см}^{-3}$). Оно вызывает изменение только на границе магнитосферы, о чем свидетельствует положительная фаза $Dst(H)$. Увеличение AE и $Dst(H)$ (AE и Dst – индексы геомагнитной активности) начинается через 1–2 ч после изменения направления Bz ММП (межпланетного магнитного поля) с северного на южное. Положительная фаза ионосферного возмущения хорошо коррелирует с увеличением ММП, она существует, пока увеличено ММП.

В работах [Шеломенцев и др., 1982; Rosenberg, 1982] на обширном материале показано, что 90% бурь с $Dst < -30$ нТл связано с появлением $Bz < -5$ нТл. 10% бурь развивается при более слабом ММП ($Bz \sim 2-4$ нТл), но при большей скорости солнечного ветра ($V \geq 500$ км/с); ~80% всплесков $Bz \leq -5$ нТл следует за увеличением плотности $n \geq$

$\geq 7-10 \text{ см}^{-3}$. Заблаговременность прогноза бурь на основе всплесков n в среднем равна 8–12 ч.

Рост плотности солнечного ветра имеет отклик в геомагнитных вариациях полярной шапки. Используя связь n с индексами магнитосферной щели PE и полярной шапки PC, можно определять $n \geq 7 \text{ см}^{-3}$ и вероятность появления возмущений PE, PC = $\sum_{i=1}^n (H_i - H_i^0)$, где H_i – часовые значения H -компоненты на соответствующих обсерваториях ($n = 6$ для PE на широтах $\Phi \sim 75^\circ-81^\circ$, $n = 3$ для PC, H_i^0 – в спокойный день в соответствующий час). Успешность такого прогноза 80%, индексы PE и PC не уступают по информативности параметрам солнечного ветра.

Итак, основными предикторами магнитных и ионосферных бурь являются увеличение плотности солнечного ветра ($n > 7-10 \text{ см}^{-3}$) за 8–12 ч и южной компоненты ММП ($> 5 \text{ нТл}$) за 30–60 мин до начала бури. Всплески n и Bz могут определяться с помощью внемагнитосферного спутника и по наземным геомагнитным данным в полярной шапке.

2.3. Прогноз начала, интенсивности и продолжительности ионосферных возмущений

Интенсивность магнитных и ионосферных бурь определяется энергией солнечного ветра, которая может быть представлена индексом Акасофу $e = VB^2 \sin^4 \theta J_0^2$ (Дж с^{-1}), где V – скорость солнечного ветра; B – величина ММП; θ – угол между полным вектором ММП и Bz ; $J_0 = 7 \text{ PE}$. Акасофу [1980] показал, как изменение энергии солнечного ветра контролирует вариации AE и развитие главной фазы бури Dst . Между индексами магнитосферных возмущений AE , Kp и Dst и параметрами солнечного ветра установлены эмпирические соотношения, которые позволяют определять интенсивность возмущений с большой точностью. Например, в работе [Пудовкин и др., 1980] для среднесуточных значений индексов они представлены в виде:

$$AE = 43.8 + (13.0 \pm 0.6)V\sigma - (10.7 \pm 0.6)VBz,$$

$$Kp = 5.1 + (1.03 \pm 0.03)V\sigma - (0.51 \pm 0.03)VBz,$$

где V – скорость солнечного ветра; σ – изменчивость ММП. Отмечено, что наиболее геоэффективными параметрами являются южная компонента ММП, ее изменчивость σ и скорость солнечного ветра.

Для определения интенсивности ионосферных возмущений установлены корреляционные соотношения максимальных значений $\delta foF2$ ($foF2$ – критическая частота слоя F2) с AE , Dst , Kp (индексы геомагнитной активности) и Bz (вертикальная компонента индукции магнитного по-

ля) [Зевакина, 1987]. Коэффициенты регрессии меняются с широтой. Довольно высокая корреляция $\delta foF2$ со всеми характеристиками магнитосферной возмущенности и с Bz ММП обусловлена тем, что все магнитосферные характеристики контролируются Bz -компонентой ММП [Пудовкин и др., 1977]. Интенсивность положительных ионосферных возмущений коррелирует непосредственно с параметрами солнечного ветра: скоростью V и величиной ММП.

В работе [Sergeenko and Kuleshova, 1990] была разработана формализованная методика диагностики параметров магнитной бури по наземной регистрации магнитного поля Земли.

Методика позволяет по цифровой магнитограмме автоматически определять начало, конец, тип начала, интенсивность магнитной бури и начало ее главной фазы. Предвестниками бурь являются внезапные импульсы в магнитном поле (SI, SC). Положительная фаза ионосферного возмущения наступает при $\Delta H \sim 10 \text{ нТл}$ на близлежащей магнитной обсерватории и увеличении AE -индекса за 3–7 ч. Отрицательная фаза ионосферной бури прогнозируется по установленным феноменологическим связям геомагнитных и ионосферных возмущений. Начало и тип отрицательной фазы ионосферного возмущения, прогноз которой наиболее важен для радиосистем, определяется по времени начала главной фазы магнитной бури с точностью 1–2 ч.

Тип ионосферного возмущения также связан с характером развития главной фазы магнитной бури: основные типы (с одним или несколькими активными периодами) наблюдаются во время геомагнитных бурь с четко выраженной главной фазой, начинающейся сразу после начала бури (с внезапным или постепенным началом); другие типы наблюдаются, когда начало главной фазы задерживается относительно начала магнитной бури. Для рекуррентных возмущений учитывается их тип в предшествующих оборотах, так как при 27-дневной повторяемости характер возмущений обычно сохраняется.

Ионосферные возмущения большой интенсивности обычно следуют за большими магнитными бурями. Очень большие и большие магнитные возмущения с внезапным началом обычно связаны со вспышками, умеренные и малые с постепенным началом – с корональными дырами и исчезновением волокон. При этом развитие главной фазы бури зависит от расположения вспышек относительно центрального меридиана Солнца. Большие бури с $Dst > 100 \text{ нТл}$ чаще вызываются вспышками, расположенными между гелиодолготами 45° E и 70° W .

Анализ показал, что наиболее удачным показателем возмущенности магнитного поля является скользящая сумма модулей градиентов H -со-

ставляющей $M = \sum_i |\Delta H|_{i \text{ скользя}} \cdot$. Отметим, что, количественно признаки меняются с широтой, так как магнитная возмущенность меняется с широтой.

3. ПРОГНОЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ВО ВРЕМЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

3.1. Эмпирические модели прогноза возмущенных вариаций слоя F2

Прогноз пространственно-временных вариаций параметров ионосферы во время возмущений возможен как с использованием корреляционных, регрессионных методов [Двинских и Найденова, 1985; Marin et al., 2000; Mikhailov et al., 2007; Барабашов и Мальцева, 2003], так и на основе эмпирических и физических моделей ионосферы.

Эмпирические модели возмущенной ионосферы с адаптацией для краткосрочных прогнозов известны: модель ИЗМИРАН [Kuleshova et al., 1986, 1987; Lavrova et al., 1985; Сергеевко и Депенева, 2021], позволяющая прогнозировать $foF2$, h_mF2 (высота максимума слоя F2), $N(h)$ -профили на возмущенные периоды от часа к часу; модель ААНИИ для высокоширотной ионосферы [Беспрозрачная и др., 1985]. $foF2$ в этой модели представлены в виде карт электронной плотности в максимуме слоя F2 для спокойных и возмущенных условий. Карты построены на основе эмпирической зависимости $foF2$ от зенитного угла Солнца и широты. Прогноз ИСЗФ [Двинских и Найденова, 1985] осуществляется по методу оптимальной интерполяции, строятся прогностические карты ионосферных параметров по данным наблюдений за предшествующие часы в пунктах наблюдения. С помощью этих моделей можно прогнозировать глобальное развитие возмущения от часа к часу на весь период возмущения по ограниченной ионосферной информации. Среднеквадратичные отклонения модельного прогноза от наблюдений находятся в основном в пределах 10%.

В работе [Mendillo and Klobuchar, 1980] для прогноза пространственно-временных вариаций области F рекомендуется использовать карты усредненных отклонений полного содержания электронов δTEC во время бурь. Они представляют δTEC (в %) как функцию инвариантной широты λ и местного времени в период бури, такие карты построены для всех сезонов Северного полушария.

Прогнозирование ионосферы с использованием физических моделей обладает рядом преимуществ перед традиционным эмпирико-статисти-

ческим подходом. Эти преимущества заключаются в следующем.

1. Модели, основанные на численном интегрировании уравнений, формулирующих физические законы для ионосферной плазмы, представляют собой более высокую степень обобщения наших знаний об ионосфере по сравнению с эмпирическими моделями.

2. Они позволяют с наибольшей степенью достоверности, отвечающей природе явления, экстраполировать развитие событий в будущем при наличии известного начального распределения прогнозируемых параметров, а также проводить интерполяцию между отдельными измерениями.

3. Физические модели дают почти непрерывное описание в любой пространственно-временной области, что позволяет использовать их в задачах прогноза, тогда как эмпирические модели содержат большие пробелы в информации; существуют вообще не охваченные регулярными наблюдениями обширные регионы Арктики, Антарктики и Мирового океана; дискретные спутниковые пролеты не восполняют эту нехватку информации.

Однако эти преимущества могут быть в полной мере реализованы при практическом использовании физических моделей лишь при условии достижения определенного уровня развития этих моделей – по степени физической адекватности среде или точности ее описания. Отставание в этих направлениях сдерживает внедрение физических ионосферных моделей в практику ионосферного прогнозирования.

К настоящему времени разработано большое количество численных физических моделей ионосферы, относящихся к различным широтным регионам и интервалам высот. Отметим здесь отечественные физические модели для расчета параметров слоя F2:

– одноионная модель F2-слоя среднеширотной ионосферы (200–600 км) [Иванов-Холодный и Михайлов, 1980];

– многокомпонентные модели среднеширотной ионосферы (120–500 км [Колесник и Чернышов, 1981]; 120–1000 км [Гинзбург и Гуляев, 1982]; 100–1000 км [Namgaladze et al., 1977]);

– многокомпонентные модели низкоширотной ионосферы [Сироткин и др., 1979; Коен и Сидоров, 1985];

– одноионные модели F2-слоя высокоширотной ионосферы [Осипов и др., 1983; Беспрозрачная и др., 1982].

Эти модели являются исследовательскими и пригодны для прогностических целей в отдельных регионах и в спокойных условиях. Что касается возмущений, то они могут быть основой для построения модели, пригодной для описания и во

время бурь. Ниже предпринята попытка адаптировать для прогноза параметров максимума слоя F2 упрощенную одноионную модель F2-слоя ионосферы [Саенко и др., 1988].

3.2. Прогностический аспект простой физической модели

В работах [Саенко и др., 1988, 1985] предложена упрощенная модель поведения параметров максимума слоя F2 $N_m F2$ и $h_m F2$:

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial h} = Q - \beta N \\ F = wN - D\left(\frac{N}{H} + \frac{\partial N}{\partial h}\right). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь H – плазменная шкала высот; w – вертикальная составляющая дрейфов в ионосфере, принятая независимой от высоты; D – коэффициент диффузии; F – поток плазмы; Q и β – коэффициенты ионизации и рекомбинации.

Решение системы искалось в виде $N = N_m f(z)$, где N_m – концентрация в максимуме слоя, $f(z)$ – профильная функция,

$$z = \exp\left(-\frac{h - h_m}{H}\right).$$

После подстановки система (1) приводится к уравнению

$$\begin{aligned} -z^2 \frac{d^2 N}{dz^2} + (2 - z^3 w_0) \frac{dN}{dz} + \\ + (Lz^2 - 2)N = Qz^4 - \beta z^6 N. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} w_0 = \frac{1}{H} \left(w - \frac{dh_m}{dt} \right) \frac{H^2}{D_m}, \quad L = \frac{d \ln N_m H^2}{dt} \frac{H^2}{D_m}, \\ Q = Q_m \frac{H^2}{D_m}, \quad \beta = \beta_m \frac{H^2}{D_m}. \end{aligned}$$

Уравнение (2) не имеет точных решений. Метод поиска приближенного решения заключается в следующем: задаваясь высотным профилем $N(z)$ и подставляя его в (2), потребуем, чтобы уравнение удовлетворялось на высоте максимума слоя F2. Это позволяет записать два независимых соотношения между параметрами задачи. Высотный профиль задавался в виде функции Чепмена и использовались условия для максимума F2-слоя:

$$\left. \frac{dN}{dz} \right|_{h_m} = 0, \quad \left. \frac{d^2 N}{dz^2} \right|_{h_m} = -2N_m, \quad N|_{h_m} = N_m, \quad z = 1.$$

Из условия равенства потоков плазмы, полученных из уравнения непрерывности и уравнения движения в максимуме слоя, получена система уравнений, связывающая ионосферные и аэро-

номические параметры на высоте максимума F2-слоя [Саенко и др., 1988]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_m}{dt} = Q_m - \beta_m N_m, \\ \frac{1}{H} \frac{dh_m}{dt} = \frac{w_0}{H} - \frac{D_m}{H^2} + 1.2\beta - 0.9 \frac{Q_m}{N_m}. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициенты Q_m , β_m , D_m в максимуме слоя выражаются через их значения на некоторой опорной высоте h_0 :

$$Q_m = Q_0 z_m^2, \quad \beta_m = \beta_0 z_m^4, \quad D_m = D_0 z_m^{-2}.$$

Поведение функции ионообразования со временем и скорости ветра задавалось в виде:

$$\begin{aligned} Q = \begin{cases} q_0 \cos \frac{\pi LT}{12} \cos \varphi, & 6 \leq LT \leq 18 \\ 0, & 18 < LT < 6 \end{cases} \\ w_0 = w_0 f(t), \quad f(t) = \cos \frac{\pi}{6} \left(\frac{LT}{2} - 1 \right). \end{aligned}$$

В работе [Саенко и др., 1985] показано, что система (3), являясь нестационарной, в то же время удовлетворяет известным стационарным соотношениям между ионосферными и аэрономическими параметрами в максимуме слоя F2 в спокойных условиях, о чем указывается, например, в работах [Ришбет и Гарриот, 1975; Иванов-Холодный и Михайлов, 1980]. Ее можно использовать для решения прикладных задач, в частности, она может служить детерминированной основой в планетарных гибридных моделях спокойной ионосферы.

Используя эту простую модель, проследим, как изменяется поведение аэрономических параметров во время ионосферных возмущений. Для анализа были отобраны данные о вариациях $N_m F2(t)$ и $h_m F2(t)$ различных ионосферных станций за периоды ионосферных возмущений. Были оценены величины аэрономических параметров на высоте 300 км с использованием современных атмосферных моделей [Jacchia, 1977; Kohnlein, 1980; Picone et al., 2002], которые затем использовались в качестве начальных приближений при решении системы (3).

В качестве примера в верхней части рис. 1 штриховыми линиями нанесены результаты расчетов по модели (3) для периода 29.10.–5.11.1989 г. для станций Fort Monmouth ($\varphi = 40.4$ N; $\lambda = 285.9$; $\phi = 51.8$) и Grand Bahama ($\varphi = 26.6$ N; $\lambda = 281.8$; $\phi = 379$). Буря началась 30.10. в 01 ч UT и закончилась 5.11. в 23 ч UT, $Dst_{\max} \sim -80$ нТл, $Kp_{\max} = 7$. В ионосфере средних широт по данным станции Fort Monmouth в это время наблюдалось отрицательное возмущение с несколькими активными периодами. Максимальная интенсивность $\delta foF2_{\max} = -60\%$. На низкоширотной станции Grand Bahama отмечено положительное

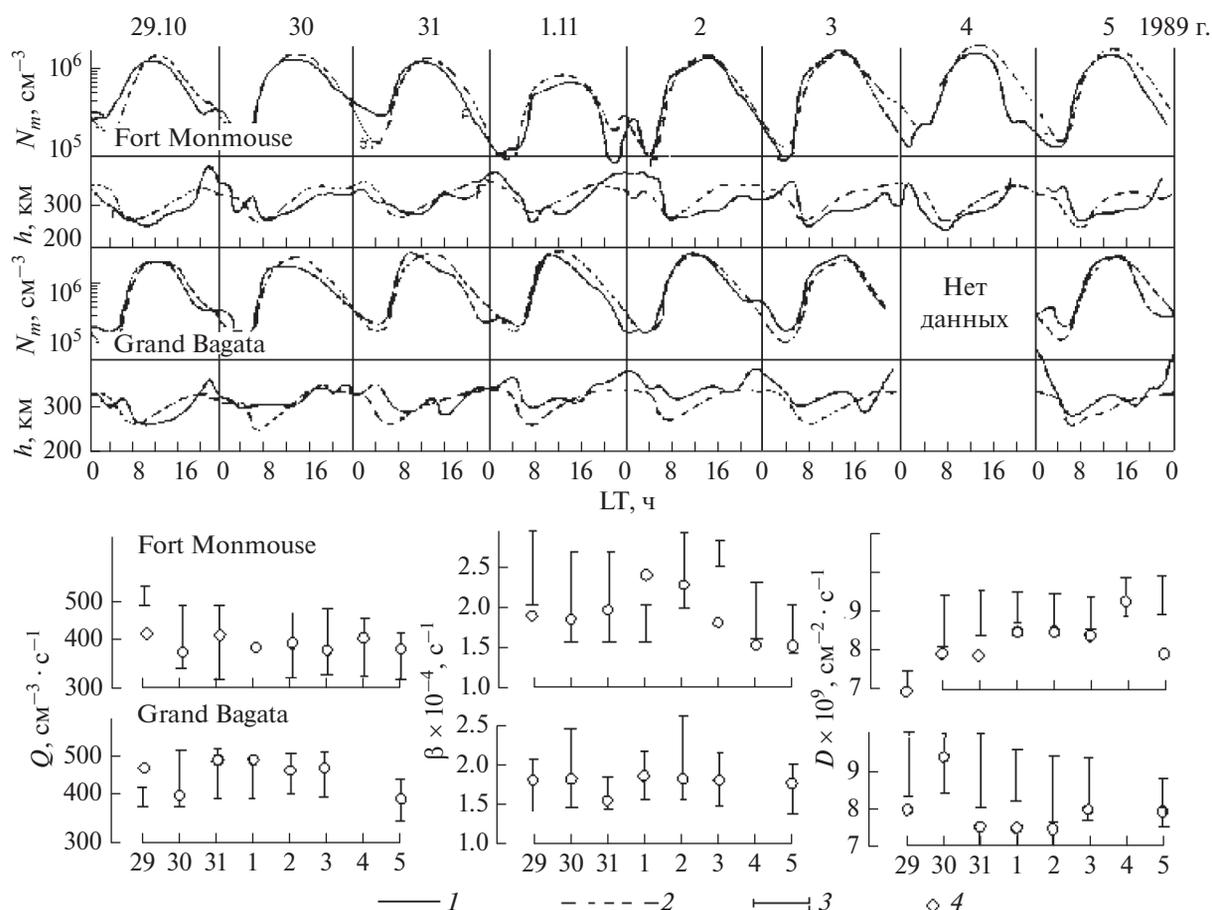


Рис. 1. Вариации $N_m F2$ и $h_m F2$ за период 20.10–5.11.1989 г. и поведение среднесуточных аэрономических параметров на высоте 300 км. 1 – наблюдаемые значения; 2 – модельные; 3 – параметры, рассчитанные по нейтральным моделям; 4 – определенные по упрощенной физической модели.

возмущение, $\delta f_o F2_{\max}$ достигало 40%. На этом же рисунке сплошными линиями нанесены также результаты измерений $N_m F2$ и $h_m F2$, которые иллюстрируют качество подбора аэрономических параметров. В нижней части рисунка приведены величины среднесуточных аэрономических параметров, при которых решалась система (3) для указанного периода. Там же представлен диапазон суточных изменений этих параметров, определенных по моделям [Jacchia, 1977; Kohnlein, 1980; Picone et al., 2002]. Видно, что во время отрицательных бурь (Fort Monmouth) растет коэффициент рекомбинации, что соответствует росту концентрации O_2 и N_2 в такие периоды. В низких широтах согласие достигается уменьшением коэффициента диффузии и увеличением функции ионообразования, связанное с ростом концентрации атомарного кислорода, вследствие чего возмущения в низких широтах становятся положительными. Среднесуточная скорость w_0 вертикального дрейфа при вариации в пределах ± 10 м/с не оказывала существенного влияния на поведе-

ние электронной концентрации и высоты максимума слоя $F2$ по сравнению с изменениями функции ионообразования и коэффициента рекомбинации.

Таким образом, система (3) удовлетворительно описывает поведение $N_m F2$ и $h_m F2$ во время бурь во время положительной и отрицательной фазы возмущения. Она отражает широтную зависимость бурь: отрицательные возмущения наблюдаются на средних широтах, положительные – в низких. Летом переходная граница опускается к более низким широтам.

Уравнения могут быть использованы в качестве основы в прогностических моделях. Среднесуточные аэрономические параметры Q_0 , β_0 , D_0 оцениваются по модели нейтральной атмосферы. Обычно при прогнозе управляющие параметры модели – начальные и граничные условия, потоки ионизирующего излучения и т.д. – известны с неопределенностью, что допускает их коррекцию на основе сопоставления прогноза с текущими данными наблюдений прогнозируемых парамет-

Таблица 1. Средние и среднеквадратичные отклонения прогнозируемых значений $h_m F2$ и $N_m F2$ от наблюдаемых

Станция	Дата бури	Эмпирическая модель				Полуэмпирическая модель			
		$\overline{\Delta h}$, км	$\sigma \Delta h$, км	$\overline{\delta N}$, %	$\sigma \delta N$, %	$\overline{\Delta h}$, км	$\sigma \Delta h$, км	$\overline{\delta N}$, %	$\sigma \delta N$, %
Москва	8–10.01.1985 г.	–9	35	15	30	25	34	–29	38
	27–29.01.1985 г.	–27	26	26	27	14	29	–10	20
	19–22.04.1985 г.	18	23	17	39	24	21	–16	36
	9–10.06.1985 г.	24	34	–24	18	19	36	21	24
Ростов	8–10.01.1985 г.	10	31	24	28	15	30	–24	28
	27–29.01.1985 г.	–8	37	17	23	22	30	–11	32
	19–22.04.1985 г.	13	27	–1	34	22	28	–7	30
	9–10.06.1985 г.	28	32	–28	24	19	21	–5	30

ров, электронной концентрации прежде всего. Сравнительно легко такую коррекцию осуществлять для одномерных моделей.

Прогнозируемые значения $N_m F2$ и $h_m F2$ корректируются по ходу поступления экспериментальной информации. Коррекция производится по параметрам β_0 и W_0 . Значения β рассчитываются по предыдущим суткам после захода Солнца:

$$\beta_0 = \frac{2 \ln \frac{N_0}{N_t}}{(z_t^4 + z_0^4)(t - t_0)},$$

N_0 – электронная концентрация в момент захода, t превышает время захода Солнца на $h = 300$ км, w_0 может корректироваться по мере поступления наблюдаемых данных $N_m F2$ и $h_m F2$.

Во время ионосферных возмущений модель может удовлетворительно описывать суточные вариации $N_m F2$ и $h_m F2$, но при этом значения аэрономических параметров чаще всего отличаются от значений, определенных по моделям нейтральной атмосферы. Поэтому были определены значения Q_0 , β_0 , D_0 и w_0 в периоды возмущений по ретроспективным экспериментальным данным $N_m F2$ и $h_m F2$. Значения Q_0 , а также β_0 при слабых возмущениях, как правило, соответствуют значениям, определенным по модели атмосферы. При положительных возмущениях Q_0 бывает несколько выше, а D_0 – соответственно ниже, чем при спокойных условиях. Значение среднесуточного коэффициента рекомбинации во время отрицательных возмущений возрастает по сравнению с соответствующими значениями для спокойных условий, причем, чем больше интенсивность ионосферных бурь, тем выше β_0 . При очень интенсивных бурях значение D_0 уменьшается за счет значительного увеличения отношения $[N_2]/[O]$ и $[O_2]/[O]$.

Полученные таким образом значения аэрономических параметров использовались в качестве

входных данных в уравнения модели для текущего расчета $N_m F2$ и $h_m F2$. При использовании этой модели в качестве расчетной на периоды возмущений также необходим прогноз начала, интенсивности и типа (положительное или отрицательное) ионосферного возмущения.

Расчеты $N_m F2$ и $h_m F2$ по описанной модели для конкретных возмущенных периодов сравнивались с расчетами по эмпирической модели [Kuleshova et al., 1986; Sergeenko and Kuleshova, 1990]. На рисунке 2 приведены результаты расчетов, выполненных по обеим моделям для двух среднеширотных станций Москва и Ростов. Сравнение показало, что соответствие обеих моделей экспериментальным данным примерно одинаковое. В таблице 1 приведены значения средних и среднеквадратичных отклонений прогнозируемых значений $h_m F2$ и $N_m F2$ от наблюдаемых.

Результаты расчетов показали, что обе модели имеют примерно одинаковые точности расчета. Но в эксплуатации каждая имеет свои преимущества и недостатки. Оперативность прогноза на основе модели складывается из скорости проведения модельных расчетов, а также скорости обеспечения модели текущей информацией об управляющих параметрах модели для коррекции модели. Задачи краткосрочного прогноза вытекают из задач обслуживания радиосистем. В этих задачах зачастую требуется осуществление модельного прогноза в реальном времени.

Описанная выше модель проста математически, очень удобна для временной и пространственной интерполяции, эмпирическая модель более громоздка математически из-за алгоритмов, связанных со сферическим и гармоническим анализом, и сильно зависит от прогноза продолжительности. Вместе с тем, в этой модели были введены уточнения, связанные с магнитной активностью, поэтому наиболее сильные колебания $h_m F2$, вызванные увеличением магнитной активности, в модели нашли свои отражения. Отме-

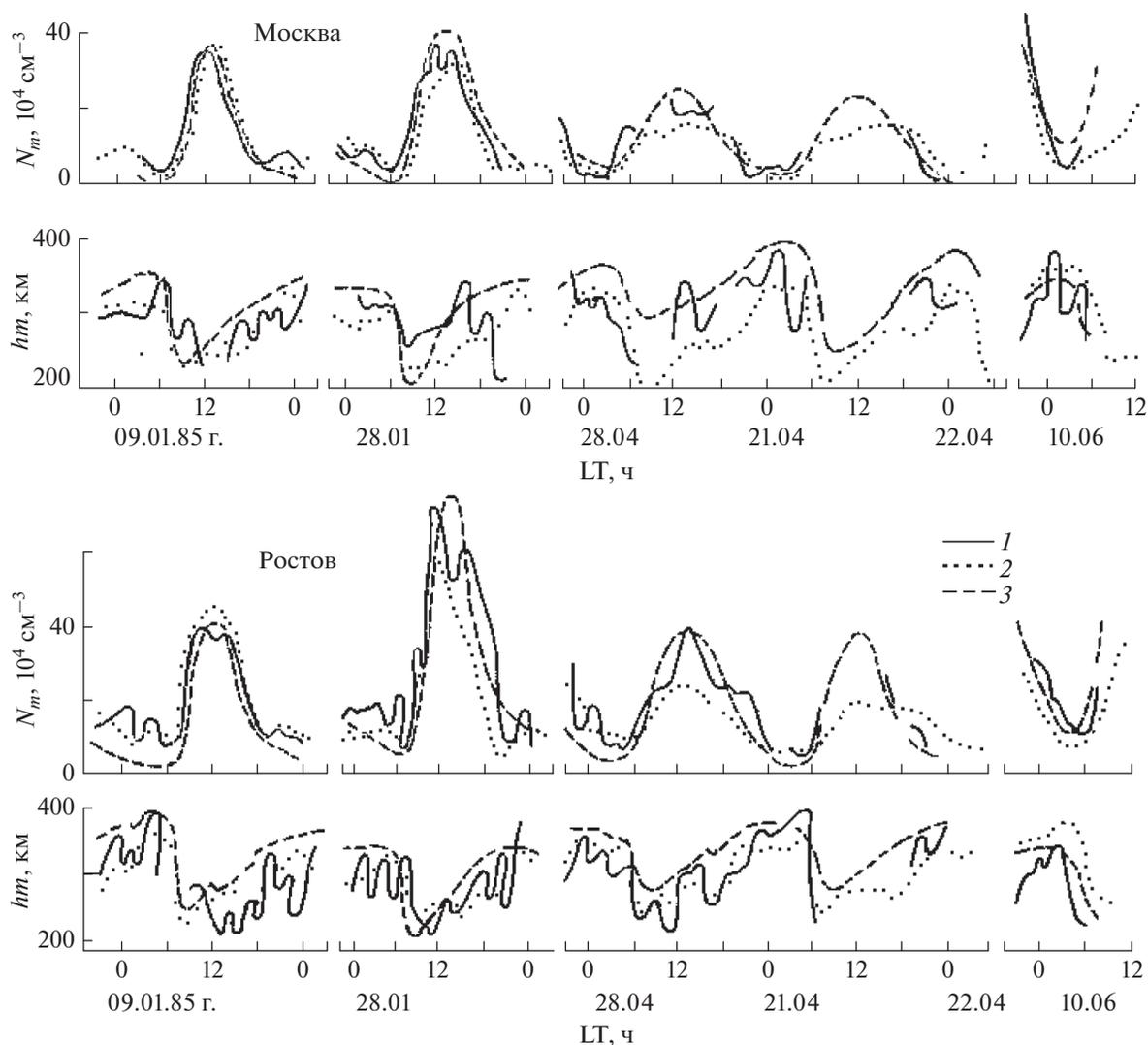


Рис. 2. Сравнение экспериментальных временных рядов $N_m F2(t)$ и $h_m F2(t)$ по станциям Москва и Ростов (1) и расчетов, выполненных по полуэмпирической модели (2) и по эмпирической модели (3).

тим, что разработанная в 1986–1990 гг. методика прогноза ионосферных возмущений была проверена как на массиве ретроспективных экспериментальных данных, так при осуществлении опытного прогноза. Был проведен ряд сопоставлений как с прямыми ионосферными наблюдениями [Зевакина и др., 1990], так и с экспериментальными данными по распространению радиоволн [Ануфриева и др., 1987; Ишкова и др., 1993].

Описанные положительные и отрицательные качества обеих моделей приводят к выводу, что для целого ряда задач обе модели применимы, и целесообразность использования той или иной модели зависит от конкретной задачи. Говоря о точности физических моделей, мы сопоставляем результаты численных теоретических расчетов с данными наблюдений или эмпирических моделей. Очевидно, что оцениваемые таким способом

погрешности модели являются интегральными, они включают в себя ошибки численного метода и ошибки, происходящие от ошибок входных параметров, и кроме того, ошибки, связанные с недостаточной физической адекватностью самих уравнений или используемых приближений (из-за отбрасывания второстепенных членов или даже некоторых уравнений системы).

4. ВЕРОЯТНОСТНО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВАРИАЦИЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ ВО ВРЕМЯ БУРЬ

В последние десятилетия исследователями достигнут высокий уровень понимания физических процессов в ионосфере во время бурь и суббурь, их морфологическом описании, а также в моделировании, как эмпирическом, так и в теоретиче-

ском. Тем не менее точность прогноза вариаций параметров возмущенной ионосферы, недостаточна для решения многих прикладных задач [Ferguson, 1995; Bilitza, 2002; Аксенов и др., 2017; Беккер, 2018]. В таких случаях полезны вероятностно-статистические модели, которые позволяют получать плотности вероятности ионосферных параметров в различных гелиогеофизических условиях. Полученные плотности вероятности используются в задачах распространения радиоволн в различных гелиогеофизических условиях на разных широтах, в различные сезоны и времена суток.

Для определения вероятностно-статистической модели возмущенных вариаций f_oF2 использованы данные вертикального зондирования ионосферы по мировой сети станций для разных уровней солнечной активности, спокойных и возмущенных гелиогеофизических условий.

По рассчитанным δf_oF2 для станций Северного полушария, расположенных на различных широтах – от зоны полярных сияний до экваториальных, получены месячные дифференциальные распределения δf_oF2 в периоды максимальной, минимальной и промежуточной солнечной активности для дневных (06–17 ч LT) и ночных (18–05 ч) условий независимо. Генеральная совокупность статистических выборок данных для каждой станции составила 1.3×10^4 значений δf_oF2 . Рассматривались выборки из 360 значений для каждой станции, включающие дневные или ночные часы данного месяца, исходя из предположения о том, что дневные и ночные условия различны. По этим выборкам кроме функции плотности вероятности $W(\delta f_oF2)$ считались четыре начальных центральных момента.

Кроме того, статистические свойства рассматривались для нескольких выборок учащенных наблюдений f_oF2 продолжительностью 3–5 сут и временным разрешением 5 мин за 1971–1973 гг. по ст. Москва. По этим данным рассчитаны отклонения δf_oF2 , их дифференциальные распределения и моменты.

Выборки, полученные для различных условий, являются статистически независимыми, они дают возможность проследить за временными изменениями статистических характеристик для каждой станции.

Для анализа данных используем представление о стационарном пуассоновском потоке точек, в соответствии с которым ставим моменты появления неоднородностей δf_oF2 . В основе этого представления лежат следующие соображения:

1) количество неоднородностей электронной концентрации внутри зоны Френеля, формирующей отраженный сигнал, конечно;

2) временные зависимости $\delta f_oF2(t)$ можно представить линейной совокупностью импульсов

с амплитудой a и длительностью t : $X = \sum x_m(a, t)$, где m – конечно;

3) моменты появления отдельных импульсов в потоке статистически независимы, т.е. независимы моменты появления отдельных неоднородностей;

4) поток ординарен, т.е. в бесконечно малом интервале времени наблюдается одно воздействие.

Это дает возможность использовать для описания распределения $\delta f_oF2(t)$ статистическую модель, построенную на основе пуассонова случайного процесса. Такая модель может быть построена на базе характеристической функции, связанной преобразованием Фурье с функцией плотности вероятности процесса, рассматриваемого в работе [Сергеенко, 2017], но с экспоненциальным множителем, создающим асимметрию. Нормированная характеристическая функция несимметричного распределения имеет вид

$$f(\lambda) = \frac{f(\lambda + i\beta)}{f(i\beta)},$$

где β – параметр асимметрии; при $\beta \rightarrow 0$ функция $f(\lambda)$ стремится к характеристической функции симметричного процесса.

Фурье-преобразованием с характеристической функцией была получена функция плотности вероятности $W(\delta f_oF2)$ [Миддлтон, 1999]:

$$W(x) = \frac{\sqrt{3}}{\pi\sigma} \exp\left[\frac{3}{a} + \frac{xm}{\sigma^2 b}\right] \frac{1}{(a)^{1/2} bc} K_1\left\{\frac{3c}{[a(b)]^{1/2}}\right\},$$

где $x = \delta f_oF2$, $a = E - \frac{4}{3}A^2$, $b = 1 - \frac{Am}{3\sigma}$, $c = \sqrt{1 + \frac{x^2 a}{3\sigma^2 b}}$.

Условия существования этой функции распределения таковы: $E - \frac{4}{3}A^2 > 0$, $\frac{Am}{3\sigma} < 1$.

Для сопоставления экспериментальные и теоретические функции распределения для ст. Алма-Ата приведены на рис. 3. Экспериментальные распределения δf_oF2 представлены сплошной кривой, штрихами нанесена теоретическая кривая, точками – нормальный закон для соответствующих σ . Особенно хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми видно в области отрицательных δf_oF2 , наиболее существенной для радиосвязи. Эта модель была рассчитана для массива данных при разных гелиогеофизических ситуациях.

Также представляет интерес провести подобный анализ для мелкомасштабной структуры $\sim 10^2$ м, для чего достаточно исследовать статистическую изменчивость 5-минутных выборок значений δf_oF2 . Рассматривались 6 продолжитель-

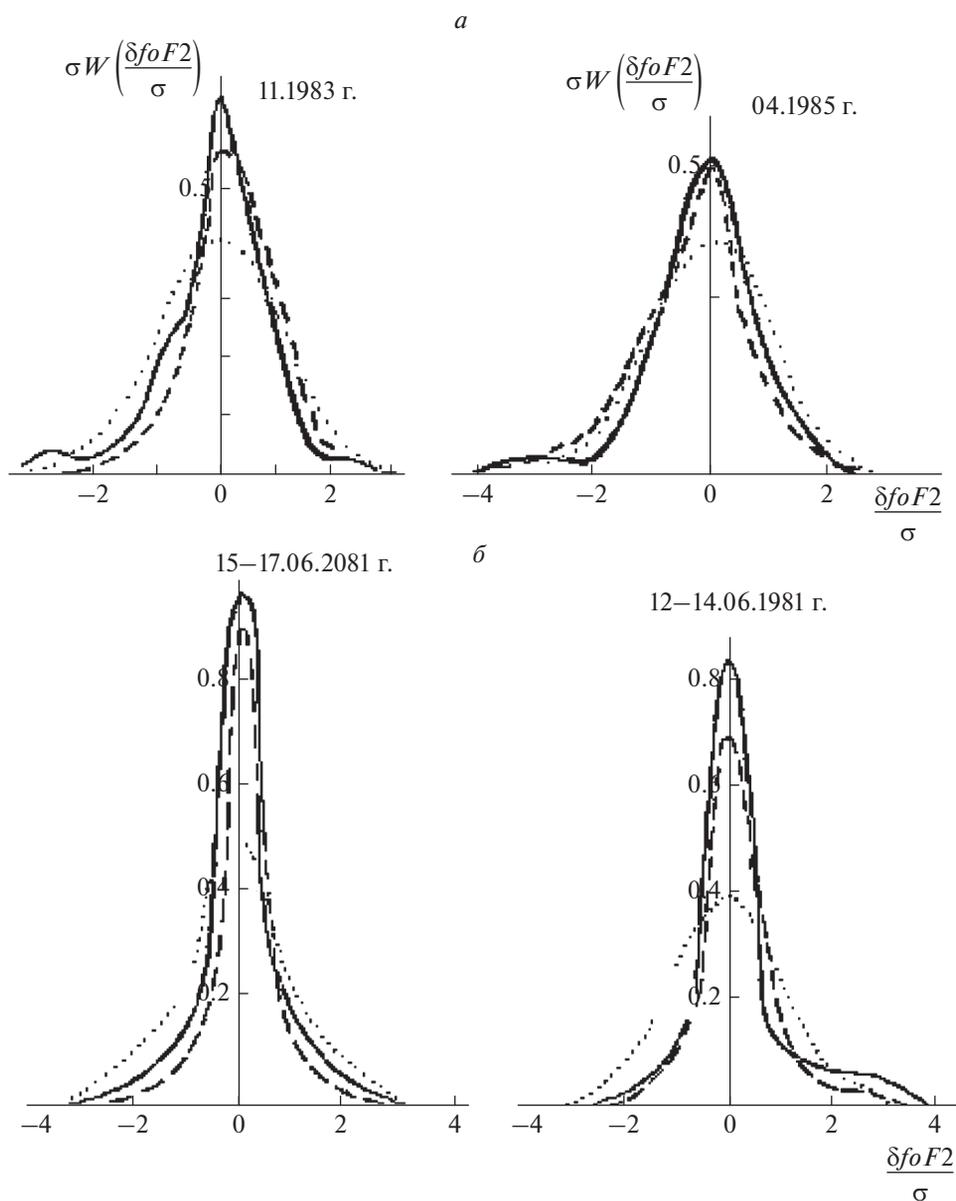


Рис. 3. (а) — распределения $\delta foF2$ для выборок с 1-часовым разрешением для ст. Алма-Ата; (б) — распределения $\delta foF2$ для выборок с 5-минутным разрешением для ст. Москва. Экспериментальные распределения — сплошные кривые; теоретические кривые — штриховые линии; точки — нормальный закон.

ных (3–5 сут) сеансов учащенных наблюдений $\delta foF2$ (интервал наблюдений 5 мин) по ст. Москва, для которых рассчитаны дифференциальные распределения и моменты.

В таблице 2 приведены периоды, для которых рассчитаны распределения, четыре центральных момента m , σ , A , E и длина выборки K .

Очевидно, что описанная модель более соответствует экспериментальным распределениям, как в случае крупномасштабной, так и мелкомасштабной структуры, чем нормальное распределение.

Степень ее согласия с эмпирическими гистограммами выше, чем в случае просто нормального распределения. Количественная оценка совпадения апостериорных распределений с теоретическими по критерию Колмогорова достаточно высока ~85–90%. Отметим, что степень согласия эмпирических гистограмм с нормальным законом составляет 48–53%, что значительно ниже представленной здесь модели.

Таким образом, можно утверждать, что модель, построенная на базе пуассонова случайного процесса, является адекватной для описания распределений $\delta foF2$ не только для часовых выборок,

Таблица 2. Периоды, центральные моменты m , σ , A , E и длина выборки K для данных учащенных наблюдений $\delta foF2$

Дата	m , %	σ , %	A	E	K
15–17.06.1971 г.	0.51	7.13	0.57	3.68	800
15–17.02.1972 г.	–0.86	12.62	–0.62	2.16	864
1–5.06.1971 г.	3.25	13.96	1.01	1.27	820
27–30.12.1971 г.	–0.22	11.91	0.13	1.19	856
12–14.01.1971 г.	1.07	9.61	0.97	2.19	527
18–20.01.1972 г.	–1.01	14.40	–0.68	2.97	852

соответствующих крупномасштабной неоднородной структуре слоя F2, но и для выборок, соответствующих мелкомасштабной структуре ионосферы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описаны предикторы магнитоионосферных возмущений в явлениях на Солнце и в солнечном ветре, которые позволяют прогнозировать вероятность появления магнитоионосферных возмущений.

При исследовании связи ионосферных бурь с магнитными установлена эмпирическая зависимость начала, интенсивности и продолжительности ионосферных возмущений от магнитных.

Рассмотрены методы глобального представления пространственно-временных вариаций параметров слоя F2 во время возмущений с использованием как эмпирических, так и физических моделей. Показана возможность использования в краткосрочном прогнозировании параметров максимума слоя F2 среднеширотной ионосферы упрощенной одноионной модели, которая состоит из системы двух дифференциальных уравнений для $N_m F2$ и $h_m F2$. Коррекция при прогнозе осуществляется по скорости дрейфа и коэффициенту рекомбинации в соответствии с текущими наблюдениями. Входными параметрами модели являются координаты, солнечная и магнитная активность, а также прогноз начала, типа и интенсивности возмущения.

Проведено сравнение эпигнозов, выполненных по этой модели, с прогнозами, использующими эмпирическую модель, построенную в ИЗМИРАН по методу выделения регулярных возмущенных вариаций. Показано, что точности этих моделей сопоставимы.

Подчеркнем, что использование физических моделей даже при реализации всех их потенциальных преимуществ ни в коей мере не означает отказа от эмпирических моделей. Напротив, детерминированные модели не могут существовать

без эмпирических моделей, тогда как последние имеют и самостоятельную ценность.

На основании статистического анализа гистограм $\delta foF2$, показано, что закон распределения совокупности $\delta foF2$ во время возмущений далек от нормального. Предложен способ интерпретации экспериментальных функций плотности вероятности с помощью модели с эксцессом и асимметрией, построенной на базе пуассонова случайного процесса для данных как с часовым разрешением, так и по учащенным пятиминутным наблюдениям.

Резюмируя, можно заключить, что основными этапами дальнейшего развития краткосрочного ионосферного прогнозирования на основе физических моделей ионосферы должны быть следующие.

1. Совершенствование методов прогноза ионосферных возмущений с использованием современных средств диагностики околоземного пространства.

2. Оптимизация моделей по точности и оперативности на основе численных экспериментов для различных конкретных прогностических задач конкретного назначения и разработка алгоритмов их коррекции по текущим данным наблюдений.

Также отметим, что идеальная картина геомагнитной и ионосферной возмущенности может быть получена, если создать обширную сеть магнитных и ионосферных станций, работающих в автоматическом режиме, в различных частотных диапазонах и передающих свои данные в центр сбора данных, где в реальном масштабе времени создаются карты распределения векторов магнитного поля и ионосферных параметров на поверхности земного шара. Однако уровень сбора и обработки геомагнитных данных в настоящее время оставляет желать лучшего, так же как и плотность сети магнитных и ионосферных обсерваторий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акиньян С.Т., Черток И.М. Определение величины поглощения типа ППШ по интегральным параметрам солнечных микроволновых радиовсплесков // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 20. № 2. С. 192–196. 1980.
- Аксенов О.Ю., Беккер С.З., Дюжева М.М., Козлов С.И., Ляхов А.Н., Якубовский С.В. Обоснование необходимости разработки и применения вероятностно-статистических моделей ионосферы в интересах радиолокационных средств РКО // Тр. V Всероссийской научно-технической конференции “РТИ системы ВКО – 2017”. М. С. 18. 2017.
- Ануфриева Т.А., Кулешова В.П., Сергеенко Н.П. Расчет характеристик распространения КВ-радиоволн в периоды магнитосферных возмущений // Техника

- средств связи. Серия системы связи (СС). Вып. 6. С. 14–23. 1987.
- *Барабашов Б.Г., Мальцева О. А.* Возможности описания ионосферы в реальном времени и ее прогнозирования // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. № 2. С. 33–38. 2003.
- *Беккер С.З.* Вероятностно-статистические модели нижней невозмущенной среднеширотной ионосферы верифицированные по данным наземных радиофизических измерений // Дисс. канд. физ.-мат. наук. 129 с. М. 2018.
- *Беккер С.З., Козлов С.И., Ляхов А.Н.* Вопросы моделирования ионосферы для расчета распространения радиоволн при решении прикладных задач // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Вып. 3–4. С. 85–88. 2013.
- *Беспрозванная А.С., Крупицкая Т.М., Макарова Л.Н. и др.* Расчет пространственно-временного распределения максимума ионизации полярного слоя $F2$ // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 22. № 3. С. 383–391. 1982.
- *Беспрозванная А.С., Широков А.В., Шука Т.И.* Эмпирические модели электронной концентрации в полярной ионосфере при различных гелиогеофизических условиях / Прогнозирование ионосферы и условий распространения радиоволн. М.: Наука. С. 29–39. 1985.
- *Гинзбург Э.И., Гуляев В.Т.* Нестационарная одномерная полумпирическая модель $F2$ -области ионосферы // Исследования нижней ионосферы. Новосибирск. С. 97–120. 1982.
- *Данилов А.Д., Морозова Л.Д.* Ионосферные бури в области $F2$: Морфология и физика: (Обзор) // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 25. № 5. С. 705–721. 1985.
- *Двинских Н.И., Найденова Н.Я.* Метод прогнозирования δf_oF2 с адаптацией к конкретным геофизическим условиям / Прогнозирование ионосферы и условий распространения радиоволн. М.: Наука. С. 54–58. 1985.
- *Зевакина Р.А.* Прогнозирование ионосферных возмущений / Прогнозирование ионосферных, магнитосферных возмущений и солнечной активности. М.: Наука. С. 110–122. 1987.
- *Зевакина Р.А., Жулина Е.М., Носова Г.Н., Сергеев Н.П.* Руководство по краткосрочному прогнозированию ионосферы. Материалы мирового центра данных Б. М.: МГК при През. АН СССР. 71 с. 1990.
- *Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В.* Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеиздат. 190 с. 1980.
- *Ишкова Л.А., Кулешова В.П., Носова Г.Н., Сергеев Н.П., Чернышов О.В.* Прогнозирование условий распространения радиоволн во время ионосферных бурь // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 33. № 6. С. 155–159. 1993.
- *Коен М.А., Сидоров И.М.* Моделирование экваториальной ионосферы // Моделирование процессов гидросферы, атмосферы и нижнего космоса. Новосибирск: Наука. С. 147–162. 1985.
- *Козлов С.И., Ляхов А.Н., Беккер С.З.* Основные принципы построения вероятностно-статистических моделей ионосферы для решения задач распространения радиоволн // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 54. № 6. С. 767–779. 2014.
- *Колесник А.Г., Чернышов В.И.* Нестационарная самосогласованная модель среднеширотной ионосферы в интервале высот 120–500 км // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 21. № 2. С. 245–249. 1981.
- *Миддлтон Д.* Модели негауссовского шума и обработка сигналов в телекоммуникациях – новые методы и результаты для моделей классов А и В // IEEE Trans. on Information Theory. 4. P. 1129–1140. 1999.
- Методика построения локальных ионосферных моделей на сети ионосферных наблюдательных пунктов Росгидромета. ФГБУ “ИПГ”. 2020 г.
- *Намгаладзе А.А., Захаров Л.П.* Влияние возмущений состава нейтральной атмосферы и термосферных ветров на F -область ионосферы / Исследование ионосферной динамики. М.: ИЗМИРАН. С. 84–95. 1979.
- *Намгаладзе А.А.* Численное моделирование среднеширотных ионосферных возмущений / Диагностика и моделирование ионосферных возмущений. М.: Наука. С. 57–68. 1978.
- *Осипов Н.К., Безматерных Н.Ф., Максимова Н.М. и др.* Система прогностических моделей полярной конвектирующей ионосферы // Ионосферные исследования. № 37. С. 36–60. 1983.
- *Пудовкин Н.И., Козлов В.Л., Лазутин Л.Л., Трошичев О.А., Чертков А.Д.* Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений. Л.: Наука. 312 с. 1977.
- *Пудовкин М.И., Шухтина М.А., Понявин Д.И., Зайцева С.А.* Влияние параметров солнечного ветра на геомагнитную активность // Геомагнитные исследования. № 27. С. 69–77. 1980.
- *Ришбет Г., Гарриот О.К.* Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеиздат, 304 с. 1975.
- *Саенко Ю.С., Намгаладзе А.Н., Сергеев Н.П.* Динамические соотношения между аэронавигационными и ионосферными параметрами в максимуме $F2$ -слоя / Прогнозирование ионосферы и условий распространения радиоволн. М.: Наука. С. 123–126. 1985.
- *Саенко Ю.С., Намгаладзе А.Н., Сергеев Н.П.* Динамическая модель поведения ионосферных параметров в максимуме $F2$ -слоя // Препринт № 8(541). М.: ИЗМИРАН. 13 с. 1988.
- *Сергеев Н.П.* Статистическое описание негауссовых выборок в слое $F2$ ионосферы во время гелиогеофизических возмущений // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 57. № 6. С. 1–8. 2017.
- *Сергеев Н.П., Денуева А.Х.* Планетарные вариации высоты максимума слоя $F2$ в периоды ионосферных возмущений // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 3. С. 336–346. 2021.
- *Сироткин В.А., Клименко В.В., Намгаладзе А.А.* Численная модель экваториальной ионосферы // Исследования ионосферной динамики. М.: ИЗМИРАН. С. 58–68. 1979.
- *Фролов С.Г.* Диагностика и прогноз геоэффективных ударных волн от солнечных вспышек // Докл. АН СССР. Т. 243. № 3. С. 615–618. 1978.
- *Шеломенцев В.В., Мишин В.М., Сергеева Л.П.* О возможности прогноза бурь на основе геомагнитной диагностики всплесков концентрации солнечного ветра // Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. М.: Наука. Вып. 58. С. 15–25. 1982.
- *Akasofu S.I.* Working group report of geomagnetic storm // Solar-terrestrial predictions proceedings. Boulder. V. 4. P. A91–A114. 1980.

- *Bilitza D.* Ionospheric models for radio propagation studies // *Rev. Radio Sci.* 1999–2002. Ed. *W.R. Stone*. IEEE and Wiley. P. 625–679. 2002.
- *Evans J.V.* The causes of short-time increases of the F-layer at mid latitude // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 35. № 4. P. 593–616. 1973.
- *Ferguson J. A.* Ionospheric model validation at VLF and LF // *Radio Sci.* V. 30. № 3. P. 775–782. 1995.
- *Jaccia L.G.* Thermospheric temperature, density and composition / *Spec. Report Smithsonian Inst. Astrophys. Observ.* № 375.105 p. 1977.
- *Joselyn I.A., McIntosh P.S.* Disappearing solar filaments: a useful predictor of geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.* A. V. 86. № 6. P. 4555–4564. 1981.
- *Kohnlein W.* A model of thermospheric temperature and composition // *Planet. Space Sci.* V. 28. № 3. P. 225–243. 1980.
- *Kuleshova V.P., Lavrova E.V., Ponomareva L.I., Sergeenko H.P.* Prediction of F-region height profiles of electron concentration for ionospheric disturbances on the basis of empirical models // *Solar-Terrestrial Predictions. Proc. Workshop at Meudon, France, June 18–22.* 1984. Boulder, Colorado, USA. P. 515–518. 1986.
- *Kuleshova T.P., Lavrova E.V., Ponomareva L.I., Sergeenko H.P.* Prediction of F-region height profiles of electron concentration for ionospheric disturbances on the basis of empirical models. *Artificial satellites space physics.* V. 16. Warszawa. P. 333. 1987.
- *Lavrova E.V., Ponomareva L.I., Sergeenko N.P.* About the possibility of the planetary prediction of the F2-region height profiles of electron concentration for ionospheric disturbances. *UAG Report WCD-A Washington USA.* 1985.
- *McNamara.* Geomagnetic effects of solar flares observed during 1968–1978 // *Ionospher. Predict. Ser.* R. 49 p. 1980.
- *Marin D., Miro G., Mikhailov A.V.* A method for foF2 short-term prediction // *Phys. Chem. Earth (C).* V. 25. P. 327–332. 2000.
- *Mendillo M., Klobuchar J.A.* A morphology-based prediction scheme for the coupled latitudinal and local-time development of F-region // *Solar-terrestrial predictions proceeding.* Boulder. V. 4. P. 15–26. 1980.
- *Mikhailov A.V., Depuev V.H., Depueva A.H.* Short-term foF2 forecast: Present day state of art, in space weather: research towards applications in Europe // *Astrophys Space Sci.* V. 344. P. 169–184. 2007.
- *Namgaladze A.A., Latishev K.S., Korenkov Ju.N., Zacharov L.P.* A dynamical model of the midlatitude ionosphere for a height range from 100 to 1000 km // *Acta Geophys.* V. 25. № 3. P. 173–182. 1977.
- *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* V. 107. № (A12). P. 1–16. 2002. <https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Prolls G.W.* Magnetic storm-associated perturbations of the upper atmosphere recent result obtained by satellite-borne gas analyzers // *Rev. Geophys. Space Phys.* V. 18. № 1. P. 183–202. 1980.
- *Rosenberg R.L.* A practical method of predicting geomagnetic storms by using precursory enhancements of solar wind density // *J. Geophys. Res.* V. 87. № A4. P. 2563–2568. 1982.
- *Skirgiello M.* Solar wind velocity influence on shock wave propagation time // *Artif. Satell.* V. 15. № 3. P. 20–26. 1980.
- *Sergeenko N.P., Kuleshova V.P.* The forecasting storm from ground-based recording of the magnetic field. *Solar-Terrestrial predictions proceeding of Workshop 16–20 October, 1989. Leura, Australia. Boulder, Colorado.* V. 2. P. 367–370. 1990.

МЕТОД КОРРЕКЦИИ ДАННЫХ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ НА ЭФФЕКТ СНЕГА

© 2022 г. П. Г. Кобелев¹, *, Л. А. Трефилова¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail: kobelev@izmiran.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 04.07.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Проведена оценка влияния накапливающегося снежного покрова вокруг мест расположения горных, среднеширотных и высокоширотных нейтронных мониторов мировой сети на качество их данных. Предложена поправка на эффект снега по методу опорных станций. Кроме того, по данной методике для точек наблюдения оценена эффективная толщина снежного покрова. Проведено сравнение различных имеющихся методов коррекции влияния снега на результат мониторинга и предлагается новый метод, опирающийся на результат анализа данных мировой сети нейтронных мониторов.

DOI: 10.31857/S0016794022060086

1. ВВЕДЕНИЕ

Снег является существенной проблемой для нейтронного мониторинга, поскольку вследствие высокой влажности может происходить значительное его накопление над анализируемым детектором и вокруг него; это максимально выражено на среднеширотных горных станциях. Из-за труднодоступности на большинстве таких станций удалить снег механически не представляется возможным, и данные мониторинга существенно искажаются слоем снега переменной толщины, становясь непригодными для изучения многих типов вариаций. Отсюда следует необходимость корректировки данных на воздействие снежного покрова для их дальнейшего использования. При базовой точности регистрации нейтронного монитора 18NM64 0.15%, уже при накоплении 1 см плотного снега непосредственно над детектором, что в переводе на водный эквивалент (в. э.) приблизительно равно 0.5 см в. э., происходит искажение наблюдаемых вариаций на ~0.4%.

Природа воздействия снега на скорость счета нейтронных мониторов двоякая. В первую очередь, снежный покров над детектором играет роль дополнительного поглотителя, приводя к снижению скорости счета. Кроме того, некоторое количество регистрируемых нейтронов генерируется в окружающем детектор веществе, большей частью в грунте. Соответственно, экранирование грунта слоем снега также приводит к некоторому понижению скорости счета. Ранее эффект снега

рассматривался в работах [Коротков и др., 2011; Korotkov et al., 2013; Kobelev et al., 2020], в которых также дан обзор работ по данной тематике.

В этих работах для коррекции данных анализируемой станции применялся метод опорных станций, в качестве которых привлекался ряд заведомо бесснежных и малоснежных станций. Также в них проведено тестирование различных цифровых фильтров: аппроксимации полиномом высокой степени, простого фильтра скользящего среднего, фильтра нижних частот Гаусса. Были сделаны выводы об отсутствии необходимости использования сложных фильтров, а также о невозможности обеспечения непрерывности данных опорных станций. Отсутствие данных опорной станции приводит к потере данных в исходном ряде и к их искажению на границах отсутствующего интервала.

Следовательно, необходимо разработать алгоритм, свободный от этих недостатков. В данной работе решается проблема непрерывности данных опорной станции. Как было установлено, эту задачу можно решить, привлекая результаты анализа данных мировой сети нейтронных мониторов глобальным спектрографическим методом (GSM) [Крымский и др., 1966; Nagashima, 1971; Belov et al., 1983, 2018]. Такой подход обеспечивает 100-процентную непрерывность и на полпорядка лучшую статистическую-точность.

Задача настоящей работы заключается в разработке методики учета снежного покрова, базиру-



Рис. 1. Накопление снега: слева – вокруг клетки Фарадея на станции космических лучей ESOI (Голанские высоты) [Dorman et al., 2003], справа – на шатровой крыше и вокруг ст. Москва.

ющейся на результатах GSM-анализа. При этом используется простой фильтр скользящего среднего.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Существующие методики позволяют с необходимой точностью исключить барометрический эффект, имеющий схожую природу с эффектом снега, путем привлечения прецизионных данных об атмосферном давлении. Далее, зная величину снежного покрова в сантиметрах водного эквивалента (далее – толщина снежного покрова), можно внести соответствующие поправки. Если в отсутствие снега скорость счета анализируемого детектора N_i^{cor} для каждого момента времени i , то скорость счета анализируемого детектора вследствие поглощения с некоторым эффективным пробегом L в толще снега x_i равна $N_i = N_i^{cor} \exp(-x_i/L)$. Отсюда восстановленная скорость счета

$$N_i^{cor} = N_i/\epsilon_i, \tag{1}$$

где

$$\epsilon_i = \exp(-x_i/L), \tag{2}$$

что можно рассматривать как изменение эффективности (т.е. изменение свойств анализируемого детектора или условий наблюдения) в зависимости от толщины снежного покрова.

Таким образом, при известной толщине снежного покрова скорость счета можно было бы легко исправить на эффект снега [Blomster and Tanskanen, 1969] прямым методом. Однако точные данные о толщине снега невозможно получить из-за труднодоступности большинства высокогорных станций. В конечном счете, речь идет о некоторой эф-

фективной толщине снежного покрова, поскольку большую роль играет общая неравномерность накопления слоя снега в зависимости от формы здания, рельефа местности и микроклимата (рис. 1). Таким образом, необходимо искать косвенные методы коррекции данных на эффект снега.

Один из них [Коротков и др., 2011] базируется на сравнении вариаций v_i^{cor} , регистрируемых на анализируемой станции (после введения поправки на снег), с вариациями v_i^S на расположенной в непосредственной близости бесснежной (опорной) станции, как, например, показано на рис. 2. Тогда

$$v_i^{cor} \cong v_i^S. \tag{3}$$

Это не идеальное решение, поскольку анализируемый детектор, окруженный снегом, имеет несколько иные функции связи, чем опорный детектор, но, как показало практическое применение, этот метод является достаточно хорошим приближением. Исходя из определения вариаций, соотношение (3) можно записать как

$$\frac{N_i^{cor}}{N_B^{cor}} - 1 = \frac{N_i^S}{N_B^S} - 1, \tag{4}$$

где N_B^{cor} – скорость счета анализируемого детектора, исправленная на влияние снега и N_B^S – скорость счета опорного детектора, свободного от снега, в базовый период. Переходя к измеряемой скорости счета N_i анализируемого детектора в соответствии с (1), получим

$$\frac{N_i/\epsilon_i}{N_B^{cor}} - 1 = \frac{N_i^S}{N_B^S} - 1 \tag{5}$$

или

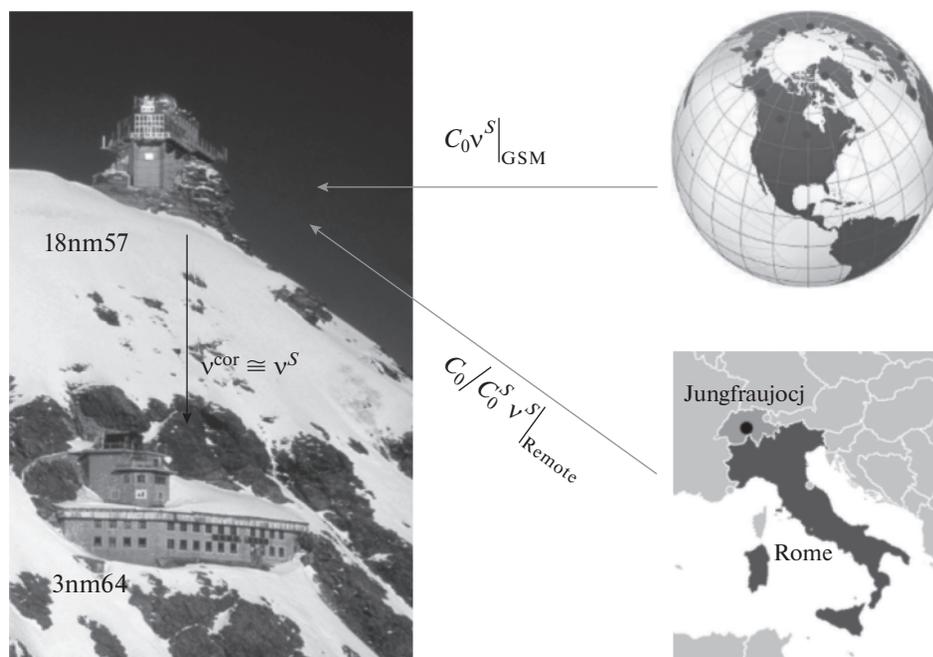


Рис. 2. Анализируемый детектор (3NM64) и различные варианты опорного детектора (18NM57, Rome и результат GSM-анализа). Иллюстрация приближений оценки вариаций космических лучей опорного детектора \bar{v}^S : по данным близлежащего детектора, удаленного детектора или в результате GSM-моделирования.

$$(v_i + 1)/\varepsilon_i - 1 = v_i^S. \quad (6)$$

Окончательно для эффективности анализируемого детектора через наблюдаемые вариации на анализируемом и опорном детекторах получим

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{v} + 1}{\bar{v}^S + 1}. \quad (7)$$

Чтобы исключить суточные вариации, эффективность анализируемого детектора в выражении (7) следует усреднить по кратному суткам интервалу. В данной работе для этой цели мы использовали фильтр простого скользящего среднего с длиной $n = 23$ [Васильев и др., 2007]. В случае применения односторонних фильтров [Вадутов, 2022] данная методика может быть реализована в режиме реального времени.

В качестве опорного детектора можно привлечь данные практически идентичного расположенного рядом детектора, как, например, на станции Jungfraujoch, где действуют два нейтронных монитора – анализируемый Jungfraujoch_3NM64 и опорный Jungfraujoch_18NM57; последний расположен на пике горы и практически не подвержен влиянию снега (рис. 2). Это является идеальным случаем, поскольку гарантирует одинаковые вариации для двух детекторов. Но это единственный случай, такой удачной пары детекторов больше не существует.

В общем случае приходится привлекать не близко расположенные, а удаленные детекторы,

на которых гарантированно отсутствует снежный покров, например, Rome, Mexico, Athens (<https://www.nmdb.eu/nest>). В этом случае необходимо учесть их различия, привлекая приемные коэффициенты этих детекторов [Kobelev et al., 2013].

Действительно, вариации в приближении нулевой гармоники через приемный коэффициент можно записать как:

– для вариаций в пункте расположения анализируемого детектора (рис. 2) $\bar{v}^S = C_0 a_{10}$ и

– для вариаций удаленного опорного детектора (Rome, например, рис. 2) $\bar{v}^S|_{\text{Remote}} = C_0^S a_{10}$, где

C_0 и C_0^S – приемные коэффициенты нулевой гармоники анализируемого и опорного детектора, а a_{10} амплитуда нулевой гармоники для частиц жесткостью 10 ГВ. Исключая амплитуду нулевой гармоники, получим выражение

$$\bar{v}^S = \frac{C_0}{C_0^S} \bar{v}^S|_{\text{Remote}}. \quad (8)$$

Вариант, который представлен в данной работе, базируется на оценке ожидаемых вариаций в пункте расположения анализируемого детектора \bar{v}^S на основе GSM-модели вариаций по данным мировой сети. GSM-анализ, в общем случае, представляет собой усложненный вариант сферического анализа, учитывающий атмосферу и магнитосферу Земли. В результате такой обработ-

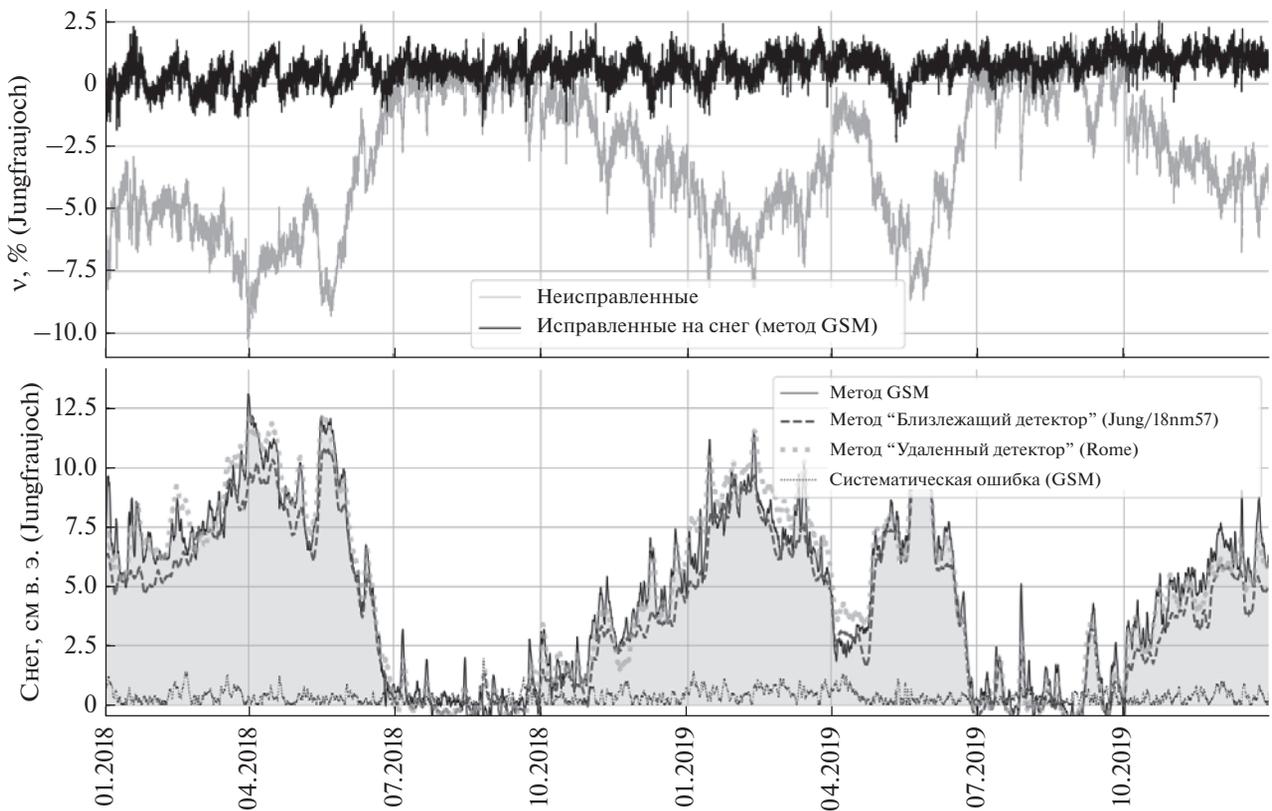


Рис. 3. Вариации скорости счета до и после внесения поправки на снег (верхняя панель) и эффективная толщина снежного покрова (нижняя панель) для нейтронного детектора Jungfraujoeh_3NM64. В качестве опорного детектора на нижней панели: квадраты – Rome, штриховая кривая – Jungfraujoeh12NM_57, сплошная кривая – результат GSM-анализа, пунктирная кривая – суммарная ошибка метода GSM.

ки получаем вариации космических лучей за пределами магнитосферы v_{GSM} . Ожидаемые изотропные вариации, измеряемые анализируемым детектором с приемным коэффициентом C_0 , равны

$$\bar{v}^S = C_0 \bar{v}_{GSM}, \quad (9)$$

где в случае изотропной задачи, когда $v_{GSM} = v_{10}$. Такой подход является универсальным, хотя и трудоемким.

Основными требованиями к данным опорной станции являются ее стабильность, статистическая точность данных и отсутствие их пропусков, что в случае отдельного опорного детектора выполняется далеко не всегда. При GSM-подходе стабильность всегда выше, поскольку привлекается сеть из 40–50 детекторов, при анализе которых по определенному алгоритму отбраковываются детекторы с некорректными данными. Статистическая точность вариаций одиночного детектора при часовом разрешении $\sim 0.15\%$, а в случае GSM-анализа она возрастает в 5–7 раз. Также значительным преимуществом является полное отсутствие пропусков данных GSM-анализа, поскольку избыточность детекторов доста-

точно для решения системы уравнений при отсутствии данных некоторых из них.

Исправление вариаций данных анализируемого детектора на влияние снежного покрова следует проводить с помощью выражения (1), в котором участвует эффективность, получаемая из уравнения (7).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе проведен анализ влияния снега более чем для десятка горных и наземных средне- и высокоширотных детекторов космических лучей. Максимальный эффект снега наблюдается на горных станциях. На верхней панели рис. 3 приведены вариации данных изменений горного анализируемого детектора Jungfraujoeh_3NM64 в исходном виде и после исправления на влияние снежного покрова с привлечением результатов GSM-анализа. На нижней панели приведено сравнение эффективной толщины снежного покрова для трех рассматриваемых вариантов исправления: на данные близлежащего детектора Jungfraujoeh_18NM57, на данные удаленного детектора (в данном случае Rome) и на результат

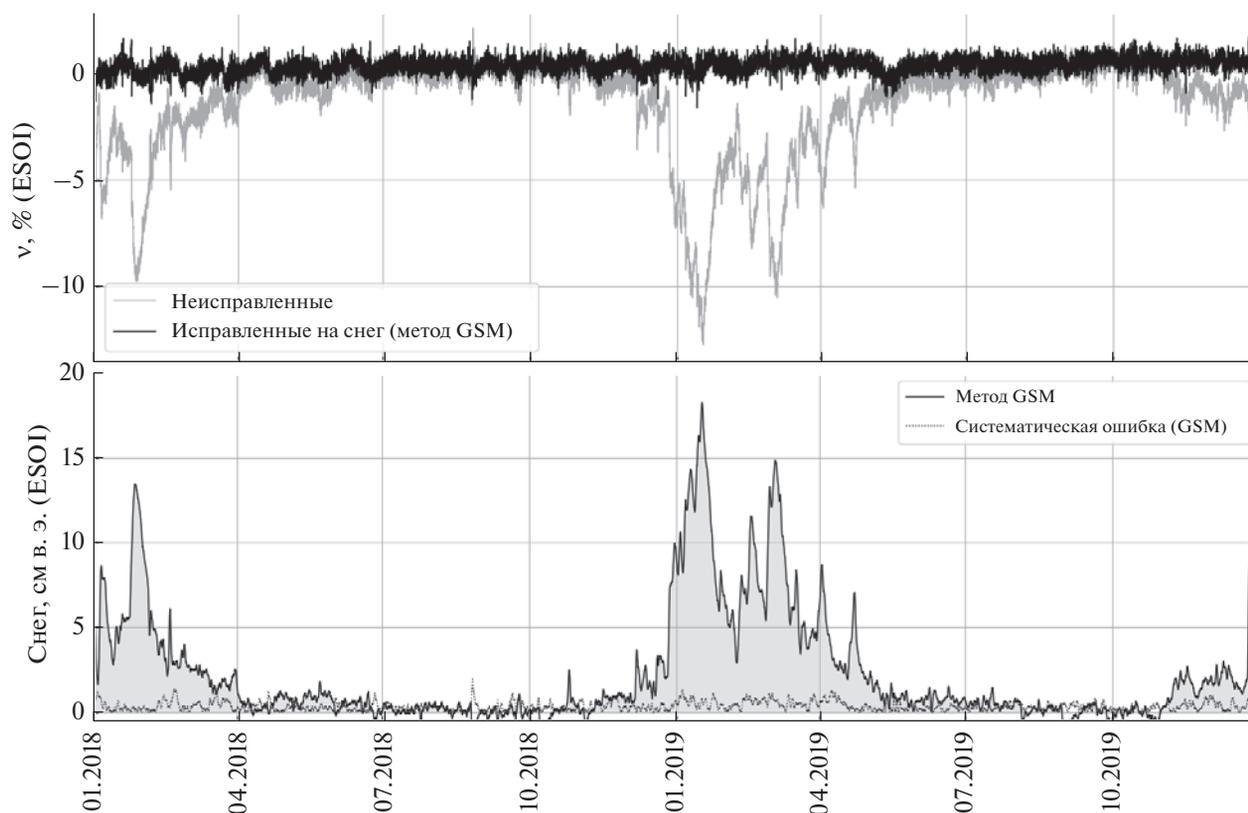


Рис. 4. Вариации скорости счета до и после исправления на снег (верхняя панель) и эффективная толщина снежного покрова (нижняя панель) для нейтронного детектора ESOI.

GSM-анализа. В нижней части панели пунктирной кривой показана систематическая ошибка метода, определенная как “толщина снежного покрова” на заведомо бесснежной станции (в данном случае Rome). Систематическая ошибка обусловлена ошибкой самого метода и долговременной нестабильностью детектора, которая интерпретируется как снег. Как видно из рис. 2 (слева), верхний опорный детектор Jungfrau_joch_18NM57, подвержен эффекту снега в значительно меньшей степени, чем нижний детектор. Тем не менее, максимальная эффективная толщина снега на нем может достигать 2 см в. э., что приводит к систематической ошибке порядка 1% при его использовании в качестве опорного. Таким образом, выбор Jungfrau_joch_12NM57 в качестве опорного детектора является нецелесообразным. В случае удаленного опорного детектора (в нашем случае Rome), всегда остается проблема пропуска данных на интервал, превышающий период сглаживания. Можно заметить, что эффект снега на ст. Jungfrau_joch не наблюдается только в течение нескольких летних месяцев, хотя снег присутствует на окружающих вершинах.

Схожего порядка результат мы получили для станции ESOI (Emilio Segre’ Observatory of Israel-Italy) (рис. 4), где эффективная толщина снежно-

го покрова достигает 15 см в. э. Эффект обусловлен снегом на поверхности клетки Фарадея (рис. 1, слева) и снегом, окружающим детектор. Можно предположить, что зубцы на средней панели рис. 2 связаны с периодическим нарастанием и таянием снега на поверхности клетки Фарадея, а также с тем, что 1/3 эффекта обусловлена снегом, окружающим станцию. В целом же большую часть года снег на станции ESOI отсутствует.

Из длинного ряда среднеширотных станций (Новосибирск, Магадан, Иркутск, Peawanuck, Nain) подробно рассмотрим только ст. Москва (рис. 5). Нейтронный монитор находится внутри здания с шатровой крышей (рис. 1, справа), и эффективная толщина снега в зимний период достигает 1–2 см в. э. При этом наблюдается одинаковый вклад от каждой из 4 секций, что свидетельствует о сборе нейтронов с достаточно большой площади окружающего детектор пространства. Следует напомнить, что систематическая ошибка (~0.5 см в. э.) сравнима с наблюдаемой на среднеширотных станциях толщиной снега.

Высокоширотные станции космических лучей можно разделить на две группы. Станции первой группы с точки зрения эффекта снега близки к среднеширотным детекторам. Эффективная тол-

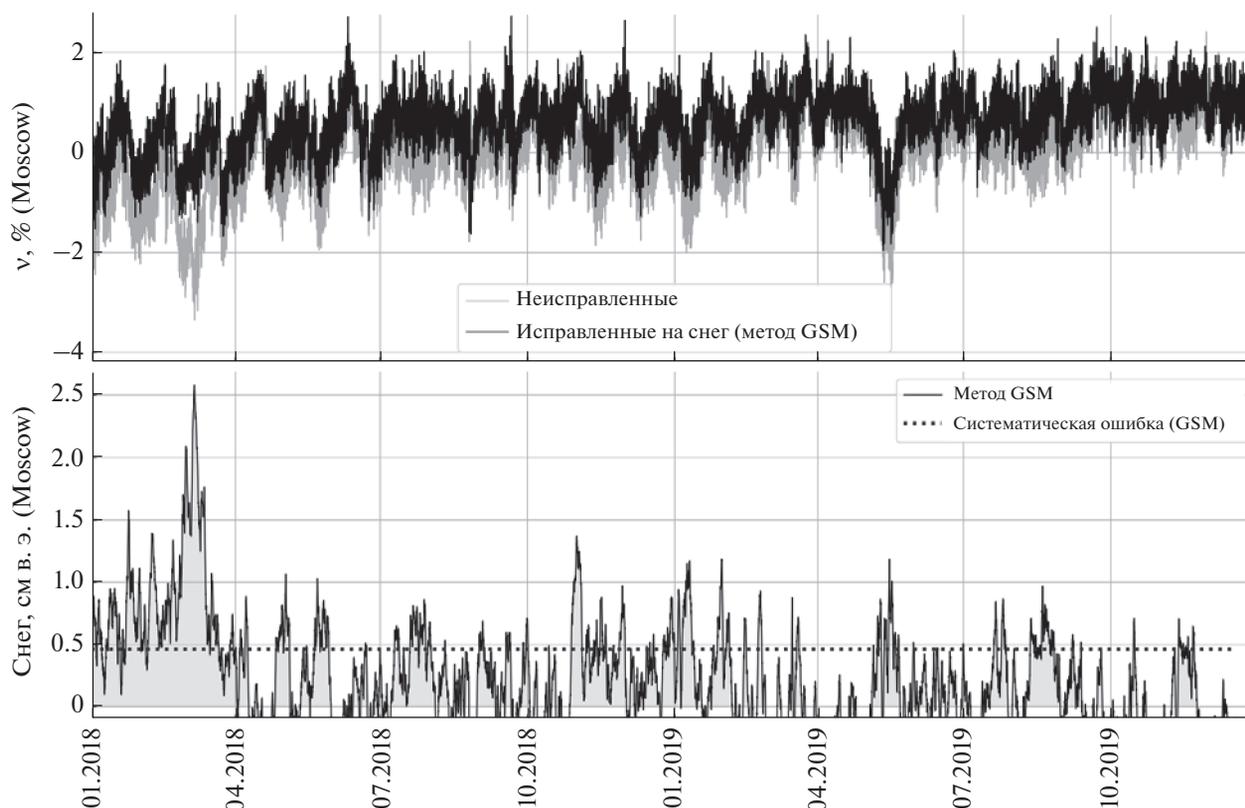


Рис. 5. Вариации скорости счета до и после исправления на снег (верхняя панель) и эффективная толщина снежного покрова (нижняя панель) для нейтронного детектора на ст. Москва.

щина накапливаемого снега для таких станций 2–3 см в. э., поскольку они расположены в полярных широтах с высокой влажностью воздуха. К этой группе, ввиду особых условий, также примыкают антарктические станции: Мирный, Terre Adelie, Mawson, Jang Bogo, Sanae. Высокоширотные станции второй группы находятся в зоне с достаточно низкой влажностью, где сухой снег слабо накапливается на крыше и вблизи детектора. К ним можно отнести Норильск, Тикси, Мыс Шмидта и Inuvik. На этих станциях эффект снега мал и эффективная толщина имеет величину, близкую к ошибке метода (порядка 0.5 см в. э.).

4. ВЫВОДЫ

1. Привлечение результатов GSM-анализа, т.е. всей мировой сети станций космических лучей, позволило достичь большей стабильности, и, по крайней мере, пятикратного повышения статистической точности, а также полной непрерывности опорного ряда данных, что обеспечивает новизну и уникальность работы. Результаты могут быть использованы при верификации данных сети нейтронных мониторов или для оценки эффективной толщины снежного покрова на площади вокруг детектора, определяемой дли-

ной пробега нейтрона. Достижимая точность $\pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.5(\text{sys})$ см в. э. В перспективе планируется учесть веса для фильтров скользящего среднего и расширить методику введением одно-средних фильтров для применения в режиме реального времени.

2. Исследовано влияние снежного покрова над и вблизи детекторов мировой сети на результат их мониторинга. Снег влияет на показания всех горных, среднеширотных и высокоширотных детекторов, находящиеся в зонах высокой влажности. Эффект снега пренебрежимо мал для детекторов, находящихся внутри континентов в зонах низкой влажности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа базируется на экспериментальных данных УНУ “Российская сеть станций космических лучей”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Вадутов О.С. Математические основы обработки сигналов. Курс лекций, Томск, 2022. <https://portal.tpu.ru/SHARED/v/VOS/study/disc1/Tab>

- Васильев В.П., Муро Э.Л., Смольский С.М. Основы теории и расчета цифровых фильтров. Ред. Смольский С.М. М.: ИЦ “Академия”, 272 с. 2007.
- Коротков В.К., Беркова М.Д., Белов А.В., Кобелев П.Г., Eroshenko E.A., Yanke V.G. Эффект снега в вариациях космических лучей и методы его учета // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 51. № 2. С. 250–256. 2011.
- Крымский Г.Ф., Алтухов А.М., Кузьмин А.И. и др. Распределение космических лучей и приемные векторы детекторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 6. № 6. С. 991–996. 1966.
- Belov A.V., Dorman L.I., Yanke V.G. The simplest versions of the global-spectrographical method / Proc. 18th ICRC. Bangalore, India, 22 August–3 September 1983. Bangalore, India V. 10. P. 144–147. 1983.
- Belov A.V., Eroshenko E. A., Yanke V.G., Oleneva V.A., Abunina M.A., Abunin A.A. Global survey method for the world network of neutron monitors // Geomagn. Aeron. V. 58. I. 3. P. 356–372. 2018.
<https://doi.org/10.1134/S0016793218030039>
- Blomster K.A., Tanskanen P.J. The influence of snow and water on the different multiplicities as observed in a neutron monitor NM-64 in Oulu / Proceedings of the 11th ICRC. Budapest, Hungary, August 25–September 4 1969. Budapest, Hungary V. 2. Acta Physica, Supplement to V. 29. P. 627. 1969.
- Dorman L., Pustil'nik L., Sternlieb A., Zukerman I. Using ground-level cosmic ray observations for automatically generating predictions of hazardous energetic particle levels // Adv. Space Res. V. 31. P. 847–852. 2003.
- Kobelev P., Belov A., Eroshenko E., Yanke V. Reception coefficients and energy characteristics of the ground level cosmic ray detectors / Proc. 33rd ICRC. July 2–9, 2013. Rio de Janeiro, Brazil, <http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf>.
- Kobelev P.G., Trefilova L.A., Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G. Reference stations method usage for excluding snow effect by 2018-2019 data // Proc. XLIII Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, Apatity. P. 52–55. 2020.
<https://doi.org/10.37614/2588-0039.2020.43.012>
- Kоротков V., Berkova M., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Pyle R. Procedure to emend neutron monitor data that are affected by snow accumulations on and around the detector housing // J. Geophys. Res. –Space. V. 118. P. 6852–6857. 2013.
<https://doi.org/10.1002/2013JA018647>
- Nagashima K. Three-dimensional cosmic ray anisotropy in interplanetary space // Rep. Ionos. Space Res. V. 25. № 3. P. 189–211. 1971.

УДК 550.37

НАБЛЮДЕНИЕ ИЗБЫТКА ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ АЭРОИОНОВ В ПОДЗЕМНЫХ ПОЛОСТЯХ

© 2022 г. Л. Б. Безруков^{1, *}, А. Ф. Громцева², В. П. Заварзина¹, И. С. Карпиков¹, А. С. Курлович¹,
Д. А. Лебедев², А. К. Межох¹, П. Ю. Наумов², С. В. Силаева¹, В. В. Синёв^{1, **}

¹Институт ядерных исследований РАН (ИЯИ РАН), г. Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, г. Москва, Россия

*e-mail: bezrukov@inr.ac.ru

**e-mail: vsinev@inr.ac.ru

Поступила в редакцию 07.11.2020 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Приведены результаты измерений плотностей аэроионов обоих знаков в неветилируемой подземной лаборатории НИИЯФ МГУ, выполненных при помощи стационарной станции на базе модифицированного счетчика аэроионов Сапфир-3М. Решены проблемы точности относительных измерений плотностей аэроионов и стабильности измерений в условиях повышенной влажности подземных помещений. Изучалось пространственное распределение плотностей аэроионов и их изменчивость во времени. Повсеместно в лаборатории обнаружен избыток положительно заряженных аэроионов. Полученные данные свидетельствуют о наличии в подземной лаборатории слабого электрического поля, направленного вниз. Обнаружена зависимость плотностей аэроионов обоих знаков от величины атмосферного давления. Обнаружена корреляция плотностей аэроионов с активностью радона в воздухе лаборатории и показано, что ионизация воздуха альфа-частицами от распада радона и его дочерних элементов является основным источником аэроионов в замкнутых подземных полостях. Предложен вариант объяснения наличия избытка положительного заряда в подземных полостях.

DOI: 10.31857/S0016794022060025

1. ВВЕДЕНИЕ

Каждый исследователь, производящий измерения плотностей аэроионов обоих знаков в закрытых помещениях, наблюдает наличие избытка положительно заряженных аэроионов. Например, Mikiver [2017], Schiessling et al. [2018] наблюдали избыток положительно заряженных аэроионов как в подземных, так и в закрытых комнатах, расположенных выше уровня земли. В этих работах наблюдаемый избыток положительно заряженных аэроионов интерпретировался как проявление электрического эффекта. В работе [Безруков и др., 2018] также сообщается о регистрации избытка положительных аэроионов в неветилируемых подземных помещениях и предложена интерпретация этого явления как проявление избытка положительного заряда в земной коре.

В данной статье мы остановимся на методических проблемах, с которыми сталкивается исследователь при измерении плотностей аэроионов в подземных помещениях, и приведем данные измерения плотностей аэроионов обоих знаков в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ в городе

Москве и в меднорудной шахте Пюхясалми (Ruhasalmi, Финляндия).

Измерения плотности аэроионов обоих знаков проводились при помощи счетчика аэроионов Сапфир-3М. Оказалось, что коммерческий экземпляр счетчика аэроионов Спафир-3М и его абсолютная калибровка, произведенная продавцом, не отвечают требованиям исследования избытка положительных аэроионов. Для ответа на вопрос, с какой точностью возможно измерять коэффициент униполярности счетчиком аэроионов Сапфир-3М, пришлось разработать собственную процедуру калибровки, которую мы опишем в данной статье. Также оказалось, что счетчик аэроионов Спафир-3М не предназначен для измерений во влажных закрытых подземных помещениях, был обнаружен эффект насыщения показаний счетчика во влажной среде. Вопросу важности разработки методики одновременных измерений плотности аэроионов *in situ* посвящена работа [Warden et al., 2019], в которой сообщается, что при повышенной влажности счетчик аэроионов входит в насыщение, и предлагается нагревать воздух перед входом в аспирационную

камеру. В опубликованной ранее работе [Безруков и др., 2018] сообщалось о решении этой проблемы методом нагрева аспирационной камеры целиком. Счетчик аэроионов с нагретой аспирационной камерой мы будем называть модифицированным.

Обычно, основным источником ионов в подземных помещениях рассматривается радон, накапливающийся в них. На плотность аэроионов в подземных полостях могут оказывать влияние электрические силы: силы равномерно распределенного в полости положительного заряда и наличие вертикального электрического поля в коре Земли. Такое электрическое поле изучалось в экспериментах на оз. Байкал [Коротаев и др., 2011, 2015]. Работа [Безруков и др., 2019] посвящена интерпретации этих экспериментов.

Целью статьи является иллюстрация существования избытка положительно заряженных аэроионов в закрытых подземных полостях.

2. СЧЕТЧИК АЭРОИОНОВ САПФИР-3М

Счетчик аэроионов Сапфир-3М предназначен для одновременного измерения плотностей положительных N_+ и отрицательных N_- аэроионов, содержащихся в исследуемом воздухе, со значением подвижности: $k \geq 0.4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

Датчиком счетчика аэроионов является двойная аспирационная ионная камера. Через аспирационную камеру с помощью вентилятора прокачивается исследуемый воздух. В рабочем объеме камеры на ионы действует электростатическое поле, создаваемое источниками питания камеры. Ионы отклоняются в сторону собирающего электрода и оседают на нем в течение времени накопления заряда $T = 2 \text{ с}$. Все это время собирающий электрод аспирационной камеры и дополнительная емкость отсоединены от измерительной электроники при помощи реле Сапфира-3М (геркон) и заряжаются до некоторого напряжения U . По окончании времени накопления собирающий электрод и дополнительная емкость присоединяются на 2 с к измерительной электронике при помощи реле Сапфира-3М, и электрический заряд разряжается через входное сопротивление усилителя. Измеряется амплитуда возникающего импульса напряжения U и преобразуется в количество аэроионов в $\text{см}^3 \text{ с}$ использованием коэффициента $K(U)$. Полученное значение плотности аэроионов записывается в файл на диск персонального компьютера.

Плотность положительных N_+ аэроионов может быть выражена, при условии полного сбора на собирающий электрод всех аэроионов, затянутых в аспирационную камеру, следующим образом:

$$N_+ = \frac{2U_+C_+}{eWT}, \quad (1)$$

где U_+ – напряжение, накопленное на емкости C_+ за время измерения T ; C_+ – емкость части аспирационной камеры, накапливающая положительные аэроионы, плюс дополнительная емкость на электронной плате обработки сигнала; $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ К}$ – заряд электрона; W – объем воздуха, прокачиваемого через полное сечение аспирационной камеры за единицу времени.

Для N_- можно записать похожее на (1) соотношение:

$$N_- = \frac{2U_-C_-}{eWT}. \quad (2)$$

Емкости C_+ и C_- , были нами непосредственно измерены, и они оказались равными $72 \pm 1 \text{ пФ}$.

Аспирационная камера счетчика Сапфир-3М для потока воздуха разделена на две равные части. Одна для измерения N_+ , другая для измерения N_- . Поэтому в формулах (1) и (2) в числителе появляется цифра 2.

Все легкие ионы накапливаются на собирающем электроде, увеличивая напряжение на емкости C . При увеличении напряжения до величины более 1 В, часть ионов отталкивается и не попадает на собирающий электрод. Используя соотношение (1) получим, что $U = 1 \text{ В}$ соответствует плотность аэроионов, равная $1.18 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, если $C = 7.2 \times 10^{-11} \text{ ф}$; $W = 230 \text{ л мин}^{-1} = 3.83 \times 10^3 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$; $T = 2 \text{ с}$.

Диапазон измерений счетчика Сапфир-3М составляет $10 \div 5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. Коэффициент $K(U)$ при плотностях, превышающих 10^5 см^{-3} , изменяется, учитывая не полный сбор аэроионов. Результаты измерений N_+ и N_- в подземных полостях находятся в пределах от 10^3 до $5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Условие полного сбора всех ионов, затянутых в аспирационную камеру, на собирающий электрод проверялось следующим образом. Исследовалась зависимость измеряемых плотностей положительных N_+ и отрицательных N_- аэроионов от электрического напряжения на отклоняющих ионы пластинах при стабильном источнике ионов в диапазоне от 10^3 до $5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$. Эта зависимость не линейна, при напряжении выше 80 В величины N_+ и N_- перестают меняться, входят в насыщение. Стандартное значение напряжения в приборе Сапфир-3М составляет 160 В, следовательно, в этом диапазоне плотностей собираются все ионы. Следует отметить, что мы имели дело в этих опытах только с легкими ионами. Мы не ожидаем при измерениях в подземных полостях обнаружить тяжелые ионы. Поэтому мы будем исходить из того, что в подземных полостях при измерениях прибором Сапфир-3М все затянутые

в аспирационную камеру ионы попадают на собирающий электрод.

3. ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТИ АЭРОИОНОВ

При изготовлении счетчика Сапфир-3М на предприятии-изготовителе производят его настройку, устанавливая номинальные значения W , T и K прибора.

Затем измеряют погрешность измерения N_+ и N_- методом непосредственного сравнения с эталонным счетчиком аэроионов [ГОСТ Р 8.844 – 2013]. Эталон концентрации аэроионов имеется во ФГУП “ВНИИФТРИ”, и эталонные счетчики получают, калибруя их при помощи этого эталона. Сам эталон имеет определенную погрешность, и процедура калибровки увеличивает погрешность эталонного счетчика до 20% при доверительной вероятности 0.95 [ГОСТ Р 8.844 – 2013]. Процедура сравнения с эталонным счетчиком аэроионов [ГОСТ Р 8.844 – 2013], в свою очередь, увеличивает погрешность проверяемого счетчика, и в паспорте к нему появляется запись, что погрешность проверенного прибора не более 50% при доверительной вероятности 0.95.

Этот результат для наших исследований коэффициента униполярности в подземных полостях недостаточно информативен.

4. ПОГРЕШНОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим коэффициент униполярности как пример относительных измерений. Его можно записать следующим образом, используя (1) и (2) и при условии, что $T_+ = T_-$, $C_+ = C_-$ (или достаточно близко):

$$\frac{N_+}{N_-} = \frac{U_+}{U_-}. \quad (3)$$

Если измерительная электроника в обоих каналах настроена одинаково, то погрешность измерения коэффициента униполярности окажется достаточно малой.

Настройка обоих каналов была проверена экспериментально. Для этого был изготовлен электронный блок управления (Блок), который располагался вне Сапфира-3М. Идея создания Блока заключалась в следующем: зарядить емкость C_+ положительного канала до точно известного напряжения и измерить это напряжение электронной положительного канала Сапфира 3-М. Затем зарядить емкость C_- отрицательного канала до точно такого же напряжения, но другой полярности, измерить это напряжение электроникой отрицательного канала Сапфира-3М и сравнить с данными измерения в положительном канале.

Блок включает: стабилизированный источник постоянного напряжения (аккумулятор), резисторный делитель напряжения, коммутатор и реле Блока, замыкание и размыкание контактов которого синхронизируется с размыканием и замыканием контактов реле (геркона) Сапфира-3М.

После включения Блока управления выбирается определенная величина положительного или отрицательного напряжения с помощью коммутатора и резисторного делителя напряжения. Затем через контакт реле Блока емкость C заряжается до выбранной величины напряжения в интервале времени, когда емкость C отсоединена контактом реле Сапфира-3М от измерительной электроники Сапфира-3М. Далее заряженная емкость C через контакт реле Блока управления отключается от резисторного делителя напряжения и через контакт реле Сапфира-3М подключается к электронике Сапфира-3М. При этом емкость C начинает разряжаться через входное сопротивление усилителя Сапфира-3М, и параметры образовавшегося импульса измеряются Сапфиром-3М. Один раз в 4 с фиксируются показания Сапфира-3М. Таким способом последовательно проверялась электроника Сапфира-3М как положительного, так и отрицательного каналов регистрации.

Оказалось, что в одном экземпляре счетчика Сапфир-3М отличие в показаниях положительного и отрицательного канала регистрации при заряде емкости одним и тем же напряжением не более 3% при доверительной вероятности 68%. Значит относительные величины и, в частности, коэффициент униполярности, измеряется с погрешностью не более 3%. Для другого экземпляра счетчика Сапфир-3М обнаружено систематическое отличие в 15%. Но введение поправки в измерение одного из каналов позволит также измерять относительные величины с погрешностью ~3% при доверительной вероятности 68%, что вполне достаточно для проведения исследований положительного избытка аэроионов в неветилируемых помещениях.

5. МОДИФИЦИРОВАННЫЙ СЧЕЧИК АЭРОИОНОВ

При повышенной влажности показания счетчика аэроионов Сапфир-3М могут значительно изменяться. Для получения достоверных результатов измерений в условиях повышенной влажности подземных помещений было обнаружено, что периодически требуется прогревать аспирационную камеру счетчика феном для того, чтобы сохранять поверхность изоляторов аспирационной камеры в неизменном состоянии. В результате, коммерческий образец счетчика аэроионов был модернизирован путем помещения его аспирационной камеры в нагреватель. Нагреватель

повышает температуру камеры в работающем приборе на 10° выше температуры воздуха в исследуемом подземном помещении и помогает избавиться от оседания влаги на изоляторах.

Такая доработка коммерческого образца позволила создать автономную станцию для дистанционного долговременного наблюдения за плотностью аэроионов. Станция состоит из модифицированного счетчика аэроионов Сапфир-3М, источника бесперебойного питания и компьютера, соединенного с линией интернета. Создание такой автономной станции, позволяющей производить долговременные измерения плотностей аэроионов обоих знаков во влажных помещениях, открывает новые возможности в исследовании изменчивости плотностей аэроионов обоих знаков и зависимости их от различных факторов, а также позволит ответить на вопрос о знаке и величине плотности избытка заряда в грунте, окружающем подземное помещение.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПЛОТНОСТЯХ АЭРОИОНОВ В ПОДЗЕМНЫХ ЛАБОРАТОРИЯХ

Изучение плотностей аэроионов проводилось в различных местах. Здесь мы приведем данные, полученные в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ (глубиной 12.7 м) и в меднорудной шахте Пюхясалми (Pyhäsalmi, Финляндия) до глубин порядка 1 км под плоской поверхностью. Повсеместно на разных глубинах (и даже в закрытых помещениях на поверхности земли) зарегистрирован избыток положительных аэроионов, плотность которого лежала в диапазоне 1000–10000 ионов/см³. Важно отметить, что нам не удалось найти ни одного подземного закрытого помещения, в котором отсутствует избыток положительного заряда (здесь мы сделаем важное уточнение: в этой статье мы приведем данные только для подземных помещений, не имеющих внутри себя искусственных интенсивных источников ионов).

На рисунке 1 приведено фото автономной Станции, расположенной в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ на глубине 12.7 м. Под потолком расположен модифицированный счетчик ионов Сапфир-3М. Он прокачивает воздух через аспирационную камеру горизонтально в направлении вдоль стены. В правом нижнем углу виден цифровой термометр, измеряющий температуру нагреваемой аспирационной камеры счетчика ионов и температуру окружающего воздуха. Температура воздуха в лаборатории равна 19°C , температура аспирационной камеры работающего прибора составляла 29°C . Результаты измерений передаются по линии интернета в лабораторию, расположенную на поверхности. Видно, что стены лаборатории влажные. В лабо-

ратории в летний период работает осушитель, который включается каждые 8 мин и поддерживает влажность $\sim 55\%$.

На рисунке 2 приведено фото модифицированного счетчика ионов Сапфир-3М, расположение которого показано на рис. 1. На дисплее счетчика видны значения измеренных концентраций: отрицательно заряженных аэроионов $N_- = 2.69 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ и положительно заряженных аэроионов $N_+ = 3.09 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Это пример однократного измерения за время 4 с. За это время аэроионы собираются из объема в 3.8 л воздуха. Наблюдаемый здесь коэффициент униполярности равен $N_+/N_- = 1.15$. Но это не характерная величина коэффициента униполярности для данного расположения счетчика, так как фото было сделано в момент монтажа стенда, и двери в лабораторию были открыты. Однократные измерения плотностей аэроионов сильно флуктуируют. Мы считаем, что эти флуктуации связаны с одномоментным появлением большого количества ионов от распада радона или его дочерних атомов в непосредственной близости к аспирационной камере. Также флуктуации могут отражать тот факт, что ионы и радон поступают в лабораторию порциями, т.е. приносятся пузырьками газа из окружающего грунта.

На рисунке 3 приведено фото счетчика ионов Сапфир-3М в подземной лаборатории Центра подземных исследований (CUPP) университета Оулу (Oulu, Финляндия) в медной шахте Пюхясалми (Pyhäsalmi) на глубине 1440 м в слабо вентилируемом помещении размером $5 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$. Здесь воздух прокачивается через аспирационную камеру в направлении из центра лаборатории перпендикулярно к стене. На дисплее счетчика видны значения измеренных концентраций: отрицательно заряженных аэроионов $N_- = 2.66 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ и положительно заряженных аэроионов $N_+ = 4.18 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемый здесь коэффициент униполярности равен $N_+/N_- = 1.57$. Опять отметим, что это однократное измерение за время 4 с.

На верхней части рис. 4 приведена зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Показаны результаты измерения с 17 до 25 октября 2021 г. в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Счетчик был расположен у потолка. Расположение счетчика показано на рис. 1. Все данные усреднены в интервале 10 мин. Пунктирная кривая серого цвета показывает плотность аэроионов положительного заряда. Черная штриховая кривая — отрицательного заряда. Сплошная кривая черного цвета — зависимость атмосферного давления от времени. На нижней части рис. 4 приведена зависимость коэффициента униполярности



Рис. 1. Фото автономного стенда по долговременному наблюдению за избытком положительно заряженных аэроионов, расположенного в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Под потолком расположен модифицированный счетчик ионов Сапфир-3М.

от времени. Работал осушитель с периодом 8 мин и обеспечивал влажность 55%.

На графике видно, что регистрируется избыток аэроионов положительного заряда для объема, расположенного у стены и у потолка лаборатории. Для утверждения, что избыток регистрируется повсеместно в подземной лаборатории, важно измерить величину избытка в других объемах лаборатории.

На верхней части рис. 5 приведена зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Показаны результаты измерения с 15 ч 10 октября до 14 ч 13 октября 2021 г. в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Здесь от 18 ч 11 октября и до 18 ч 12 октября 2021 г. измерения плотности аэроионов проводились на уровне пола, а в остальное время — под потолком в положении, показанном на рис. 1. Данные усреднены в интервале 10 мин. Пунктирная кривая серого цвета показывает плотность аэроионов положительного заряда. Черная штриховая кривая — отрицательного заряда.

На нижней части рис. 5 приведена зависимость коэффициента униполярности от времени. Работал осушитель с периодом 8 мин.

На верхней части рис. 6 приведена зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ на глубине 12.7 м. Здесь от 18:25 до 18:43 21 апреля 2022 г. измерения плотности аэроионов проводились на уровне центра лаборатории у стены, и счетчик ионов забирал воздух в направлении вдоль стены. В момент 18:43 счетчик был дистанционно повернут на 90° и далее стал забирать воздух из центра лаборатории. Данные приведены без усреднения. Пунктирная кривая серого цвета показывает плотность аэроионов положительного заряда. Черная штриховая кривая — отрицательного заряда. На нижней части рис. 6 приведена зависимость коэффициента униполярности от времени. Осушитель не работал, влажность составляла 53%.

Везде и всегда наблюдался избыток аэроионов положительного заряда: на уровне пола, под по-



Рис. 2. Фото модифицированного счетчика ионов Сапфир-3М, расположение которого показано на рис. 1. На дисплее счетчика видны значения измеренных концентраций: отрицательно заряженных аэроионов — $2.69 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ и положительно заряженных аэроионов — $3.09 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$.

толком, в центре лаборатории и в центре у стены. Мы ожидали, что из-за перемешивания воздуха (в лаборатории работают вентиляторы приборов, в частности, вентилятор Сапфира) мы можем не увидеть разницы в показаниях у пола и у потолка. Однако разница наблюдается. Это означает, что перемешивание воздуха не достаточно быстрое по сравнению с диффузией и дрейфом зарядов и ионов. Разная величина плотности аэроионов отрицательного знака под потолком и на уровне пола объясняется наличием слабого электрического поля Земли, направленного вниз, которое заставляет рожденные отрицательные ионы дрейфовать к потолку, там накапливаться и рекомбинировать или участвовать в процессе обмена ионами на границе воздух — грунтовые воды. Рожденные (или пришедшие из окружающего грунта) в подземной лаборатории положительные аэроионы (точнее положительный заряд) распространяются главным образом за счет диффузии, скорость которой выше скорости диффузии отрицательных аэроионов. Этим объясняется равенство

плотностей положительных аэроионов у потолка и у пола. Также мы наблюдаем действие электрических сил отталкивания для ионов положительного избытка — их меньше на периферии по сравнению с их концентрацией в центре (рис. 6), так как силы отталкивания на периферии больше. Отрицательных ионов в центре также больше, так как на них действует электрическая сила притяжения к положительным ионам. Высокая диффузионная подвижность положительного заряда во влажной среде приводит к стремлению положительного заряда выравнять концентрацию положительного заряда в объеме лаборатории. В нашем случае для положительного заряда это основной эффект, а действие электрических сил на положительный заряд слабее. Заметим, что был повторен опыт с дистанционным поворотом счетчика через несколько дней, когда повысилась влажность. В результате наблюдалась для положительных ионов значительно меньшая разность, что соответствует представлению об увеличении подвижности положительных ионов при повы-



Рис. 3. Фото серийного счетчика ионов Сапфир-3М, расположенного в подземной лаборатории Центра подземной физики частиц (CUPP) университета Оулу (Финляндия) в медной шахте Пюхясалми (Puhäsalmi) на глубине 1440 м. На дисплее счетчика видны значения измеренных концентраций: отрицательно заряженных аэроионов – $2.66 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ и положительно заряженных аэроионов – $4.18 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$.

шении влажности. Для отрицательных ионов влияние повышения влажности практически не заметно.

Рисунок 6 интересен также тем, что здесь данные приведены без усреднения, т.е. каждая точка соответствует времени собирания зарядов в течение 2 с. Видны характерные флуктуации. При усреднении эти флуктуации уменьшаются. Видно, что при усреднении за 10 мин они практически пропадают.

Рисунок 7 показывает влияние работы осушителя на плотность аэроионов. Осушитель располагается на полу и включается с периодом 8 мин в зимнее время. Осушитель обеспечивал влажность в 55%. На рисунке 7 показана подробно часть рис. 4 от 18:00 до 20:30 18 октября 2021 г. Измерения плотности аэроионов проводились под потолком в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ. Здесь данные усреднены в интервале минуты (по 15 измерениям). Пунктирная кривая серого цвета соответствует положительному заряду. Черная штриховая кривая – отрицательному заряду. Периодическое изменение плотности аэроионов отрицательного знака определяется работой осушителя с периодом 8 мин. На полу скапливается радон, и рожденные у пола отрицательные аэроионы успевают сдрейфовать

вверх за счет электрического поля Земли за время, значительно меньшее 8 мин. Плотность же положительно заряженных аэроионов на рис. 7 не реагирует на работу осушителя несмотря на высокую подвижность положительного заряда во влажной среде. Это наблюдение можно объяснить тем, что у потолка мы не имеем дело с положительными ионами, сдрейфовавшими снизу против поля, а имеем дело с ионами тока положительного заряда, текущего с потолка вниз, в пол. Если наблюдать влияние работы осушителя на уровне центра лаборатории, то мы обнаружим изменения в плотности аэроионов обоих знаков. Этот опыт подтверждает, что в конденсированной фазе растворяется радон и удаляется из лаборатории.

На рисунке 8 также показана зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Измерения проводились с 03 до 19 декабря 2021 г. в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Измерения проводились у потолка. Все данные усреднены в интервале 10 мин. Пунктирная кривая серого цвета соответствует плотности аэроионов положительного заряда. Черная штриховая кривая – отрицательного заряда. Сплошная кривая – зависимость атмосферного давления от времени. Полыми квадратиками показаны результаты измерения

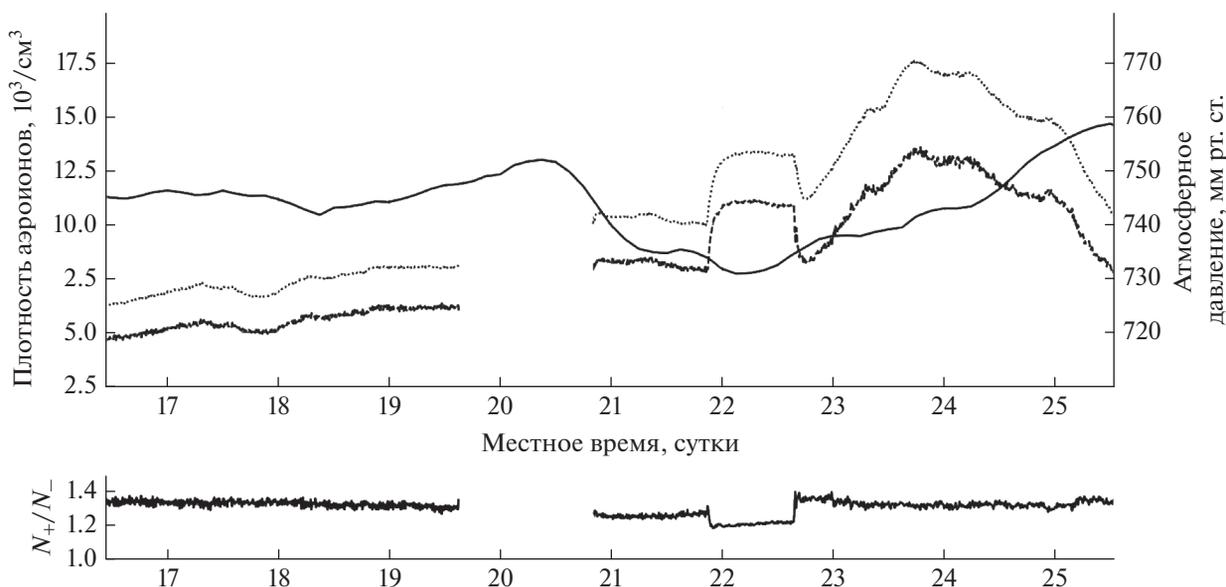


Рис. 4. Зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Измерения проводились с 17 до 25 октября 2021 г. в подземной невентилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Расположение счетчика показано на рис. 1. Данные усреднены в интервале 10 мин. Пунктирная кривая серого цвета – плотность аэроионов положительного заряда. Черного цвета – отрицательного заряда. Сплошная кривая черного цвета – зависимость атмосферного давления от времени.

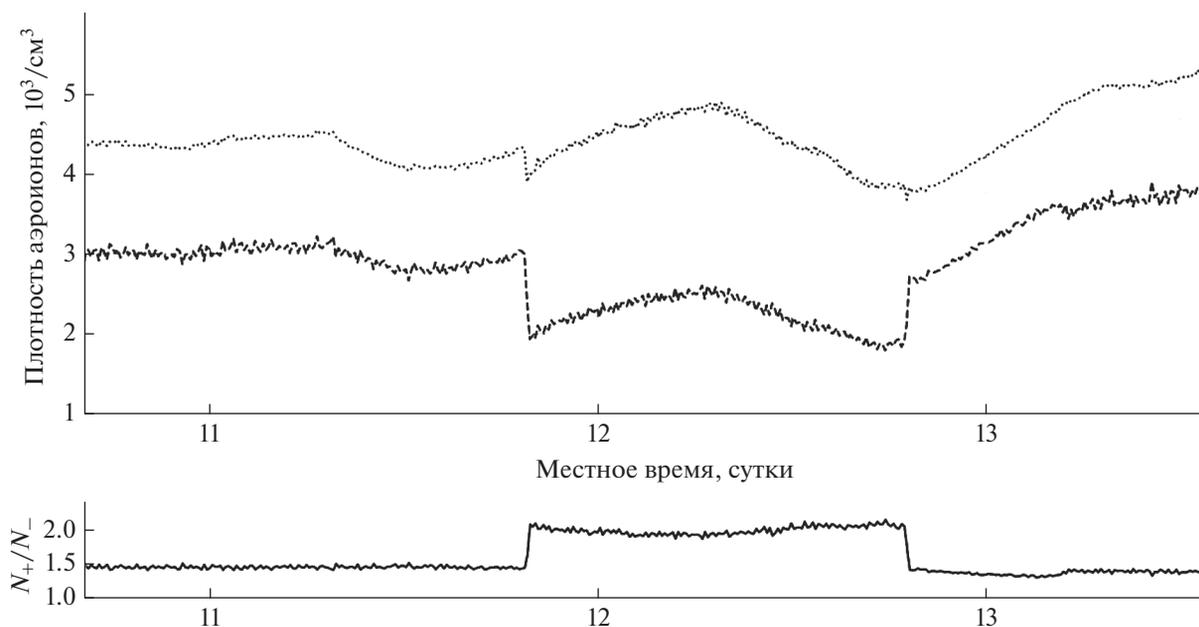


Рис. 5. Зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Здесь от 18 ч 11 октября и до 18 ч 12 октября 2021 г. измерения плотности аэроионов проводились на уровне пола, а в остальное время под потолком подземной невентилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ на глубине 12.7 м. Данные усреднены в интервале 10 мин. На верхней части рисунка пунктирная кривая серого цвета – плотность аэроионов положительного заряда; черная штриховая кривая – отрицательного заряда. Флуктуации данных определяются периодической работой осушителя с периодом 8 мин. На нижней части рисунка приведена зависимость коэффициента униполярности от времени.

активности радона у пола лаборатории. Нижний рисунок – зависимость от времени коэффициента униполярности. Осушитель не работал, влажность составляла от 44 до 46%.

Обнаружена зависимость плотностей положительных и отрицательных аэроионов от атмосферного давления. Давление, показанное на рисунках 4 и 8, взято с сайта метеостанции Москвы.

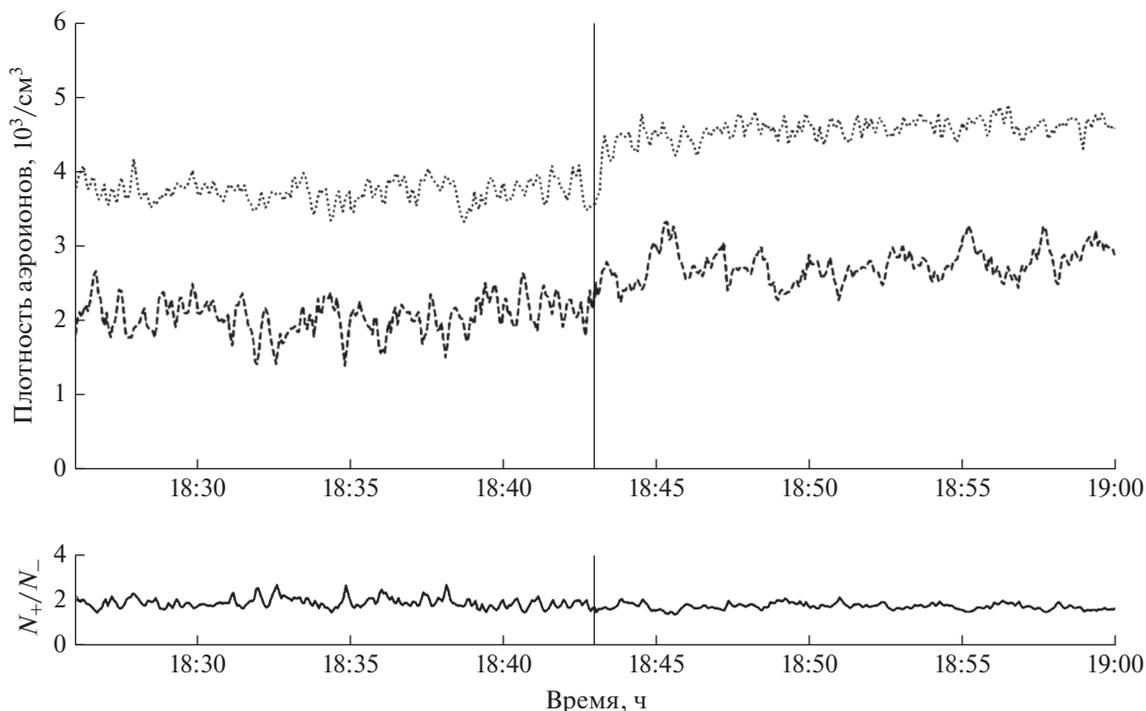


Рис. 6. На верхней части рисунка приведена зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Здесь от 18:25 до 18:43 21 апреля 2022 г. измерения плотности аэроионов проводились на уровне центра лаборатории у стены, и счетчик ионов забирал воздух в направлении вдоль стены. В момент 18:43 счетчик был дистанционно повернут на 90° и далее стал забирать воздух из центра лаборатории. Данные приведены без усреднения. Пунктирная кривая серого цвета – плотность аэроионов положительного заряда. Черная штриховая кривая – отрицательного заряда. На нижней части рисунка приведена зависимость коэффициента униполярности от времени. Осушитель не работал.

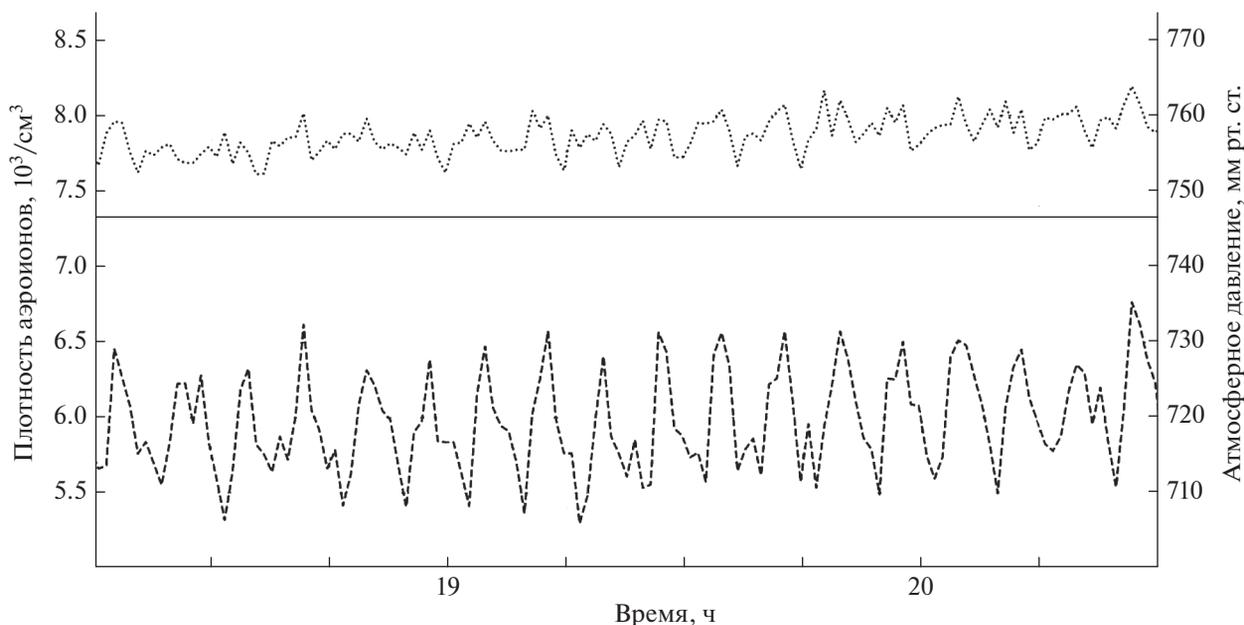


Рис. 7. Показана подробно часть рис. 4 от 18:00 до 20:30 18 октября 2021 г., чтобы продемонстрировать работу осушителя, расположенного на полу. Измерения плотности аэроионов проводились под потолком в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Данные усреднены в интервале одной минуты (по 15 измерениям). Пунктирная кривая серого цвета соответствует положительному заряду. Черная штриховая кривая – отрицательному заряду. Средняя сплошная кривая – зависимость атмосферного давления от времени. Периодическое изменение плотности аэроионов отрицательного знака определяется работой осушителя с периодом 8 мин.

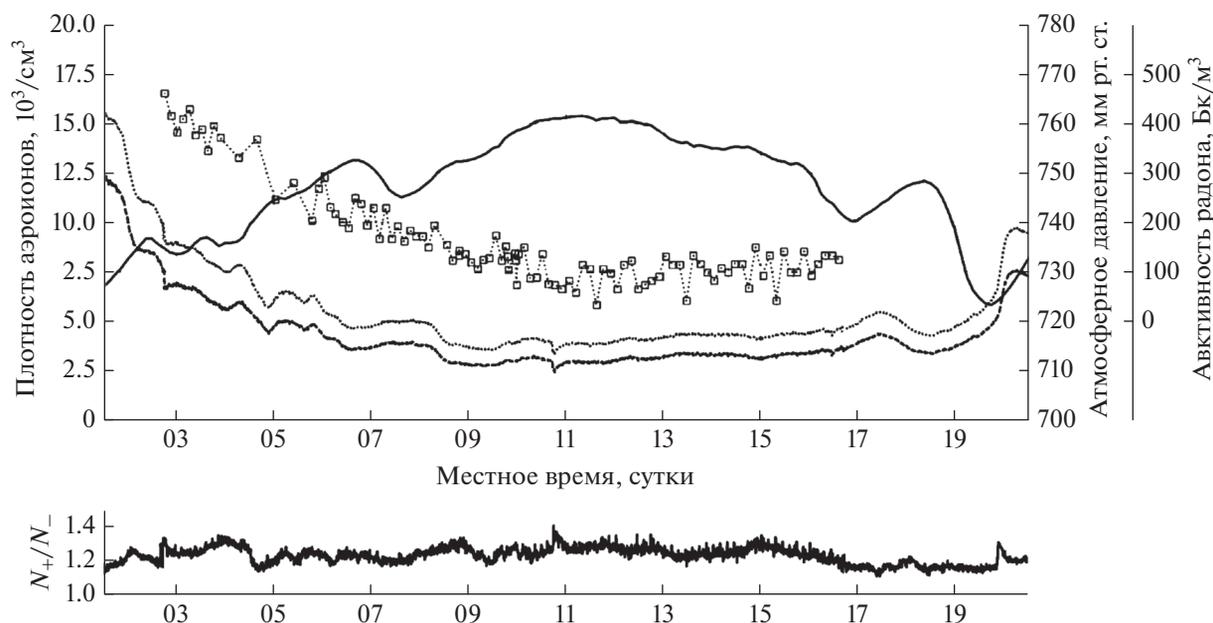


Рис. 8. Зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Измерения проводились с 03 до 19 декабря 2021 г. в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Измерения проводились у потолка. Все данные усреднены в интервале 10 мин. Пунктирная кривая серого цвета – плотность аэроионов положительного заряда. Черная штриховая кривая – отрицательного заряда. Сплошная кривая – зависимость атмосферного давления от времени. Полыми квадратиками показаны результаты измерения активности радона у пола лаборатории. Нижний рисунок – зависимость от времени коэффициента униполярности. Осушитель не работал.

Оно приблизительно на 1% выше по сравнению с давлением, измеренным нами в лаборатории НИИЯФ МГУ, расположенной в наивысшей точке Москвы. При понижении давления мы наблюдаем возрастание плотностей аэроионов. Возрастание плотностей аэроионов наблюдается также и при возрастании давления после его падения. На рисунке 4 с 20:00 21 октября по 16:00 22 октября 2021 г. при быстром падении давления ниже 734 мм рт. ст. наблюдается быстрое увеличение плотностей аэроионов и быстрое возвращение плотностей к первоначальным значениям при повышении давления выше 734 мм рт. ст. На рисунке 8 также при понижении давления 20 декабря 2021 г. можно наблюдать быстрое увеличение плотностей аэроионов, а при повышении давления 02 декабря 2021 г. – быстрое уменьшение плотностей аэроионов.

Мы наблюдаем и другое явление, связанное с изменением давления: при возрастании давления выше 735 мм рт. ст. некоторое время наблюдается возрастание плотностей аэроионов, а затем понижение плотностей. Мы наблюдаем это явление на рис. 4 после 16:00 22 октября 2021 г.

Эти зависимости от давления могут быть поняты с привлечением процесса дегазации Земли, в котором носителем газа являются пузырьки газа. В состав газа пузырьков входит радон и гидроксоний. Пузырьки являются закрытой поло-

стью в земной коре и несут радон и избыток положительного заряда вверх. Если давление быстро падает ниже 735 мм рт. ст., то мы наблюдаем быстрое образование пузырьков и быстрый их выход из стен лаборатории. Эффект похож на открывание бутылки с газированной водой. Явление быстрого уменьшения плотностей аэроионов мы интерпретируем как процесс растворения радона в водной фазе при возрастании давления.

Часть пузырьков застревает в узких щелях. При последующем возрастании давления пузырьки уменьшаются в размере и могут пройти в узкую щель, поэтому мы продолжаем наблюдать некоторое время выход пузырьков.

На рисунке 8 также приведена зависимость активности радона от времени, измеренная прибором “Альфарад плюс”. Видно, что активность радона коррелирует с плотностью аэроионов обоих знаков. Такая корреляция соответствует представлению о том, что ионизация воздуха альфа-частицами от распада радона и его дочерних элементов является основным источником ионов в замкнутых подземных полостях.

7. ПРОСТОЙ ОПЫТ

Здесь мы опишем опыт, демонстрирующий результат действия локального источника ионов внутри замкнутого помещения. Пусть прибор Сапфир-3М включен в просторном лаборатор-

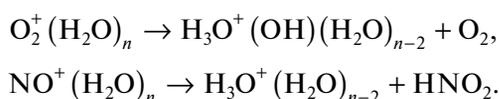
ном помещении на столе на втором этаже при выключенной вентиляции, закрытых окнах и дверях, наблюдатель не двигается. Подождем, когда установятся показания прибора. Установившееся значение плотности положительных аэроионов всегда больше плотности отрицательных. Направим поток водного пара из увлажнителя в область перед всасывающим воздухом отверстием счетчика аэроионов. Мы ожидали наблюдать увеличение плотности как положительных, так и отрицательных ионов. Однако наблюдается быстрое возрастание (в течение десятков секунд) плотности отрицательных аэроионов, а положительные ионы практически пропадают. Похожая картина возникает, если организовать достаточно интенсивный локальный источник радона.

Эта удивительная картина объясняется высокой скоростью диффузии (перемещения в пространстве) положительного заряда по сравнению с отрицательными аэроионами.

В случае испарения воды гидроксоний появляется из-за его постоянного присутствия в воде. При столкновении молекулы гидроксония с молекулой воды или с маленькой капелькой в воздухе велика вероятность перехода протона от молекулы гидроксония к молекуле воды. Это явление называется эстафетным механизмом Гротгуса (Grotthuss), который может заставить заряд двигаться даже против направления слабого электрического поля. Этот механизм объясняет быструю диффузию положительного заряда в водосодержащих средах по сравнению с диффузией отрицательных ионов.

Положительные комплексы, в которых нет гидроксония, нейтрализуются большим количеством присутствующих отрицательных ионов, не покинувших наш объем из-за малой подвижности. Отметим, что в работах [Mikiver, 2017; Schiessling et al., 2018] замечен эффект увеличения плотности отрицательных аэроионов при увеличении влажности, но объяснение этого эффекта не приводится.

В случае радона в нашем объеме за счет ионизации в ряду других рождаются аэроионы O_2^+ и NO^+ , которые реагируют с атмосферной влагой, образуя комплексные ионы. Далее происходит реакция внутри этих комплексных ионов, сущность которой состоит в том, что положительно заряженные ионы кислорода и окиси азота отнимают электрон от водорода воды, образуя гидроксоний [Viggiano and Arnold, 2017]:



Этот процесс протекает очень быстро, и в результате во влажной среде диффундирует не сама молекула гидроксония, а положительный заряд.

Этот простой опыт показывает, что положительные аэроионы (точнее, положительный заряд) распространяются во влажной среде главным образом за счет диффузии, скорость которой выше скорости диффузии отрицательных аэроионов.

8. ПРОСТЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Ионы в подземных полостях рождаются преимущественно из-за распада ^{222}Rn , накапливающегося в воздухе полости у пола, и его дочерних элементов, в основном осевших на пол. Также ионы обоих знаков рождаются из-за наличия влаги в воздухе помещения и от гамма-излучения, выходящего из стен. Радон – тяжелый газ, подхватывается легкими газами-носителями, которые поступают в полость в виде пузырьков. Пузырьки образуются в поровой водной среде, которая насыщена растворенными газами. Пузырьки приносят не только радон, а также и ионы, перешедшие в газовую фазу при образовании и развитии пузырьков в поровой водной среде, например, гидроксоний. Роль процессов испарения и конденсации на границе между поровой водной средой стен и газовой атмосферы полости также может проявиться.

В реальных условиях полость находится в слабом электрическом поле коры Земли, которое вызывает дрейф ионов, рожденных в полости и привнесенных в полость. Теллурический ток (и промышленные токи заземления) обтекают полость, так как сопротивление воздуха значительно выше сопротивления влажного грунта, и создают дополнительное электрическое поле в полости, направленное в направлении тока.

Стены подземной полости несут электрический заряд, величина и знак которого является предметом исследования. Если заряд равномерно распределен в грунте вокруг полости, то на ион, находящийся внутри полости, действует результирующая сила от этого заряда грунта, равная нулю.

Далее мы будем рассматривать плотности отрицательных ионов N_- и положительных ионов N_+ в некотором воздушном объеме нашей лаборатории.

Уравнения для плотностей ионов могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{dN_-}{dt} = Q_- - a_{ii}N_-N_+,$$

$$\frac{dN_+}{dt} = Q_+ - a_{ii}N_-N_+,$$
(4)

где $Q = Q_\gamma + Q_{Rn} + Q_{Po} + Q_{H_2O} + Q_{in} - Q_{out}$ – скорость генерации в единице объема ионов (индексы \pm не показаны) за счет гамма-излучения породы (Q_γ), α -частиц от распада ^{222}Rn (Q_{Rn}), его дочерних элементов (Q_{Po}), за счет взаимодействия паров воды (Q_{H_2O}), а также скорость входа ионов в выделенный объем (Q_{in}) из окружающего пространства и скорость выхода из выделенного объема (Q_{out}), что важно в случае наличия дрейфа во внешнем электрическом поле, быстрой диффузии положительного заряда и наличия внешнего источника ионов, $\alpha_{ii} = 1.4 \times 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [Аверин и др., 1976] – коэффициент ион-ионной рекомбинации в воздухе при нормальных условиях.

Радон при распаде выделяет альфа-частицу с энергией $E = 5.489 \text{ МэВ}$ [Аверин и др., 1976]. На образование пары ионов в воздухе альфа-частица расходует 34.7 эВ [Аверин и др., 1976]. Следовательно, при распаде ^{222}Rn рождается 1.58×10^5 пар ионов. Два дочерних элемента радона (^{218}Po и ^{214}Po) также испускают при своем распаде по альфа-частице в течение короткого времени после распада радона, они рождаются в виде ионов, которые быстро обрастают молекулами воды, падают на пол, где и распадаются. Образовавшиеся ионы частично рекомбинируют. Процессы с образованием аэрозолей не рассматриваются, так как их концентрация в исследуемых нами помещениях была мала.

Сделаем оценку ожидаемых плотностей аэроионов для стационарного случая $dN_-/dt = 0$ и сравним с экспериментальными данными. Тогда

$$Q_- = Q_+ = \alpha_{ii} N_- N_+. \quad (5)$$

Рассмотрим идеализированный простейший случай, когда $Q = Q_{Rn} + Q_{Po}$, отсутствуют дрейф и диффузия аэроионов и перемешивание $Q_{in} = Q_{out} = 0$. Из рисунка 8 возьмем для анализа два момента времени 00:00 03 декабря и 00:00 11 декабря 2021 г. Измеренная активность радона для этих моментов равна 400 и 100 Бк/м³ соответственно. Рассмотрим объем у пола, так как активность радона измерена у пола. В этом случае дочерние элементы заведомо упадут на пол и половина их распадов не будет ионизировать воздух.

Из (5) получим для момента 00:00 03 декабря 2021 г. $N_- = N_+$ (03.12.2021) = $9.48 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, из рис. 8 экспериментальные значения для этого момента $N_- = 7 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, $N_+ = 9 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Для момента 00:00 11 декабря 2021г. получим $N_- = N_+$ (11.12.2021) = $4.75 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, из рис. 8 экспериментальные значения $N_- = 3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, $N_+ = 4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Сравнение оценки и экспериментальных данных показывает, что эти величины близки, но также очевидно, что приближение отсутствия дрейфа и диффузии аэроионов, принятое для

оценки, не выполняется в реальности. Эти эффекты играют значительную роль. Здесь мы сравниваем активность радона, измеренную у пола, с плотностями аэроионов, измеренными у потолка. Радон – тяжелый газ, с периодом полураспада 3.8 сут, поэтому он должен накапливаться у пола. Логично рассуждать, что мы регистрируем у потолка отрицательные аэроионы, сдрейфовавшие снизу, и можем ожидать, что их плотность окажется меньше нашей оценки из-за их рекомбинации за время дрейфа вверх. Похожее рассуждение можно применить и для положительного заряда, но он перемещается за счет диффузии из области большей концентрации против электрического поля. Сделанная оценка ожидаемой плотности аэроионов при известной активности радона показывает, что ионизация воздуха альфа-частицами от распада радона и его дочерних элементов является основным источником аэроионов в закрытых подземных полостях.

Оценим время жизни τ аэроиона в лаборатории. Для этого найдем решение уравнения (4) для N_- и условий: $N_-(t=0) = N_0$, $Q_-(t > 0) = 0$, $N_+(t > 0) = \text{const} = N_+$: $N_-(t)/N_0 = \exp(-t/\tau)$, где $\tau = 1/\alpha_{ii} N_+$. Подставив значение $N_+ = 4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, получим $\tau = 3$ мин. Мы видим, что время достаточно велико, чтобы аэроион, родившись у пола в электрическом поле величиной в доли вольта на метр имел шанс сдрейфовать на пару метров вверх.

9. ДИСКУССИЯ

Изначально мы рассчитывали обнаружить в подземных полостях избыток плотности отрицательно заряженных аэроионов, так как для атмосферного электрического поля земная кора является отрицательно заряженным электродом. Логика была следующей: если земная кора заряжена отрицательно, то стены подземной полости могут иметь отрицательный заряд. В воздухе подземной полости должно рождаться равное количество положительных и отрицательных аэроионов в процессе ионизации воздуха заряженными радиоактивными частицами и другими источниками. Положительно заряженные аэроионы при столкновении с отрицательно заряженными стенами должны рекомбинировать, и воздух полости должен обогащаться отрицательным зарядом, таким образом мы можем регистрировать в неvented подземных полостях избыток отрицательных аэроионов. Мы же обнаружили обратное явление: воздух полости обогащен положительным зарядом. Этот эффект требует объяснения.

В работе [Безруков и др., 2018] предлагалась новая модель электрического поля Земли, которая базируется на альтернативной модели Земли: богатая водородом Земля и предсказывает наличие избытка положительного заряда в коре Зем-

ли, и наличие отрицательно заряженного слоя под корой Земли. Именно эта модель подтолкнула нас к началу экспериментального исследования плотностей аэроионов в закрытых помещениях в коре Земли. Результаты наших исследований, приведенные в данной статье, не противоречат модели электрического поля богатой водородом Земли. А именно, мы наблюдаем избыток положительного заряда в закрытых подземных помещениях, а также проявление наличия в коре Земли электрического поля, направленного вниз, наличия теллурического тока положительного заряда, текущего вертикально вниз. Все эти явления были предсказаны в работе [Безруков и др., 2018].

Основной задачей, для решения которой был создан модифицированный счетчик аэро-ионов, является измерение величины плотности избытка положительного заряда в грунте. Решению именно этой задачи будут посвящены наши дальнейшие исследования.

10. ВЫВОДЫ

1. Получена величина погрешности относительных измерений плотностей аэроионов (в частности, коэффициента униполярности) счетчиком аэроионов Сапфир-3М, равная 3%, что позволяет надежно обнаружить избыток положительно заряженных аэроионов в подземных полостях и изучать поведение этого избытка.

2. Дополнительный нагрев аспирационной камеры счетчика аэроионов Сапфир-3М позволил провести долговременные измерения в условиях повышенной влажности подземных полостей. Был создан модифицированный образец счетчика аэроионов Сапфир-3М, который в стандартном корпусе содержал компактный нагреватель и датчик температуры аспирационной камеры.

3. Приведены результаты исследования плотностей аэроионов в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ и в медной шахте Пюхясалми. Во всех проведенных измерениях в невентилируемых подземных помещениях (в случае отсутствия интенсивного локального источника ионов в них) зарегистрирован избыток положительных аэроионов.

4. В невентилируемой подземной лаборатории НИИЯФ МГУ наблюдается зависимость плотности отрицательно заряженных аэроионов от вертикального расстояния от пола (накопление отрицательных ионов у потолка), что свидетельствует о наличии электрического поля в коре Земли, направленного вниз. Обнаружено отсутствие зависимости плотностей положительно заряженных аэроионов от расстояния от пола, при этом под потолком плотность положительных ионов остается выше плотности отрицательных.

5. Наблюдается зависимость плотности отрицательно заряженных аэроионов в горизонтальном направлении от расстояния от центра лаборатории до стены (накопление отрицательных ионов у центра), что является проявлением электрических сил притяжения положительных аэроионов, которые (при большой влажности) практически равномерно распределены по объему лаборатории, что свидетельствует об их большой подвижности. При этом всегда и везде плотность положительных ионов остается выше плотности отрицательных.

6. Обнаружена изменчивость во времени плотности как положительных, так и отрицательных аэроионов.

7. Обнаружена зависимость плотностей положительных и отрицательных аэроионов от атмосферного давления. Предложено объяснение этой зависимости на основе модели переноса радона и аэроионов в лабораторию пузырьками.

8. Экспериментально подтверждена корреляция плотностей аэроионов и активности радона в подземной полости. Оценка ожидаемой плотности аэроионов при известной активности радона показывает, что ионизация воздуха альфа-частицами от распада радона и его дочерних элементов является основным источником аэроионов в закрытых подземных полостях.

9. Предложен вариант объяснения избытка положительного заряда в подземных полостях как наличие избытка положительного заряда в коре Земли.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят академика И.И. Ткачёва за плодотворные дискуссии и поддержку, а также В.Б. Семикоза за возможность выступить на семинаре в ИЗМИРАН по теме данной статьи и за участие в дискуссии на этом семинаре. Большую помощь оказал Л.А. Кузьмичёв, предоставив возможность проводить измерения в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ. Авторы выражают благодарность Тимо Энквист (Т.Т. Enqvist, Финляндия) за возможность сделать измерения в медной шахте Пюхясалми (Pyhäsalmi).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Аверин В.Г., Аронзон Б.А., Бабаев Н.С. и др.* Таблицы физических величин. Справочник. Ред. И.К. Кикоин. М.: Атомиздат, 1008 с. 1976.
- ГОСТ Р 8.844 – 2013. Счетчики легких ионов. Аспирационные. Методика поверки. М.: Стандартинформ, 11 с. 2015.
- *Безруков Л.Б., Заварзина В.П., Курлович А.С. и др.* Об отрицательно заряженном слое электрического поля Земли // Докл. АН. Т. 480. № 2. С. 155–157. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0869565218140050>

- Безруков Л.Б., Заварзина В.П., Карников И.С. и др. Интерпретация результатов измерения разности потенциалов в озере Байкал // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 666–670. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019040059>
- Коротяев С.М., Шнеер В.С., Гайдаш С.П. и др. Эффект и предвестники землетрясения 27.08.2008 в вертикальной компоненте электрического поля в озере Байкал // Докл. АН. Т. 438. № 5. С. 683–686. 2011.
- Коротяев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О. и др. Новые результаты мониторинга вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал на базе поверхность–дно // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 3. С. 406–418. 2015.
- Mikiver Andres. Supervisor: Joachim Schiessling. Measurements of Air Ion Concentrations and Electric Field Strengths for HVDC Applications. Master's Thesis 2017:204. Gothenburg, Sweden: Department of Materials and Manufacturing Technology. Chalmers University of Technology, 65 p. 2017. <https://publications.lib.chalmers.se/records/fulltext/251332/251332.pdf>
- Schiessling J., Mikiver A., Serdyuk Y.V. Dynamics of ion concentration in air affected by Applied DC electric field and humidity / 2018 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP). Cancun, Mexico, 21–24 October 2018. P. 207–210. 2018. <https://doi.org/10.1109/CEIDP.2018.8544836>
- Viggiano A.A., Arnold F. Ion chemistry and Composition of the Atmosphere. Handbook of Atmospheric Electrodynamics. V. I. Ed. Volland H. Boca Raton: CRC Press, P. 1–26. 2017. <https://doi.org/10.1201/9780203719503>
- Warden S., Bleier T., Kappler K. Long term air ion monitoring in search of pre-earthquake signals // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 186. P. 47–60. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.01.009>

УДК 550.383+550.389

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЮЖНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЮСА ПО ДАННЫМ РОССИЙСКИХ КРУГОСВЕТНЫХ ЭКСПЕДИЦИЙ: 1820 г. (БЕЛЛИНСГАУЗЕН), 2020 г. (“АДМИРАЛ ВЛАДИМИРСКИЙ”) ЧАСТЬ 1. ЭКСПЕДИЦИЯ БЕЛЛИНСГАУЗЕНА

© 2022 г. С. А. Меркурьев^{1, 2, *}, В. Г. Боярских¹, И. М. Демина¹,
С. А. Иванов¹, В. А. Солдатов¹

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

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

*e-mail: sam_hg@hotmail.com

Поступила в редакцию 11.02.2022 г.

После доработки 23.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

В ходе кругосветной экспедиции 2019–2020 гг. на океанографическом исследовательском судне “Адмирал Владимирский”, повторившей маршрут Беллинсгаузена и Лазарева 1820 г., был получен большой объем магнитных данных, в том числе и в районе Антарктиды. Одной из целей проведенных исследований было определение положения Южного магнитного полюса по экспериментальным данным. Это послужило поводом, чтобы вернуться к данным о склонении, полученным в ходе экспедиции Беллинсгаузена, и определить по этим данным положение Южного магнитного полюса. В первой части представляемой работы предложено и реализовано несколько методов решения этой задачи, которые были предварительно протестированы на модельных примерах. Во второй части положение Южного магнитного полюса определяется по данным компонентных и модульных измерений, полученным на океанографическом исследовательском судне “Адмирал Владимирский”.

DOI: 10.31857/S0016794022060104

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача определения местоположения Северного и Южного магнитных полюсов всегда была в центре внимания и путешественников, и магнитологов, и до настоящего времени не потеряла своей значимости и актуальности. Для решения этой сложной в теоретическом, методологическом и организационном плане задачи проводились экспедиционные исследования, велись наблюдения и теоретические изыскания. Их целью была и остается разработка методов и алгоритмов по оценке местоположения магнитных полюсов Земли на основе прямых измерений, построения региональных моделей и использования глобальных моделей магнитного поля Земли (МПЗ).

Важность и актуальность проведения геомагнитных исследований, направленных на определение положения Южного магнитного полюса (ЮМП), определяются тем, что знание современного положения магнитных полюсов и их динамики во времени необходимо для решения целого ряда фундаментальных геофизических задач, приближающего нас к пониманию природы

и механизма генерации МПЗ [Merrill et al., 1998], а также того, как и почему происходят его инверсии.

В настоящее время не существует общепринятой гипотезы, отвечающей на вопрос: индикатором каких процессов служат изменения положения и скорости перемещения полюсов [Witze, 2019]. В качестве таковых рассматривались локальные процессы в ядре и связанные с ними джерки [Newitt et. al., 2002; Campbell, 2003] и/или глобальные изменения, ведущие в результате к инверсии поля [Кузнецов, 2006].

Знание фактического положения магнитных полюсов имеет и большое практическое значение, так как может быть использовано для уточнения и проверки точности глобальных моделей геомагнитного поля в полярных регионах, в которых отличия наблюдаемого МПЗ и поля глобальных моделей наиболее значительны. Существенное изменение положения Северного магнитного полюса, в частности, вынуждает обновить так называемую Всемирную модель магнитного поля (World Magnetic Model или WMM), которая, в том числе, лежит в основе всех навигационных систем.

Кроме того, важным вопросом является оценка влияния смещений истинных магнитных полюсов на верхнюю атмосферу [Ляхов и др., 2006], на термосферу и ионосферу Земли [Намгаладзе и др., 2018], на климат [Беликов и др., 2018], на биосферу [Решетняк и Павлов, 2016] и, в конечном счете, на человека [Valet, Valladas, 2010].

1.1. Историческая справка и определения

Магнитный полюс — это блуждающая точка на поверхности Северного (Южного) полушария Земли, где вектор геомагнитного поля \mathbf{T} направлен вертикально, т.е. горизонтальная составляющая \mathbf{H} равна нулю. Поскольку все линии равного магнитного склонения D сходятся на магнитном полюсе, на самом полюсе склонение не определено. Кроме того, в силу наличия недипольной составляющей геомагнитного поля, эта сходимость не является радиальной даже в полярных областях. То, что компас не указывает на географический север, было замечено еще в 11-ом веке в Китае и в конце 15-го века в Старом Свете. Это послужило толчком к активизации регулярных измерений склонения. Стало очевидным, что наличие достоверных карт значений склонения на акватории является необходимым условием обеспечения судоходства. Измерения D проводились регулярно во время рейсов судов Британского адмиралтейства.

Начало магнитных измерений в полярных областях приходится на 16 век и связано с поисками Северо-восточного прохода в Китай и Индию [Наклуит, 1589; Де-Фер, 1936]. В девятнадцатом веке было предпринято несколько неудачных попыток достичь ЮМП, среди которых попытки французского исследователя Дюмон-Дюрвиля (1837–1840 гг.), американца Чарльза Уилкса (экспедиция 1838–1842 гг.) и британца Джеймса Кларка Росса (экспедиция 1839–1843 гг.) [Ross, 1847].

Первое вычисление магнитного наклонения для определения местоположения ЮМП было сделано 23 января 1838 г. гидрографом Клементом Адрианом Винсендоном-Дюмулином [Voyage, 1842–1846], членом экспедиции Дюмон-Дюрвиля на корветах “Астролябия” и “Zélée” в 1837–1840 гг. в Антарктике и Океании, в ходе которой была открыта Земля Адели.

В двадцатом веке: 16 января 1909 г. трое участников экспедиции сэра Эрнеста Шеклтона (Дуглас Моусон, Эджуорт Дэвид и Алистер Маккей) декларировали, что по измерениям наклонения нашли ЮМП [Шеклтон, 2014], который согласно исторической модели $gufm$ [Jackson et al., 2000] в то время находился на суше. Координаты магнитных полюсов, вычисленные по этой модели, можно найти, например, на сайте National Geophysical Data Center [NGDC]. Они установили флагшток на месте полюса и объявили эту терри-

торию владениями Британской империи. Чтобы достичь ЮМП, исследователи прошли в общей сложности 1260 миль, волооча за собой сани и припасы, которые весили приблизительно 670 фунтов. Определенное ими положение полюса 16 января 1909 г. составило $72^{\circ}25' S$, $155^{\circ}16' E$ [Магидович и Магидович, 1985].

Исследование движения магнитных и геомагнитных полюсов и эволюции магнитного поля Земли в обоих полярных регионах за последние тысячелетия представлено в [Korte, Mandea, 2008]. Исторические геомагнитные данные, полученные с 1510 по 1930 год, были собраны в течение двух последних десятилетий 20-го века, их всесторонний обзор дан в [Jonkers et al., 2003]. Динамика движения обоих полюсов в 2015–2019 гг. исследовалась в [Regi et al., 2021] на большом объеме данных, собранных тремя спутниками программы SWARM.

1.2. Геомагнитные исследования Антарктики от Кука до “Адмирала Владимирского”

Первые геомагнитные измерения в Антарктическом регионе были выполнены в ходе второй кругосветной экспедиции Дж. Кука (1772–1775 гг.) [Cook, 1777; The Journals, 1961], см. рис. 1а. Результаты измерений склонения, выполненных астрономом экспедиции W. Beuley, были опубликованы и использованы, в частности, при построении исторической модели геомагнитного поля $gufm$. Но оценок местоположения ЮМП по полученным данным он, по-видимому, не делал, это выходило за рамки стоявших перед экспедицией задач.

Первое экспериментальное определение местоположения ЮМП было выполнено в ходе кругосветной антарктической экспедиции русских мореплавателей Беллинсгаузена и Лазарева (1819–1821 гг.). Для решения этой задачи шлюпы “Восток” и “Мирный” обогнули Антарктиду, выполнив 146 измерений магнитного склонения (рис. 1б). Частично, где это было возможно, участники экспедиции повторили маршрут экспедиции Кука. Это позволило в недавней работе [Распопов и др., 2014] оценить вековой ход склонения за прошедшие между экспедициями 48 лет. Результаты выполненных измерений были использованы Беллинсгаузенем для вычисления положения ЮМП. По его расчетам полюс располагался в точке с координатами $76^{\circ} S$ и $142^{\circ}30' E$. Однако неизвестно, какие именно точки с измеренным склонением были использованы Беллинсгаузенем для расчета этих координат. В отчете [Беллинсгаузен, 1949] Беллинсгаузен опубликовал всего 52 точки с измеренными значениями склонения, из которых 46 — в районе Антарктиды. Позднее по просьбе Гаусса он передал ему 203 точки со значениями склонения. Метод, которым Беллинсгаузен опре-

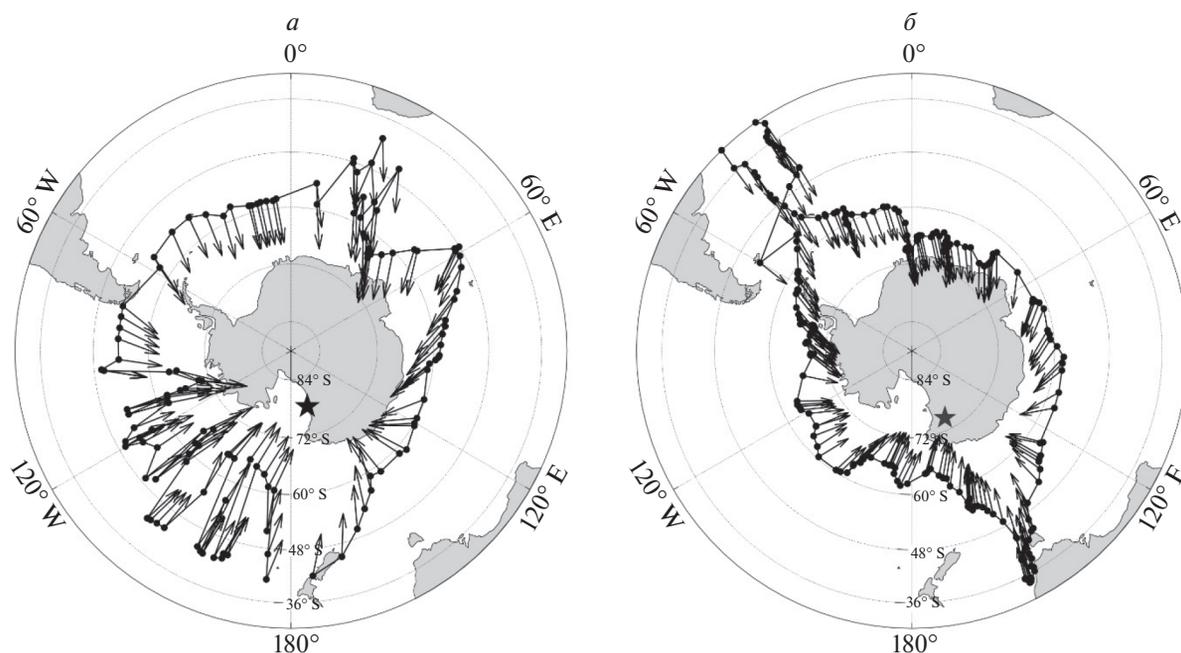


Рис. 1. Схема распределения пунктов измерения склонения: (а) – в ходе экспедиции Кука, (б) – в ходе экспедиции Беллинсгаузена. Стрелками показаны результаты измерения склонения, звездочкой показано положение ЮМП по модели gfm на эпоху экспедиций.

делил координаты ЮМП, в его отчетах и переписке с Гауссом не описан. Можно только предположить, что он использовал методику, которая приведена в статье [Duperrey, 1841], как один из возможных подходов к определению положения полюса. Согласно этой методике, на карту в полярной проекции наносятся прямые в направлении измеренного склонения, пересечение этих прямых должно дать положение полюса.

Программа юбилейной кругосветной экспедиции “Адмирала Владимирского” (2019–2020 гг.) была составлена так, что ее ход должен был в основном повторять кругосветную экспедицию Беллинсгаузена. Наряду с попутными геофизическими и океанографическими исследованиями были запланированы специальные работы по проведению магнитных измерений с целью экспериментального определения координат ЮМП. В рамках данной работы нами были получены оценки местоположения ЮМП по магнитным измерениям, выполненным в ходе экспедиций Кука и Беллинсгаузена (ЧАСТЬ 1) и “Адмирала Владимирского” (ЧАСТЬ 2).

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЮМП ПО ДАННЫМ ЭКСПЕДИЦИЙ КУКА И БЕЛЛИНСГАУЗЕНА

2.1. Методы определения положения магнитного полюса

Местоположение магнитного полюса может быть определено тремя способами: путем прямых

измерений наклона (экспериментальный), путем обработки данных магнитной съемки в приполярных областях (алгоритмический) или путем определения полюса по глобальным моделям геомагнитного поля (аналитический) [Newitt et al., 2009]. Экспериментальное определение положения магнитного полюса подразумевает проведение магнитной съемки непосредственно в районе полюса. Заметим, что независимо от метода, задача нахождения магнитного полюса с помощью приборов является сложной по нескольким причинам: во-первых, в силу погрешности измерений область, где горизонтальная составляющая очень мала (то есть, наклонение близко к максимальному значению 90°) довольно обширна; во-вторых, положение магнитного полюса не является фиксированной точкой, полюса могут смещаться в течение суток на расстояния от первых десятков до сотни километров от своего среднего положения в зависимости от геомагнитных возмущений в ионосфере и магнитосфере [Wasserfall, 1938; Dawson and Newitt, 1982] и, наконец, полярные области относительно недоступны для проведения экспедиционных работ.

Тем не менее, имея набор точек с измеренными значениями какой-либо или нескольких компонент геомагнитного поля, положение полюса по этим данным можно рассчитать. Для решения этой задачи предложено несколько подходов, которые применяются для тех или иных типов данных. Наиболее известными из методов являются локальный сферический гармонический анализ,

метод виртуального магнитного полюса, метод полиномов и др. [Newitt et al., 2009]. Возможности каждого из этих подходов ограничены возникающими краевыми эффектами, поэтому важно, чтобы искомым полюс находился внутри области, образованной точками измерений.

Аналитический способ определения положения полюсов основан на использовании глобальных моделей, представляющих геомагнитное поле в виде разложения в ряд по сферическим гармоническим функциям. В отличие от локальной модели коэффициенты глобальных моделей могут быть использованы для вычисления значений всех компонент поля в любой точке на поверхности Земли, в частности, в районе полюса. Результаты вычислений зависят от выбранной модели — так например, модель может учитывать или не учитывать аномальное магнитное поле. В первом варианте результат должен быть ближе к результату, полученному экспериментальными методами. На практике геомагнитное поле является почти вертикальным на области овальной формы, причем размеры и положение этой области могут меняться ежедневно [Dawson and Newitt, 1982].

2.2. Использованные данные

В качестве исходных данных для определения положения ЮМП нами были использованы результаты измерения склонения, выполненные в ходе второй кругосветной экспедиции Кука (1772–1775 гг.) и в ходе кругосветной антарктической экспедиции русских мореплавателей Беллинсгаузена и Лазарева (1819–1821 гг.). Перед экспедицией Кука не стояла задача определения положения ЮМП. Ее целью было установление факта наличия материка в Южном океане. В нашей работе мы использовали только те данные Кука, широта места которых выше $45^\circ S$.

Проф. И.М. Симоновым, астрономом экспедиции Беллинсгаузена, в ходе экспедиции были выполнены измерения склонения D в 203 точках. Именно в таком количестве они были переданы Гауссу, который использовал эти значения D для проверки предложенного им представления геомагнитного поля в виде разложения по сферическим функциям и опубликовал эти данные [Гаусс, 1952]. Мы из них использовали 146 точек, имеющих широту выше $45^\circ S$, как и в случае обработки данных Кука. На рисунке 1б показано географическое положение этих точек. Определения местоположения ЮМП проводилось несколькими методами, включая аналитический, который использует историческую модель $gufm$. Применимость всех методов тестировалась на модели: в точках с географическими координатами реальных измерений D вычислялись значения склонения по модели $gufm$ на момент проведения измерений. По модельным значениям склонения каж-

дым методом определялось положение полюса. После этого координаты полученных полюсов сравнивались с координатами ЮМП, вычисленными по модели $gufm$. Фактически, для модельных значений склонения разница координат определяла ошибку конкретного метода. Снизить эту ошибку, обладая лишь измерениями склонения, довольно трудно, поскольку все методы в той или иной степени используют дипольное приближение.

2.3. Метод двух кругов

Первый метод, который мы использовали для определения координат магнитного полюса по данным о склонении, полученным в экспедициях Кука и Беллинсгаузена, мы условно назвали “метод двух кругов”, т.к. в литературе нам не встретилось описание такого метода решения поставленной задачи. Мы, естественно, не претендуем на авторство этого метода, поскольку его интуитивная идея вытекает из свойства склонения. Действительно, все изогоны сходятся в точке расположения магнитного полюса, поэтому линии больших кругов, построенные в направлении, заданном склонением в дипольном приближении, если они не лежат на одной изогоне, пересекаются в точке магнитного полюса.

Таким образом, метод двух кругов состоит в следующем: через точку с известным склонением проводится большой круг, проходящий по заданному азимуту (склонению в этой точке). То же делается для второй точки со своим азимутом (склонением). Эти два круга пересекаются в двух точках, и южная точка пересечения дает оценку положения ЮМП. Для случая чисто дипольного поля эта оценка будет точна, поскольку каждый большой круг проходит через полюс диполя. Назовем полученную этим методом точку виртуальным магнитным полюсом (ВМП) по аналогии с работой [Кузнецов, 1998], в отличие от принятого в палеомагнитологии понятия о виртуальном геомагнитном полюсе.

Ошибка этого метода складывается из двух составляющих: случайной погрешности измерений (инструментальная ошибка) и систематической ошибки, порожденной недипольной составляющей поля. Первая ошибка проиллюстрирована на рис. 2: видно, что при близком расположении точек малые изменения склонения приводят к значительным смещениям точки пересечения.

Если применить метод к чисто дипольной модели, то можно показать, что при расстоянии между соседними точками, равном 250 км (пять градусов долготы при широте около $60^\circ S$), и погрешностях измерений склонения в 2° погрешность определения положения ВМП составляет почти 2000 км. Для поиска оптимального рассто-

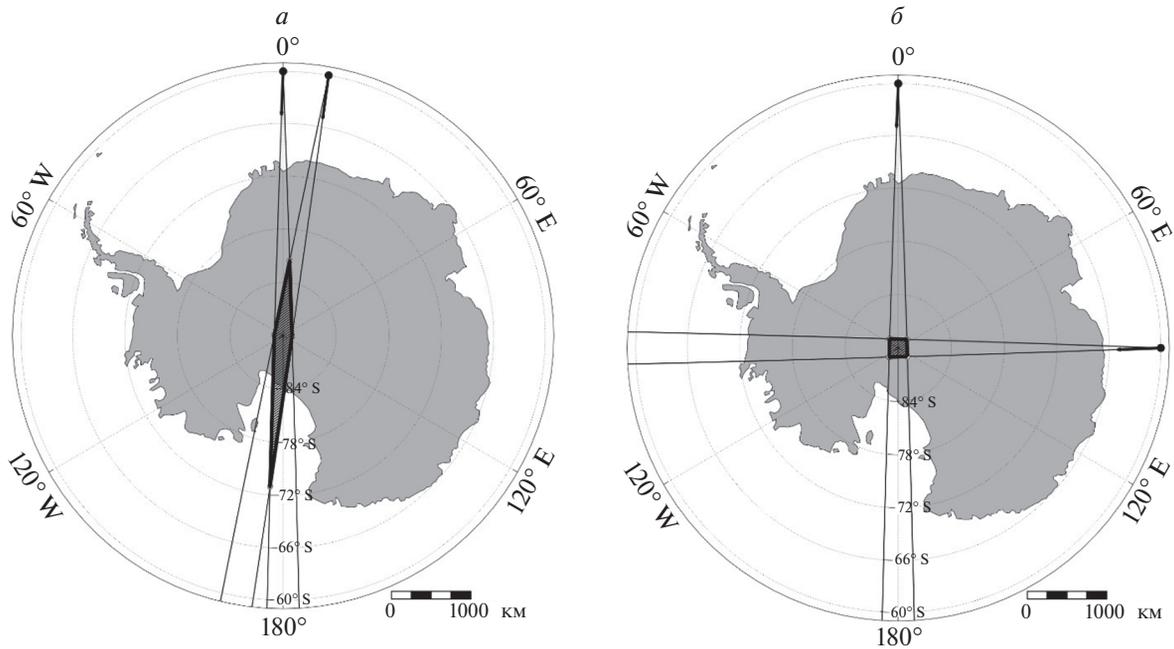


Рис. 2. Зависимость ошибки определения положения ЮМП от углового расстояния между точками измерения: (а) – угловое расстояние 10°, (б) – угловое расстояние 90°. Случайные ошибки определения D взяты равными $\pm 2^\circ$.

яния между точками, которое следует выбирать при определении ВМП данным методом, нами были проведены расчеты для двух вариантов, как если бы измерения выполнялись в поле осевого геоцентрического диполя и в поле модели *gufm*. В качестве точек измерения склонения были использованы координаты пунктов измерения экспедиции Беллинсгаузена, а значения склонений вычислялись в соответствии с рассматриваемым полем. К склонению добавлялось небольшое возмущение и данным методом получались в зависимости от вида поля две оценки положения полюса. В первом случае, погрешность – это расстояние от полученной оценки до географического полюса, а во втором – до полюса модели *gufm*. Учитывая, что маршрут движения судна вокруг Антарктиды можно рассматривать в первом приближении как субдолготный, определялось оптимальное долготное расстояние между точками, образующими пару. Для первой модели было получено, что оптимальное долготное расстояние между точками в паре составляет 90°. Для второй – это долготное расстояние составляет 65°.

На рисунке 3 показана систематическая ошибка метода. Проведены два больших круга через две точки по азимутам, построенным согласно модели *gufm* на эпоху 1820. Точки взяты из данных экспедиции Беллинсгаузена и их долготы различаются примерно на 90°. Несовпадение ВМП и построенного по модели полюса объясняется наличием в модели недипольной части поля.

Для получения оценки положения ЮМП по данным экспедиций Кука и Беллинсгаузена для каждой из экспедиций брались пары точек, отстоящие друг от друга на 40°–120°, описанным методом вычислялись ВМП и затем для нахождения положения ЮМП применялся метод бутстреппинга – метод исследования вероятностных распределений, основанный на многократной генерации выборок методом Монте-Карло на базе имеющейся выборки [Efron and Tibshirani, 1986]. Этот метод позволяет довольно точно оценивать среднее и дисперсию для данных с систематическими ошибками. Оценки координат положения ЮМП, полученные данным методом по экспериментальным данным Кука и Беллинсгаузена и соответствующим модельным данным, приведены в табл. 1.

2.4. Метод эквивалентного диполя

Этот метод также использует для описания поля в районе ЮМП дипольное приближение. Рассмотрим диполь с магнитным моментом \mathbf{M} , расположенный в центре Земли. Поле диполя описывается известной формулой

$$\mathbf{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\mathbf{M}}{R^3} - \frac{3(\mathbf{M}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} \right),$$

где \mathbf{R} радиус-вектор точки наблюдения в геоцентрической системе координат. Запишем это выражение в матричном виде $\mathbf{B}(\mathbf{R}) = \mathbf{F}(\mathbf{R})\mathbf{M}$, где $\mathbf{F}(\mathbf{R})$ матрица

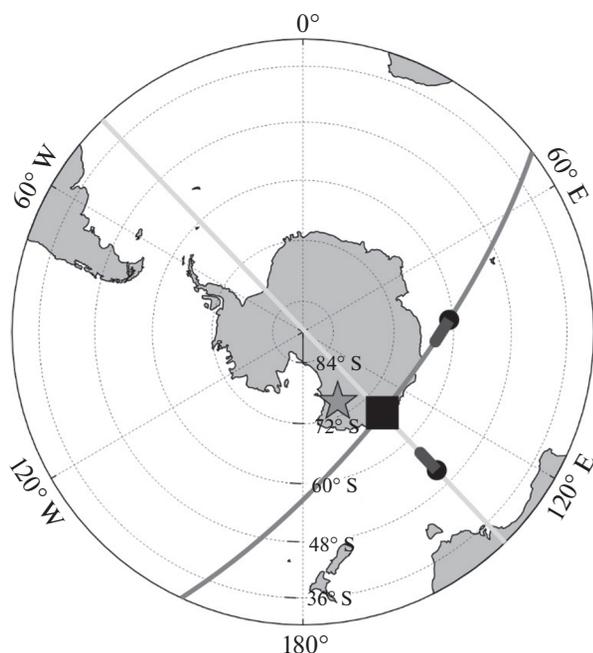


Рис. 3. Систематическая ошибка определения положения магнитного полюса методом больших кругов. Черными кружками показаны точки, в которых рассчитывались склонения по модели gufm. Сплошной линией показаны дуги большого круга. Квадратом показан ВМП. Звездочкой показано положение ЮМП на эпоху 1820 г. по модели gufm.

$$F(\mathbf{R}) = \frac{\mu_0}{4\pi R^5} (3\mathbf{R}\mathbf{R}^T - R^2\mathbf{E})$$

а \mathbf{E} единичная матрица 3×3 . При переходе в топоцентрическую систему координат с началом в точке наблюдения (φ, λ) получим вектор магнитного поля равным $\mathbf{B}' = S(\varphi, \lambda) \cdot F(\mathbf{R}) \cdot \mathbf{M}$. Обозна-

чим $A((\varphi, \lambda, R) = S(\varphi, \lambda) F(\mathbf{R})$, где $S(\varphi, \lambda)$ есть ортогональная матрица (3×3) преобразования координат вектора при переходе из геоцентрической в топоцентрическую систему координат. На рисунке 4 показаны используемые системы координат и ось диполя.

Горизонтальные компоненты вектора \mathbf{B}' связаны через склонение следующим образом: $B'_y = \text{tg}(D)B'_x$. Обозначим через \mathbf{a}_j строки матрицы A и выразим компоненты \mathbf{B} , через \mathbf{a}_j . Тогда получаем

$$B'_y - \text{tg}(D)M'_x = (\mathbf{a}_2, \mathbf{M}) - \text{tg}(D)(\mathbf{a}_1, \mathbf{M}) = (\mathbf{a}_2 - \text{tg}(D)\mathbf{a}_1, \mathbf{M}) = 0.$$

Поскольку для определения положения ЮМП величина магнитного момента не важна, положим $M_z = 1$. Уравнение перестает быть однородным, и мы получаем систему линейных уравнений относительно M_x и M_y , которая может быть решена методом наименьших квадратов (МНК). В результате получим вектор момента \mathbf{M} , что позволит определить положение магнитного полюса для найденного эквивалентного диполя. Заметим, что геометрически уравнение задает плоскость с нормалью $\mathbf{a}_2 - \text{tg}(D)\mathbf{a}_1$, в которой лежит магнитный момент. Метод тестировался на моделях, полученные значения координат ЮМП сравнивались с координатами полюса модели gufm для эпохи 1820 г. Ошибка составляла примерно 150 км. Значения координат ЮМП, полученные этим методом по модельным данным и данным Кука и Беллингаузена, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Координаты ЮМП, полученные разными методами

	Метод	Беллингаузен		Кук	
		широта	долгота)	широта	долгота)
Модельное склонение	Больших кругов	-74.28	149.77	-75.24	162.26
	Эффективный диполь	-72.9	157.9	-78.7	150.4
	Аппроксимация	-74.0	151.0	-77.4	146
	Итерационный	-72.5	154.5	-74.0	151.0
	Среднее	-73.44	153.41	-77.11	155.32
	gufm	-74.39	152.93	-76.71	160.17
Измеренное склонение	Больших кругов	-73.01	150.43	-75.62	161.21
	Эффективный диполь	73.2	154.8	-78.7	148.4
	Аппроксимация	-73.56	151	-78	143.6
	Итерационный	-72.8	153.8	-	-
	Среднее	-73.15	152.52	-77.55	151.74
	Беллингаузен	-76	142.5	-	-

2.5. Аппроксимация поля суммой сферических гармоник

Для построения сферической гармонической модели по ряду точек с измеренными значениями склонения предложено два метода. Первый из них, так же как описанный выше метод эквивалентного диполя, основан на использовании определения склонения $D = \arctg(Y/X)$. В этом случае верно соотношение $X \sin(D) = Y \cos(D)$. Обзор этого метода можно найти в [Baraclow, 1974]. Компоненты X и Y могут быть представлены в виде разложения в ряд по сферическим функциям.

$$X = \sum_{n=1}^N \left(\frac{R}{r}\right)^{n+2} \sum_{m=0}^n \frac{dP_n^m}{d\theta} (g_n^m \cos(m\lambda) + h_n^m \sin(m\lambda)),$$

$$Y = \sum_{n=1}^N \left(\frac{R}{r}\right)^{n+2} \sum_{m=0}^n m P_n^m (g_n^m \sin(m\lambda) - h_n^m \cos(m\lambda)).$$

Поскольку нас интересует только положение магнитного полюса, а не абсолютные значения поля, то можно положить первый коэффициент $g_1^0 = 1$ и искать все остальные коэффициенты в виде отношения g_n^m/g_1^0 и h_n^m/g_1^0 . В этом случае, ограничившись порядком n полинома, мы получаем систему линейных уравнений относительно коэффициентов, которая может быть решена МНК. По полученным коэффициентам рассчитывается горизонтальная компонента H и определяется положение полюса. Аппроксимация склонения D для порядков полинома $n = 1$ и $n = 2$ показана на рис. 5а. В нашем случае точки с измеренными значениями D расположены в кольце, охватывающем полюс. Поскольку вычисление компонент поля вне кольца, ограничивающего точки измерений, представляет собой экстраполяцию, повышение порядка полиномов может привести к росту ошибки определения положения полюса даже в том случае, когда за счет этого удастся повысить точность аппроксимации D . Так, если в качестве модели ограничиться порядком полиномов $n = 3$, то ошибка экстраполяции мала и не влияет на определение положения ЮМП. Но для моделей высокого порядка с $n = 12-14$, какой является *gufm*, ошибка экстраполяции проявляется уже при аппроксимации полиномами с $n = 2$. В модельных расчетах вычисленное по полученным коэффициентам пространственное распределение компоненты H с ростом n начинает заметно отличаться от вычисленной по модели *gufm*, появляются дополнительные минимумы. Несмотря на то, что решение с большей точностью приближает заданные значения склонения, ошибка экстраполяции растет с ростом n и препятствует определению положения ЮМП. Для определения положения полюса этим методом при аппроксимации данных Кука и

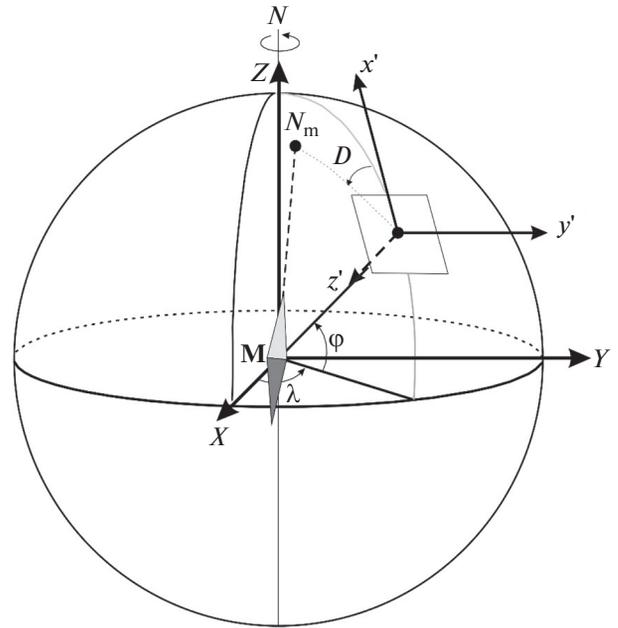


Рис. 4. Системы координат в методе эквивалентного диполя. XYZ – оси геоцентрической системы координат. x', y', z' – оси топоцентрической системы координат. Ромбом показано местоположение диполя. N_m – точка пересечения оси диполя с поверхностью Земли. ϕ, λ – географические координаты. D – магнитное склонение.

Беллинсгаузена мы ограничили $n = 1$. Координаты ЮМП приведены в табл. 1.

2.6. Метод линеаризации

Задача построения сферической гармонической модели геомагнитного поля только по данным склонения D может быть решена методом линеаризации [Baraclow, 1974], которая осуществляется дифференцированием выражения для D .

Рассмотрим выражение для малых приращений склонения

$$\delta D = \delta \arctg \frac{X}{Y} = \frac{1}{H^2} (X \delta Y - Y \delta X).$$

Полученное выражение линейно относительно приращений. Рассмотрим следующий итерационный алгоритм.

Зададим некоторые первоначальные значения X_0 и Y_0 , вычислим H_0 и D_0 , сравним с измеренными значениями D . Линеаризованная формула позволяет вычислить δD . Представим δX и δY в виде сумм сферических функций с коэффициентами δg_n^m и δh_n^m и подставим их в выражение для δD . Мы получаем систему линейных уравнений относительно δg_n^m и δh_n^m , по которым вычисляются

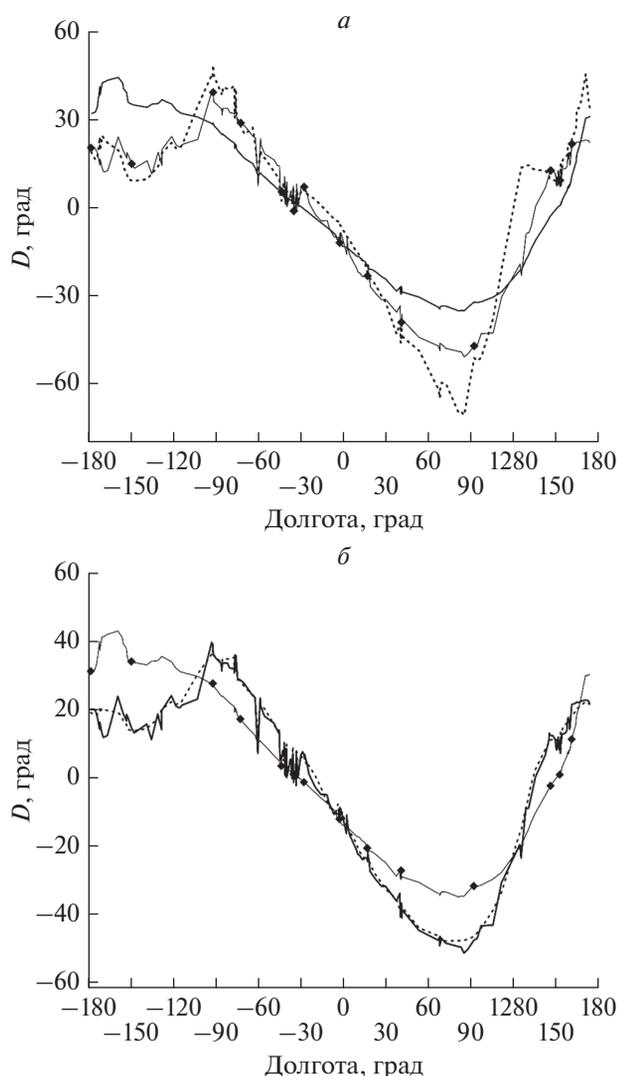


Рис. 5. Аппроксимации D сферическими функциями: (а) – аппроксимационный метод (п.2.5), (б) – модифицированный метод линеаризации (п.2.6). Черной жирной линией показаны измеренные значения D , черная линия с ромбами – результат аппроксимации при $n = 1$ (для обоих методов), пунктирная линия – результат аппроксимации при $n = 2$ для (а) и $n = 3$ для (б).

ся поправки δX , δY , к X_0 , Y_0 и затем по ним $X_1 = X_0 + \delta X$, и $Y_1 = Y_0 + \delta Y$, H_1 , D_1 и новое δD . Таким образом, строится итерационный процесс. Особенность этого подхода состоит в том, что обычно требуется построить собственные функции оператора Лапласа для “сферической шапки”, что представляет сложную задачу. Но как раз геометрия точек подсказала вариант модификации этого подхода, который и был применен нами в данной работе. Для построения нулевого приближения мы предположили, что полюс находится в центре круговой области, ограниченной точками измерений. В этом случае можно считать модуль горизонтальной компоненты H во всех точках

одинаковым (дипольная модель) и равным H_0 . Тогда можно вычислить $X_0 = H_0 \cos D$, $Y_0 = H_0 \sin D$. Величина H_0 для определения положения полюса значения не имеет и может быть принята любой.

Выразив X_0 и Y_0 через коэффициенты g_n^m и h_n^m , получаем систему уравнений относительно этих коэффициентов. Решение системы дает нулевое приближение сферических коэффициентов и по ним рассчитываются H_1 . Заменяя в системе уравнений относительно g_n^m и h_n^m значения H_0 на H_1 и используя измеренные значения D , получаем новую систему уравнений, решая которую находим новые оценки g_n^m и h_n^m . Повторяя вышеописанную процедуру, строим итеративный процесс. На каждом шаге наряду с H_i по полученным коэффициентам вычисляются синтезированные D_i , которые можно сравнить с измеренными значениями. Полученная дисперсия разности служит критерием окончания итерационного процесса.

На моделях, построенных по данным Беллингаузена, описанный итерационный процесс сходиллся на 4–5 шаге в зависимости от порядка полиномов. При этом плохая обусловленность матрицы системы линейных уравнений наступала при $n = 3$. Применение метода к реальным данным показало схожие результаты, но потребовало дополнительной отбраковки отдельных точек. На рисунке 5б представлены результаты аппроксимации данным методом для модельных и измеренных D и порядка полинома $n = 2$. Поскольку описываемый метод в конечном счете основан на аппроксимации D , то расчет H для площади, так же как и в предыдущем методе, может включать ошибку экстраполяции за пределы “кольца” данных. Полученные при $n = 3$ оценки координат ЮМП приведены в табл. 1.

Описанный метод не является универсальным. Его применимость сильно зависит от пространственной структуры распределения точек измерений и их близости к полюсу. Так, для данных Кука пространственная структура точек измерений не отвечает основному требованию метода, и нам не удалось добиться сходимости метода уже на модельных данных. По этой причине к данным Кука метод не применялся.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для определения положения ЮМП к полученным в ходе экспедиций Кука и Беллингаузена измеренным значениям склонения были применены разные методы, которые используют возможности вычислительной техники, разработанный математический аппарат и модели магнитного поля Земли, недоступные во времена этих экспедиций. Полученные четырьмя методами

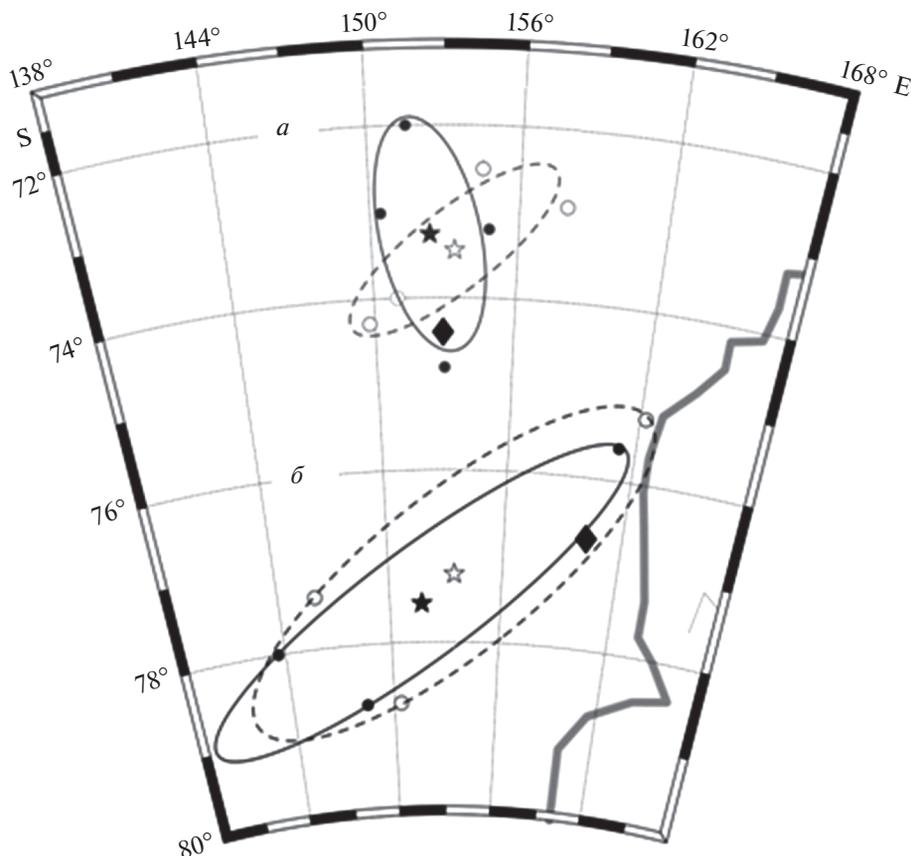


Рис. 6. Оценки положения ЮМП с помощью предложенных методов по модельным данным и по наблюдениям Кука и Беллинсгаузена. Белыми кругами показан результат, полученный по модельным данным, черными кругами показан результат, полученный по наблюдаемым данным, белая и черная звездочки — соответствующие средние значения координат, черный ромб положения ЮМП на эпохи 1771 и 1820 гг., полученные с помощью модели *gufm*. Эллипсы соответствуют 50% доверительному интервалу. Сплошная линия — наблюдаемые данные, штриховая — модельные.

оценки координат ЮМП сведены в табл. 1. Кроме того, в табл. 1 приведены координаты полюса, рассчитанные теми же методами по модельным данным, т.е. по склонениям, взятым из модели *gufm* для эпох, соответствующих временам экспедиций. Также добавлены координаты полюса, вычисленные Беллинсгаузенем. Как и следовало ожидать, между полученными оценками положения ЮМП имеется значительный разброс как по широте, так и по долготе.

Все оценки ЮМП, полученные как по измеренным, так и по модельным данным, показаны черными и незакрашенными кругами, соответственно, на рис. 6б для данных Кука и рис. 6а для данных Беллинсгаузена в азимутальной проекции, которая принята для изображения полярных областей. Средние значения координат ЮМП как для данных экспедиций, так и для модельных данных показаны на том же рисунке звездочками (черными и не закрашенными, соответственно). Для каждого осредненного полюса были рассчитаны 50-% эллипсы доверия, изображенные на

рис. 6 сплошной линией для наблюдаемых данных и пунктирной для модельных.

Как видно на рис. 6, размеры эллипса доверия для экспедиции Беллинсгаузена существенно меньше, чем для экспедиции Кука, что, по всей видимости, связано с большей точностью измерений в более поздней экспедиции Беллинсгаузена. Размеры осей эллипсов доверия для модельных и экспериментальных данных по каждой экспедиции примерно одинаковы. Но ориентация оказалась различной. Для данных экспедиции Кука оба эллипса доверия соосны, в то время как главные оси эллипсов, отвечающих экспедиции Беллинсгаузена, составляют значительный угол.

В качестве числовых характеристик разброса ВМП были вычислены расстояния от положения полюса модели *gufm* до найденных по измеренным и модельным данным разными методами. Результаты приведены в табл. 2 для данных экспедиции Беллинсгаузена и в табл. 3 для данных экспедиции Кука. В таблицу 2 добавлено расстояние до положения полюса, определенного Бел-

Таблица 2. Расстояния от положения ЮМП, полученного по данным экспедиции Беллинсгаузена, до полюса, определенного самим Беллинсгаузеном, и до полюса модели gufm

метод определения положения полюса	Расстояние в км до полюса, полученного Беллинсгаузеном	Расстояние в км до полюса, вычисленного по gufm	
	данные Беллинсгаузена	данные Беллинсгаузена	модельные данные
Больших кругов	406.75	172.11	95.66
Эффективный диполь	476.78	144.47	227.16
Аппроксимация	367.0	109.66	72.78
Итерационный	330.06	178.89	215.56
Среднее	432.79	138.47	106.22
Беллинсгаузен	0	345.54	—

Таблица 3. Расстояния от положения ЮМП, полученного по данным экспедиции Кука, до полюса модели gufm

метод определения положения полюса	Расстояние в км до полюса, вычисленного по gufm	
	экспериментальные данные	модельные данные
Больших кругов	124.32	172.86
Эффективный диполь	354.79	319.39
Аппроксимация	426.34	360.25
Среднее	228.27	129.73

линсгаузеном. Из таблицы 2 видно, что полюс, рассчитанный Беллинсгаузеном, наиболее удален от полюса модели gufm, что может быть связано с ограниченностью имевшихся в распоряжении Беллинсгаузена средств и методов обработки и анализа данных. В то же время можно отметить, что расстояния от полюса модели gufm до полюсов, полученных усреднением ЮМП, рассчитанных по экспериментальным данным Беллинсгаузена и по соответствующим модельным данным, близки (30 км). Имеющееся различие может быть связано с присутствием в экспериментальных данных переменной части геомагнитного поля.

Для данных экспедиции Кука расстояния от средних положений полюсов, полученных по экспериментальным и модельным данным, от вычисленного по gufm, отличается на 100 км, что скорее всего связано с точностью определения склонения и навигационными ошибками в экспедиции Кука. В то же время для обеих экспедиций полученные по модельным данным средние положения ЮМП отличаются от вычисленного по gufm на 106 и 130 км. Поскольку эта величина характеризует погрешность методов, можно сделать вывод, что дипольной модели недостаточно для описания геомагнитного поля в районе ЮМП. В то же время положение ЮМП, вычисленное для эпохи 1820 г. по усеченной модели gufm для $n = 1$ (дипольное приближение) и $n = 2$ (квадру-

польное приближение), составляют -78.65° S 118.06° E и -75.72° S 145.42° E, соответственно. Из сравнения с табл. 1 хорошо видно, что полученные нами координаты ЮМП значительно ближе к полюсу полной модели gufm, чем к дипольному и квадрупольному приближению, т.е., несмотря на имеющиеся недостатки, примененные нами методы, хоть и не в полной мере, позволили учесть влияние недипольной части. С другой стороны, полученные результаты косвенно подтверждают, что модель gufm применима для описания геомагнитного поля в районе ЮМП на эпоху экспедиций Беллинсгаузена и Кука.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получены оценки положения ЮМП в конце 18-го и начале 19-го веков. В качестве экспериментальных данных были использованы результаты измерения склонения, выполненные в районе Антарктиды в ходе экспедиций Кука (1772) и Беллинсгаузена (1820).

Для решения задачи определения координат полюса только по данным склонения было использовано несколько методов, которые предварительно тестировались на моделях. Хотя полученные каждым из этих методов оценки координат ЮМП образуют облако точек, среднее значение отстает от полученного по модели gufm только на 100–130 км. Поскольку все методы основаны на

предположении, что вблизи полюса магнитное поле близко к дипольному, приведенная выше величина ошибки характеризует степень влияния недипольной части геомагнитного поля на величину склонения. Существенно большее расстояние до полюса g_{ifm} , полученное по измеренным значениям склонения в экспедиции Кука, скорее всего связано с большей погрешностью как собственно измерений склонения, так и определения координат точек, в которых они проводились.

Таким образом, данная работа представляет собой опыт определения координат ЮМП по экспериментальным данным и только по значениям склонения. Основной вывод состоит в том, что на эпохи экспедиций Кука и Беллинсгаузена недипольная часть геомагнитного поля оказывала существенное влияние на положение ЮМП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беликов Ю.Е., Буров В.А., Дышлевский С.В., Котонаева Н.Г., Лапшин В.Б., Репин А.Ю. Возможная связь движения магнитного полюса и изменения солнечной активности с климатом Арктики. Часть 3 // Гелиогеофиз. исслед. Вып. 19. С. 25–31. 2018.
- Беллинсгаузен Ф.Ф. Двукратные изыскания в Южном Ледовитом океане и плавание вокруг света в продолжение 1819, 1820 и 1821 годов, совершенные на шлюпах “Востоке” и “Мирном” под начальством капитана Беллинсгаузена командира шлюпа “Восток”, шлюпом “Мирным” начальствовал лейтенант Лазарев. Ред. Е.Е. Шведе. М.: Географгис. 359 с. 1949.
- Гаусс К.Ф. Избранные труды по земному магнетизму. М.: АН СССР. 331 с. 1952.
- Де-Фер Г. Плавание Баренца. 1594–1597 / под редакцией, с введением и примечаниями В.Ю. Визе. Л.: Главсевморпути. 308 с. 1936
- Кузнецов В.В. Причина ускорения дрейфа северного магнитного полюса: джerk или инверсия? // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 46. № 2. С. 280–288. 2006.
- Кузнецов В.В. Прогноз положения южного магнитного полюса на 1999 г. // ДАН. Т. 361. № 2. С. 248–251. 1998.
- Ляхов А.Н., Зецер Ю.И., Фуле-Роуэл Т. Возможные последствия смещения магнитных полюсов для структуры и динамики верхней атмосферы Земли // ДАН. Т. 409. № 5. С. 688–690. 2006.
- Магидович И.П., Магидович В.И. Очерки по истории географических открытий. Т.4. М.: Просвещение. 335 с. 1985.
- Намсаладзе А.А., Шаповалова Ю.А., Князева М.А. Исследование влияния смещения геомагнитных полюсов на термосферу и ионосферу земли: постановка задачи / Тр. Кольского науч. центра РАН. Гелиогеофизика. Т. 5. С. 137–145. 2018.
- Распопов О.М., Демина И.М., Мещеряков В.В. Первые геомагнитные измерения в Антарктическом регионе // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 420–428. 2014.
<https://doi.org/10.7868/S0016794014030122>
- Решетняк М.Ю., Павлов В.Э. Эволюция дипольного геомагнитного поля. Наблюдения и модели. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 1. С. 117–132. 2016.
<https://doi.org/10.7868/S0016794015060139>
- Шекстон Э. В сердце Антарктики / Пер. П.Ю. Шмидта, А. Бурашко, З. В. Житомирской и В. К. Житомирского, науч. ред. Н. Я. Болотников. М: Paulsen, 528 с. 2014.
- Barraclough D.R. Spherical harmonic analyses of the geomagnetic field for eight epochs between 1600 and 1910 // Geophys. J. R. Astr. Soc. V. 36. P. 497–513. 1974.
- Campbell W.H. Comments on “Survey Tracks Current Position of South Magnetic Pole” and “Recent Acceleration of North Magnetic Pole Linked to Magnetic Jerks” // Eos. Trans. AGU. V. 84. № 41. 2003.
- Cook J., Furneaux T., Hodges W. A voyage towards the South Pole, and round the world.: performed in His Majesty’s ships the Resolution and Adventure, in the years 1772, 1773, 1774, and 1775. Written by James Cook, Commander of the Resolution. In which is included, Captain Furneaux’s narrative of his proceedings in the Adventure, illustrated with maps and charts by Mr. Hodges. (2 vols.). London. 1777.
- Dawson E., Newitt L.R. The magnetic poles of the earth // J. Geomag. Geoelectr. V. 34. P. 225–240. 1982.
- Duperrey M.L.I. Notice sur la position des pôles magnétiques de la terre // Bulletin de la Société de Géographie. Deuxième Série. Paris. Chez Arthur-Bertrand./ Librairie de la Société de Géographie. P. 314–324. 1841.
- Efron B., Tibshirani R. Bootstrap method for standard errors, confidence intervals and other measures of statistical accuracy // Stat. Sci. V. 1. № 1. P. 54–77. 1986.
- Jackson A., Jonkers A.R.T., Walker M.R. Four centuries of geomagnetic secular variations from historical records // Philosophical Transactions of The Royal Society. A. London. V. 358. P. 957–990. 2000.
- Jonkers A.R.T., Jackson A., Murray A. Four centuries of geomagnetic data from historical records // Rev. Geophys. V. 41. № 2. 1006. 2003.
<https://doi.org/10-10292002000115>
- The Journals of Captain James Cook / Edited by J.C. Beaglehole The Voyage of the “Resolution and Adventure” 1772–1775. Cambridge. The Hakluyt Society. 1961
- Hakluyt G. The Principal Navigations, Voyages and discoveries of the English nations, made by sea or over land, to the most remote and farthest distant quarters of the Earth at any time within the compass of the 1500 years. London. 1589.
- Korte M., Manda M. Magnetic poles and dipole tilt variation over the past decades to millennia // Earth, Planets and Space. V. 60. P. 937–948. 2008.
<https://doi.org/10.1186/BF03352849>
- Merrill R.T., McElhinny M.W., McFadden P.L. The magnetic field of the Earth, paleomagnetism, the core and the deep mantle // Intern. Geophysics. V. 63. Academic Press/ 531 pp. 1998.
- NGDC. <https://ngdc.noaa.gov/geomag/data/poles/SP.xy>
- Newitt L.R., Manda M., McKee L.A., Orgeval J.-J. Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerks // Eos. Trans. AGU. V. 83. № 381. 2002.

- *Newitt L.R., Chulliat A., Orgeval J.-J.* Location of the North Magnetic Pole in April 2007 // *Earth Planets Space*. V. 61. P. 703–710. 2009.
- *Regi M., Di Mauro D., Lepidi S.* The Location of the Earth's Magnetic Poles From Circum Terrestrial Observations. // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 126. Is. 2. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020JA028513>
- *Ross J.C.* A voyage of discovery and research in the southern and Antarctic regions, during the years 1839–43. London: John Murray. V. 1. 414 p. V. 2. 516 p. 1847.
- *Valet J.-P., Valladas H.* The Laschamp-Mono lake geomagnetic events and the extinction of Neanderthal: a causal link or a coincidence? // *Quaternary Science Reviews*. V. 29. Is. 27–28. P. 3887–3893. 2010. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2010.09.010>
- Voyage au Pôle sud et dans l'Océanie sur les corvettes “l’Astrolabe” et “la Zélée”, exécuté par ordre du Roi pendant les années 1837–1838–1839–1840 sous le commandement de M. J. Dumont-d’Urville, capitaine de vaisseau. Publié par ordonnance de Sa Majesté, sous la direction supérieure de M. Jacquinet, capitaine de vaisseau, commandant de “La Zélée”, rédigé à partir du tome 4 concernant l’Histoire du voyage par Vincendon-Dumoulin, hydrographe de l’expédition, à la suite du décès de Dumont-d’Urville, Paris, Gide éditeur, 1842–1846.
- *Wasserfall K.F.* On the diurnal variation of the magnetic pole // *Terr. Magn.* V. 43. P. 219–225. 1938.
- *Witze A.* Earth’s magnetic field is acting up // *Nature*. V. 565(7738). P. 143–144. 2019. <https://doi.org/10.1038/d41586-019-00007-1>

ГЛУБИНЫ ЗАЛЕГАНИЯ ЛИТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ВДОЛЬ ПРОФИЛЯ “КОВДОР – ГСЗ-76” (БАЛТИЙСКИЙ ШИТ – БАРЕНЦЕВО МОРЕ)

© 2022 г. А. И. Филиппова¹, *, С. В. Филиппов¹, **

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

*e-mail: aleirk@mail.ru

**e-mail: sfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 11.04.2022 г.

После доработки 08.06.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

В работе представлены результаты исследования глубин залегания литосферных магнитных источников вдоль составного профиля “Ковдор – ГСЗ-76”, начинающегося на Балтийском щите и заканчивающегося на северо-востоке Баренцева моря. Глубины центра масс, верхней и нижней границ магнитоактивного слоя вычислялись по азимутально-усредненным Фурье-спектрам мощности аномального геомагнитного поля методом центроида. Аномальное геомагнитное поле задавалось наиболее современной на текущий момент глобальной моделью EMAG2v3. В результате было установлено, что глубина верхней границы магнитоактивного слоя изменяется от 1.1 км под Балтийским щитом до 8.1 км под Северо-Баренцевской впадиной, что согласуется с вариациями мощности осадочного слоя вдоль рассматриваемого профиля, полученными по сейсмическим данным. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников минимальна под Тимано-Варангерским складчатым поясом (35.5 км). Под Балтийским щитом и гипотетическим массивом Свальбард (в пределах Восточно-Баренцевского мегапрогиба) она увеличивается до 39.6–41.0 км. Для исследуемого профиля магнитоактивный слой литосферы полностью расположен в пределах земной коры под Балтийским щитом и Тимано-Варангерским складчатым поясом. Верхняя мантия, вероятно, обладает магнитными свойствами под северо-восточной оконечностью рассматриваемого профиля. Полученное в работе распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников лучше согласуется с независимыми геофизическими данными (значениями поверхностного теплового потока, распределениями температуры в мантии, термической мощностью литосферы), чем аналогичные глобальные и региональные модели, рассчитанные с учетом фрактального характера распределения намагниченности в магнитоактивном слое литосферы.

DOI: 10.31857/S0016794022060049

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существуют различные подходы для оценки глубин залегания литосферных магнитных источников [Ravat et al., 2007; Gard and Hasterok, 2021; Núñez Demarco et al., 2021; Sobh et al., 2021]. Наиболее широкая группа методов основывается на спектральном анализе аномалий геомагнитного поля и позволяет определять характеристики как изолированных намагниченных тел [Bhattacharyya and Leu, 1975a, b], так и их ансамблей. При этом распределение намагниченности в слое предполагается либо случайным [Spector and Grant, 1970; Tanaka et al., 1999], либо носит фрактальный характер [Bouligand et al., 2009; Bansal et al., 2011; Li et al., 2017]. Существенным преимуществом подходов, предполагающих случайный характер намагниченности,

является то, что они не требуют никаких априорных сведений о строении среды. В случае если характер намагниченности считается фрактальным, необходимо априорно задавать значение фрактального параметра β , зависящего от геологического строения. Данный параметр не может быть устойчиво определен совместно с глубинами магнитоактивного слоя литосферы [Bouligand et al., 2009]. Несмотря на то, что β существенно изменяется в различных геологических провинциях [Bouligand et al., 2009], в большинстве исследований [Bansal et al., 2013; Lu et al., 2022], включая глобальные [Li et al., 2017], выбирается единое фиксированное значение этого параметра. Такой подход, несомненно, приводит к ошибкам в оценках глубин залегания литосферных магнитных источников и отражается в несо-

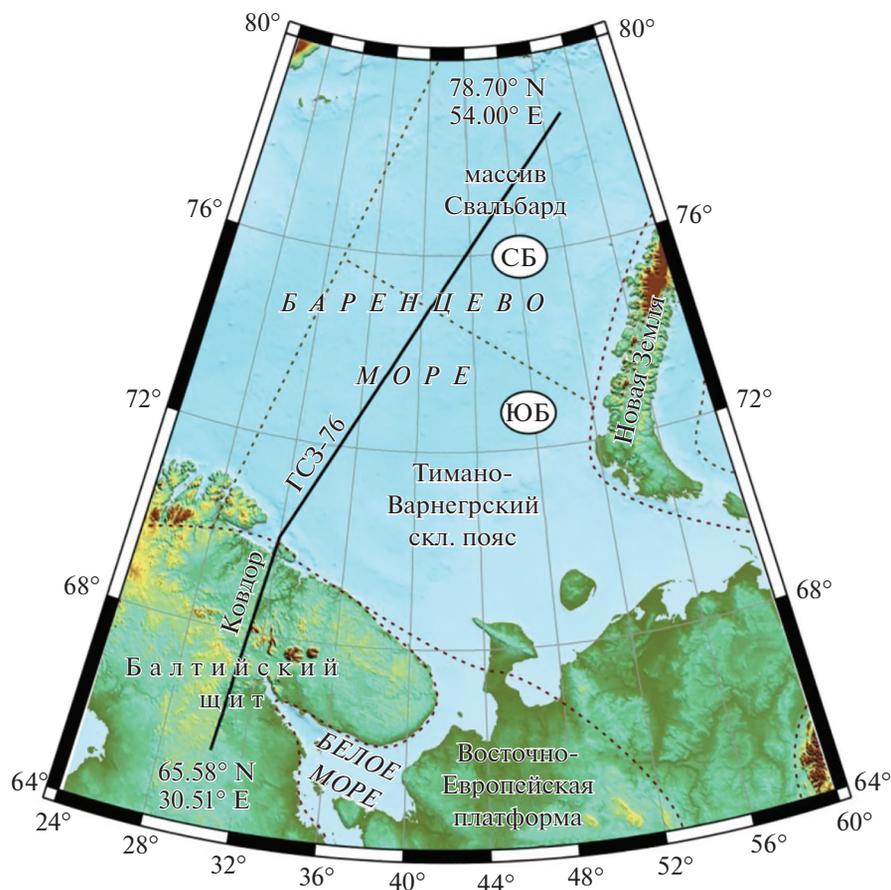


Рис. 1. Тектоническая схема исследуемой области. Сплошной черной линией показан выбранный для анализа составной профиль “Ковдор – ГСЗ-76”. Границы основных тектонических структур показаны схематично пунктирными линиями по [Drachev et al., 2010]. Впадины Восточно-Баренцевского мегапрогиба: СБ – Северо-Баренцевская, ЮБ – Южно-Баренцевская. Топография и батиметрия приведены согласно глобальной модели ETOPO1 [Amante and Eakins, 2009].

гласованности результатов, полученных для одной и той же территории разными методами. Примеры таких несоответствий показаны нами ранее для территории северо-восточного фланга Байкальского рифта [Середкина и Филиппов, 2019; Filipova et al., 2021] и Восточно-Сибирского моря [Филиппова и Филиппов, 2022].

Основная задача данной работы заключалась в исследовании корректности применения наиболее широко используемого в мировой практике метода центроида [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999] для определения глубин залегания литосферных магнитных источников на территории Балтийского щита и Баренцева моря. Для этого нами были проведены расчеты глубин центра масс, верхней и нижней границ магнитоактивного слоя вдоль профилей “Ковдор” и “ГСЗ-76” (рис. 1), строение коры для которых было изучено методом глубинного сейсмического зондирования [Поселов и др., 1996]. Рассматриваемый составной профиль, назовем его “Ковдор – ГСЗ-76”,

начинается на докембрийском Балтийском щите (65.58° N, 30.51° E), пересекает Тимано-Варнегерский складчатый пояс неопротерозойского возраста и заканчивается в пределах гипотетического мезопротерозойского массива Свальбард (78.70° N, 54.00° E) [Drachev et al., 2010].

Несмотря на относительно высокую степень геофизической изученности региона (например, [Drachev et al., 2010]), в большей степени сейсмическими методами [Levshin et al., 2007; Klitzke et al., 2015, 2019; Shulgin et al., 2018; Гоев и др., 2021; Филиппова и Соловей, 2022; Шаров и Лебедев, 2022; и др.], специальных исследований параметров магнитоактивного слоя литосферы здесь практически не проводилось. Исключение составляют средние оценки глубин, выполненные нами ранее для центральных частей Балтийского щита и шельфа Баренцева моря [Середкина и Филиппов, 2021], и модель распределения намагниченности горных пород для Северо-Баренцевской впадины [Пискарев и др., 2017]. Помимо

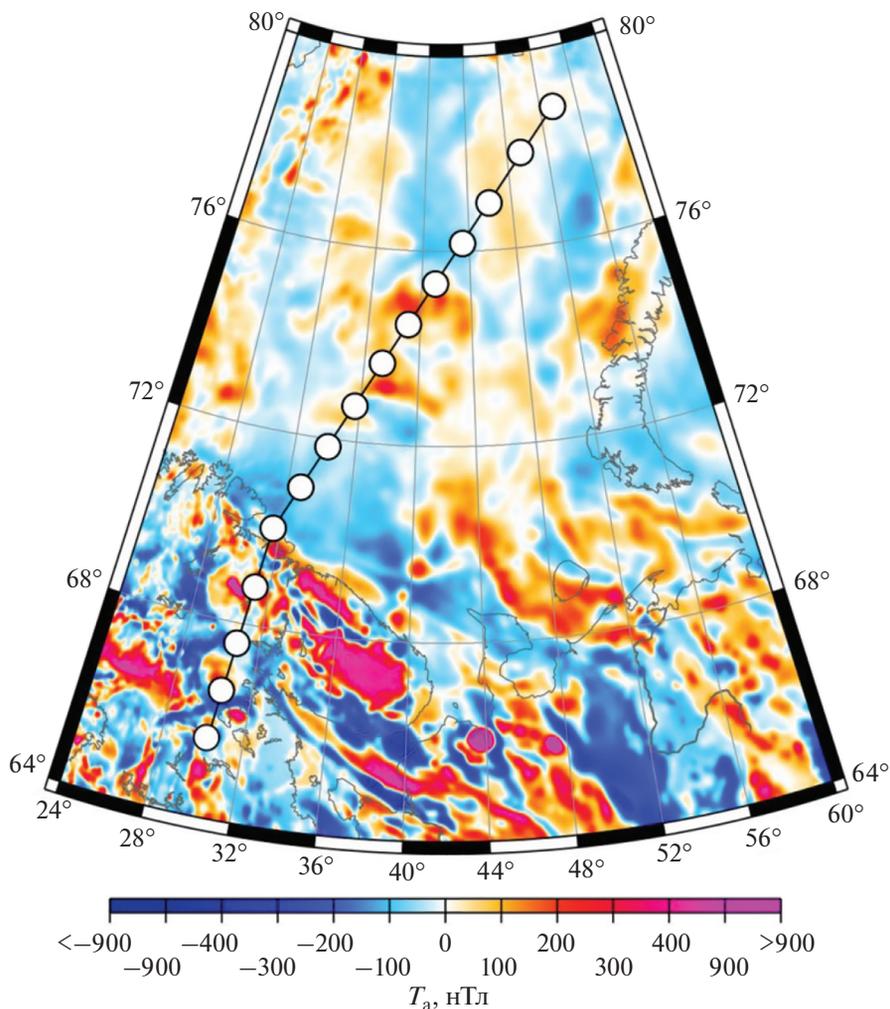


Рис. 2. Аномальное геомагнитное поле на высоте 4 км согласно модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017]. Кружками вдоль выбранного для анализа профиля обозначены центральные точки квадратных блоков 200×200 км, в пределах которых вычислялись азимутально-усредненные Фурье-спектры мощности аномалий геомагнитного поля.

данных региональных исследований, полученные нами результаты были сопоставлены с глобальными моделями [Li et al., 2017; Tanaka, 2017; Gard and Hasterok, 2021] и распределением глубины нижней границы литосферных магнитных источников, построенным для всей Арктики в работе [Lu et al., 2022]. Кроме того анализ результатов включал в себя их сопоставление с мощностью осадков и глубиной Мохо [Artemieva and Thybo, 2013; Laske et al., 2013], термической мощностью литосферы [Artemieva, 2019], поверхностным тепловым потоком и распределениями температуры в коре и мантии [ИНФС ..., 2012; Хуторской и др., 2013; Cammarano and Guerri, 2017; Lebedev et al., 2017].

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В данной работе вычисления глубин залегания литосферных магнитных источников основыва-

лись на глобальной модели аномального магнитного поля Земли EMAG2v3 [Meyer et al., 2017], имеющей горизонтальное разрешение 2 угловые минуты и приведенной к высоте 4 км над уровнем моря (рис. 2). Модель включает в себя данные разновысотных магнитных съемок, в том числе, спутниковые, и в отличие от своих предшественников – EMAG2v2 [Maus et al., 2009] и WDMAM 2.0 [Lesur et al., 2016] – не опирается на геологическую информацию. В окрестности 200 км от выбранного нами для анализа профиля (см. далее) области, где данные модели EMAG2v3 являются ненадежными или их нет, отсутствуют (рис. 2).

Первоначально для проведения расчетов была выполнена подготовка данных модели EMAG2v3: были выбраны данные в 15 блоках с горизонтальными размерами 200×200 км, центральные точки которых расположены вдоль исследуемого профиля на расстоянии ~ 125 км друг от друга

(рис. 2). Размер блоков выбирался исходя из того, что он должен от 3 до 10 раз превышать глубину нижней границы магнитных источников [Ravat et al., 2007; Hussein et al., 2013]. Процедуры фильтрации аномалий геомагнитного поля и их приведения к полюсу не проводились [Núñez Demarco et al., 2021]. Вычисления азимутально-усредненных Фурье-спектров мощности аномалий геомагнитного поля для каждого из 15 блоков были выполнены с помощью пакета Fourpot 1.3b [Pirttijärvi, 2015].

Второй этап расчетов включал в себя оценку глубин залегания литосферных магнитных источников по полученным спектрам методом центроида, в котором характер намагниченности в бесконечном в горизонтальных направлениях магнитоактивном слое считается случайной величиной [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999]. Согласно этому методу глубина верхней границы литосферных магнитных источников (Z_t) в коротковолновом приближении связана с азимутально-усредненным Фурье-спектром мощности аномалий геомагнитного поля ($\Phi_{\Delta T}$) следующим соотношением:

$$\ln \left[\Phi_{\Delta T} (|k|)^{1/2} \right] = \ln A - |k| Z_t, \quad (1)$$

где $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ – модуль волнового числа; $A - \text{const}$.

Глубина центра масс магнитных источников (Z_0) определяется из спектра в длинноволновом приближении как

$$\ln \left[\Phi_{\Delta T} (|k|)^{1/2} / |k| \right] = \ln B - |k| Z_0, \quad (2)$$

где $B - \text{const}$.

Исходя из результатов синтетических тестов [Núñez Demarco et al., 2021], глубины Z_0 вычислялись в интервале волновых чисел от максимума спектра, т.е. примерно от 0 рад/км до 0.05 рад/км. Для определения глубин Z_t использовался интервал волновых чисел примерно от 0.25 до 0.50 рад/км. Для линейной аппроксимации спектров использовался метод наименьших квадратов. Наконец, глубины нижней границы вычислялись по полученным значениям Z_0 и Z_t с помощью соотношения [Tanaka et al., 1999]:

$$Z_b = 2Z_0 - Z_t. \quad (3)$$

На заключительном этапе расчетов погрешности определения глубин (ε) оценивались с помощью соотношения [Okubo and Matsunaga, 1994; Salazar et al., 2017]:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{|k_2| - |k_1|}, \quad (4)$$

где σ – среднеквадратичное отклонение линейной аппроксимации от наблюдаемого спектра;

$|k_2|$ и $|k_1|$ – верхняя и нижняя граница диапазона волновых чисел, в котором определялись искомыми параметрами.

Несмотря на то, что соотношение (4) не учитывает погрешности исходных данных, проведенные нами ранее синтетические тесты показывают, что добавление случайного шума с амплитудой ± 167 нТл, соответствующего ошибкам EMAG2v3 для рассматриваемой территории [Meyer et al., 2017], практически не сказывается на значениях глубин центра масс и нижней границы магнитных источников [Середкина и Филиппов, 2021].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов глубин литосферных магнитных источников вдоль исследуемого профиля “Ковдор – ГСЗ-76”, выполненные по описанной выше методике с использованием соотношений (1)–(3) представлены на рис. 3а. Глубина верхней границы магнитоактивного слоя (Z_t) изменяется от 1.1 км под Балтийским щитом до 8.1 км под Северо-Баренцевской впадиной (рис. 1). В среднем для шельфа Z_t составляет около 5.7 км. Погрешность вычисления данного параметра носит случайный характер и лежит в диапазоне от 0.3 до 1.0 км, со средним значением ~ 0.7 км. Глубина центра масс магнитных источников (Z_0) вдоль профиля изменяется слабо – от 19.9 км на юге до 23.1 км на севере, при погрешностях 0.5–1.7 км (средняя погрешность ~ 1.1 км). Минимальными значениями глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы (35.5 км) характеризуется Тимано-Варангерский складчатый пояс, максимальными (39.6–41.0 км) – Балтийский щит и центральная часть гипотетического массива Свальбард (по [Drachev et al., 2010]). Погрешности вычислений Z_b лежат в диапазоне 0.9–2.2 км со средним значением около 1.7 км.

Полученное распределение глубины верхней границы литосферных магнитных источников было сопоставлено с мощностью осадочного слоя (рис. 3а) исходя из того, что намагниченность осадочных горных пород пренебрежимо мала по сравнению с намагниченностью метаморфических и магматических пород кристаллического фундамента [Яновский, 1978]. Средняя мощность осадков в блоках 200×200 км, в которых рассчитывались спектры аномалий геомагнитного поля, была определена по данным трехмерной модели строения коры Западной Европы и сопредельных областей EUNaseis [Artemieva and Thybo, 2013] и глобальной модели коры CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (рис. 4а, 4б). Обе модели основаны на сейсмических данных. Отметим, что EUNaseis, характеризующаяся более высоким горизонтальным разрешением по сравнению с CRUST 1.0, охватывает только территорию южнее 78° N

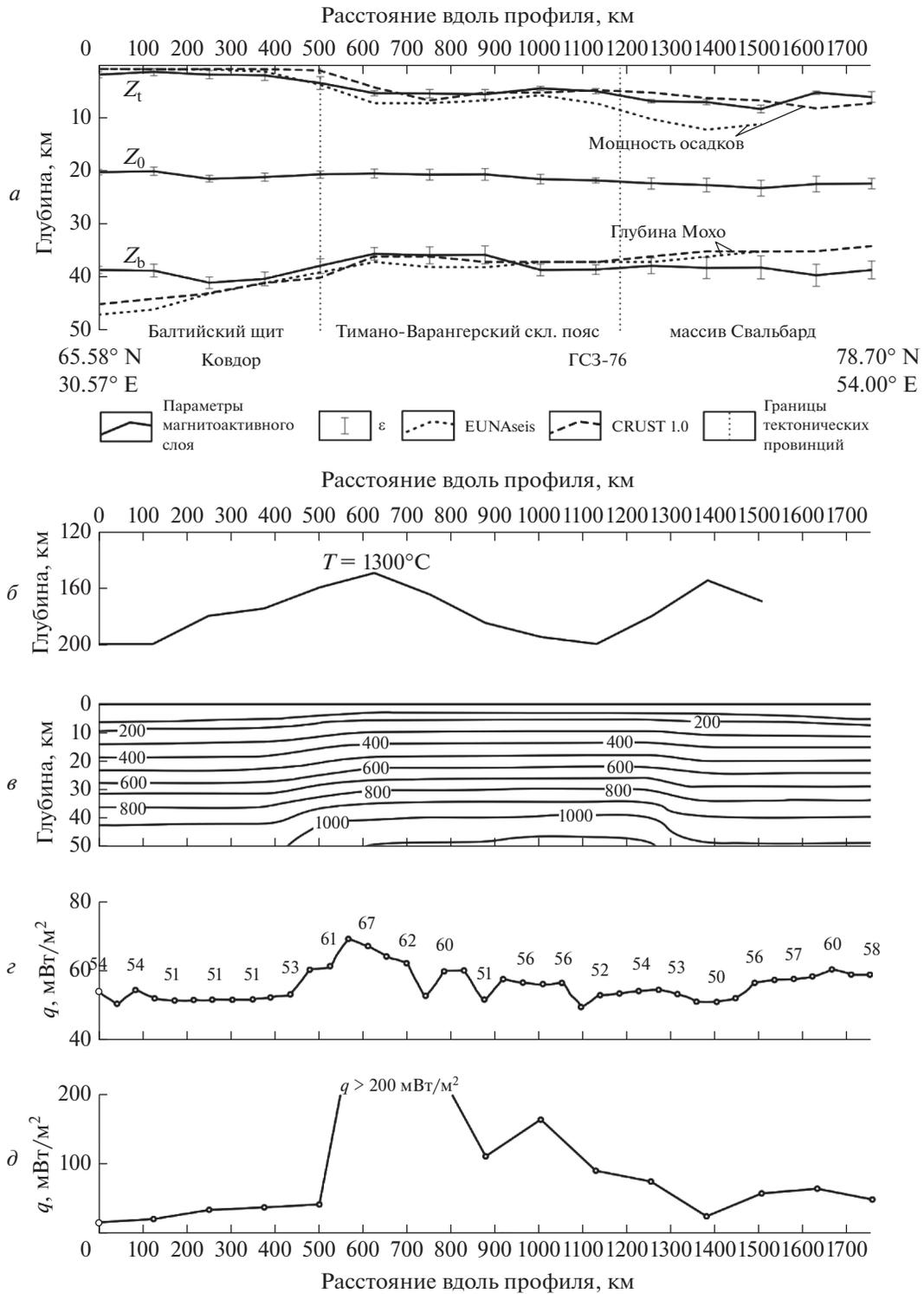


Рис. 3. Результаты расчетов глубин залегания литосферных магнитных источников вдоль составного профиля “Ковдор – ГС3-76” с погрешностями вычислений (ϵ) в сопоставлении с мощностью осадков и глубиной Мохо по моделям EUNAsEis [Artemieva and Thybo, 2013] и CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (a), термической мощностью литосферы [Artemieva, 2019] (б), температурным разрезом (значения температур у изотерм указаны в °C) (в) и соответствующими ему модельными значениями поверхностного теплового потока (г) по [Хуторской и др., 2013], средними значениями поверхностного теплового потока по данным [ИНФС ..., 2012] (д) в блоках 200×200 км, в пределах которых вычислялись азимутально-усредненные Фурье-спектры мощности аномалий геомагнитного поля.

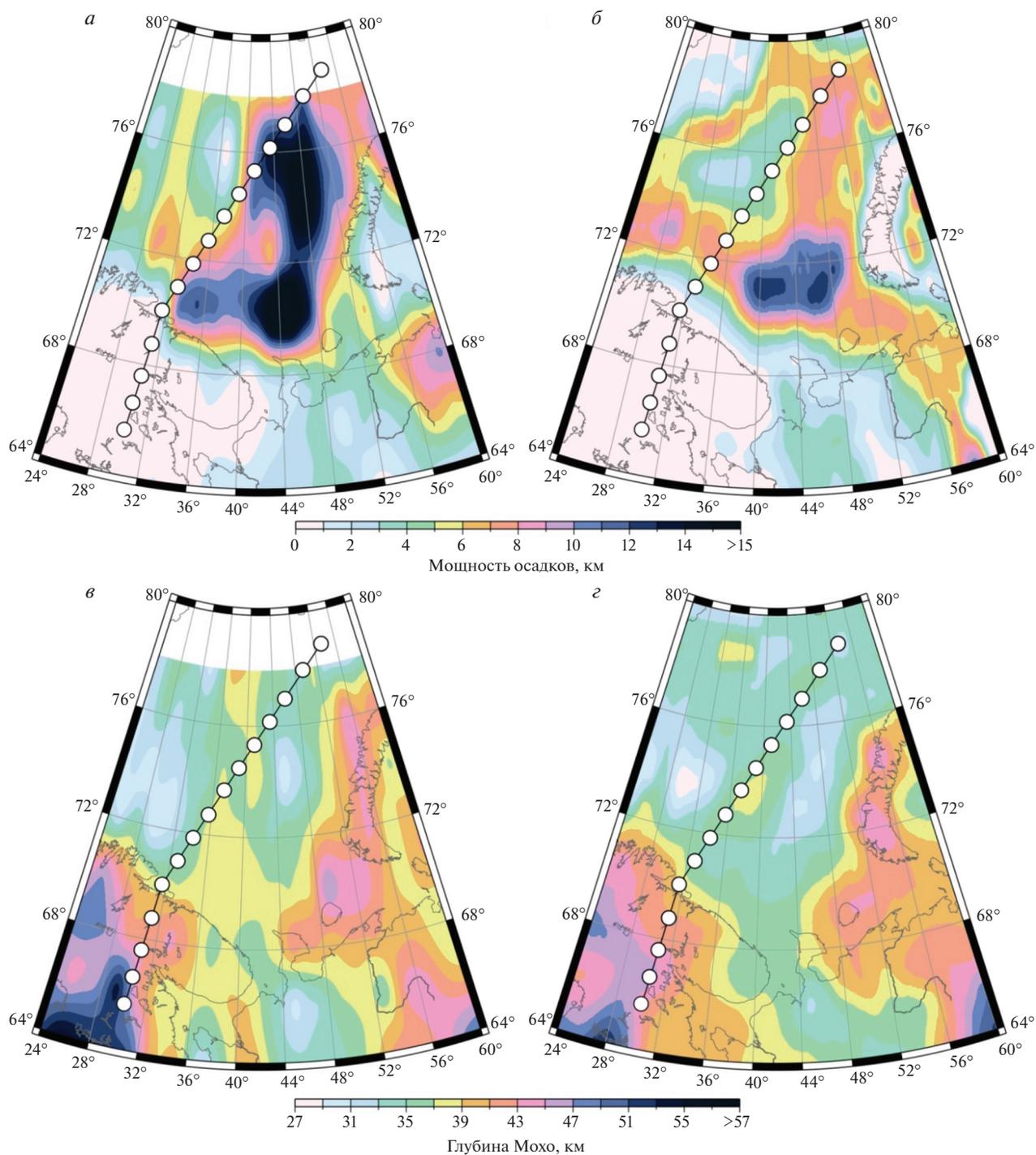


Рис. 4. Мощность осадков и глубина Мохо согласно моделям EUNaseis [Artemieva and Thybo, 2013] (а, в) и CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (б, г).

(рис. 4а, 4в). Соответственно, средние значения мощности осадков для двух самых северных блоков на профиле по ней не рассчитывались.

В результате было получено, что для Балтийского щита глубина верхней границы магнитоактивного слоя ($Z_t = 1.1\text{--}1.7$ км) везде превышает

мощность осадков для обеих рассматриваемых моделей (рис. 3а). Однако с учетом погрешностей вычислений Z_t такие расхождения являются несущественными. Для блоков, расположенных в пределах Тимано-Варангерского складчатого пояса, значения Z_t составляют около 4.9 км, что хо-

рошо согласуется с данными модели CRUST 1.0 и на 1.5–2.0 км меньше, чем мощность осадков по EUNaseis. Для гипотетического массива Свальбард, характеризующегося максимальной глубиной Z_t (8.1 км), расхождения сейсмических данных с полученными нами результатами наиболее велико, особенно для модели EUNaseis, в которой мощность осадков достигает 18 км под Северо-Баренцевской впадиной (рис. 4а). Такое несоответствие может быть связано, с одной стороны, с тем, что северная часть шельфа Баренцева моря менее плотно перекрыта сейсмическими профилями по сравнению с южной (см., например, [Drachev et al., 2010]). С другой стороны, меньшая глубина верхней границы магнитоактивного слоя по сравнению с мощностью осадков может быть обусловлена внедрением в них магматических тел, обладающих повышенной намагниченностью. В Северо-Баренцевской впадине такие тела прослеживаются на сейсмических разрезах в интервале глубин от 3 до 10 км [Пискарев и др., 2017]. Тем не менее, общие закономерности в полученном нами распределении глубины верхней границы магнитных источников (общее увеличение глубины Z_t в северном направлении) хорошо согласуются с имеющимися сейсмическими данными, особенно с учетом расхождений в самих моделях EUNaseis и CRUST 1.0 (рис. 4а, 4б).

Глубины центра масс литосферных магнитных источников (рис. 3а) были сопоставлены с глобальным распределением Z_0 [Tanaka, 2017], рассчитанным методом центроида. Согласно этой модели значения Z_0 вдоль большей части рассматриваемого профиля составляют около 20 км, т.е. близки к нашим оценкам. Исключением является лишь северное окончание профиля, где согласно [Tanaka, 2017] Z_0 увеличивается до 30 км. Выявленное расхождение может быть обусловлено, во-первых, различным горизонтальным разрешением распределений Z_0 (более высоким в нашем случае), во-вторых, разницей в исходных данных. В работе [Tanaka, 2017] аномальное магнитное поле задавалось моделью WDMAM 2.0 [Lesur et al., 2016], являющейся предшественником EMAG2v3 [Meyer et al., 2017].

Считается, что основным магнитным минералом в литосфере является магнетит, температура точки Кюри которого равняется 578°C [Langel and Hinze 1998]. Отсюда предполагается, что температура на глубине нижней границы магнитоактивного слоя (Z_b) постоянна и равна этому значению. Для Балтийского щита различные оценки этой глубины составляют от 20–25 км [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] до ~40 км [Gard and Hasterok, 2021], последняя наиболее близка к нашим результатам (рис. 3а). Такое глубокое положение нижней границы магнитоактивного слоя представляется более обоснованным, во-первых, потому, что

данная территория характеризуется низкими значениями поверхностного теплового потока [ИНФС ..., 2012] (рис. 5а). Средние значения потока в анализируемых блоках 200 × 200 км, расположенных полностью в пределах Балтийского щита, увеличиваются в северном направлении от 15 до 37 мВт/м² (рис. 3д). Во-вторых, пониженные температуры в литосфере региона были установлены при моделировании термического режима верхней мантии по сейсмическим данным [Cammara and Guerri, 2017; Lebedev et al., 2017]. Наконец, еще одним подтверждением в пользу более глубоких значений Z_b под Балтийским щитом служит большая мощность термической литосферы, нижняя граница которой примерно соответствует изотерме 1300°C (рисунки 3б и 5б) [Artemieva, 2019]. Соответственно, оценки глубины Z_b 20–25 км [Li et al., 2017; Lu et al., 2022], полученные с учетом фрактального характера намагниченности, видимо, являются существенно заниженными. Причиной такого занижения, наиболее вероятно, как сказано выше, является выбор единого фиксированного фрактального параметра β для всей территории Арктики [Lu et al., 2022] и Земли в целом [Li et al., 2017].

Кроме того полученные нами результаты свидетельствуют о существенном завышении глубинных температур (рис. 3в), рассчитанных для Балтийского щита в работе [Хуторской и др., 2013]. Это подтверждается также завышенными по сравнению с измеренными (рисунки 3д и 5а) значениями поверхностного теплового потока, соответствующими рассматриваемому температурному разрезу (рис. 3г). Отметим, что значения теплового потока на рис. 3г и температурный разрез на рис. 3в получены совместно как результат термотомографического моделирования, в котором в качестве начальных данных используются значения граничных скоростей по данным глубинного сейсмического зондирования [Поселов и др., 1996], среднегодовую температуру на поверхности Земли, температуры на забое глубоких скважин или значения теплового потока, измеренные также только в наиболее глубоких скважинах [Хуторской и др., 2013].

Противоречивые оценки глубины нижней границы литосферных магнитных источников получены с применением различных методов и для центральной части рассматриваемого профиля, относящейся к Тимано-Варангерскому складчатому поясу. Максимальные значения глубины Z_b (40–50 км) в этом случае получены в моделях, учитывающих фрактальный характер намагниченности [Li et al., 2017; Lu et al., 2022]. В глобальном распределении [Gard and Hasterok, 2021], рассчитанном методом эквивалентных источников магнитных диполей, глубины Z_b для этой территории существенно ниже — от 30 до 35 км. Эти

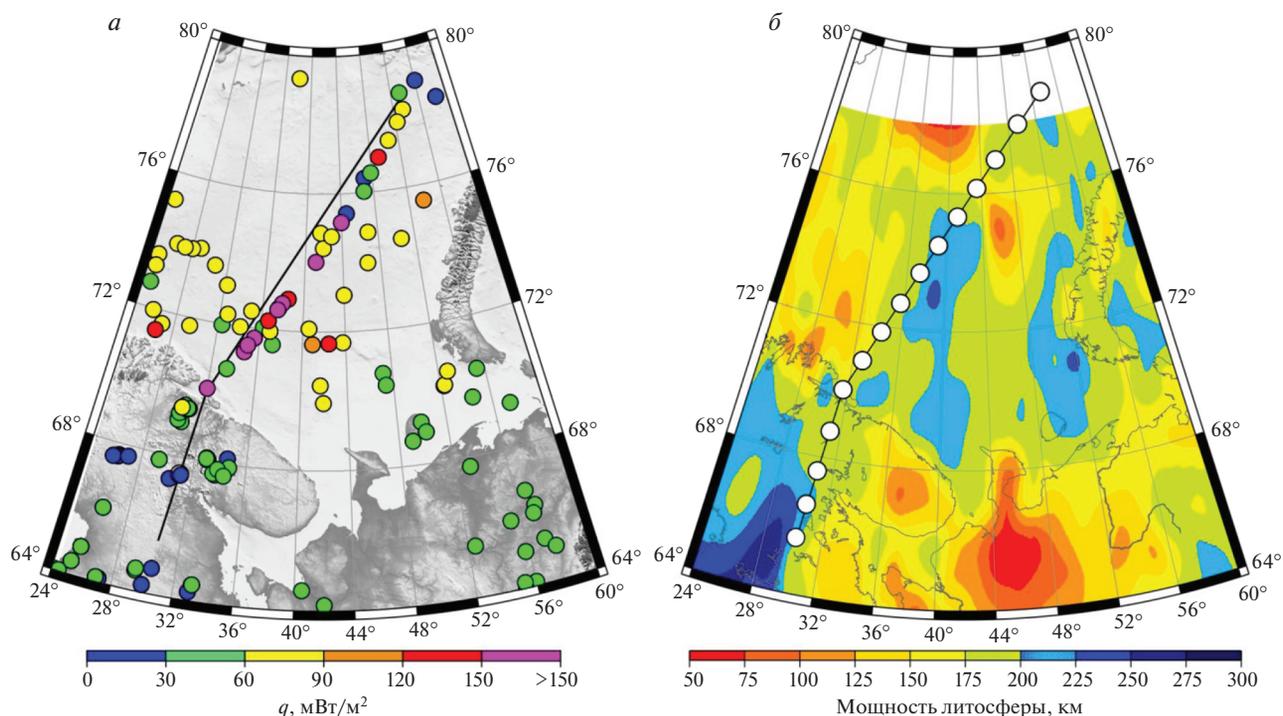


Рис. 5. Значения поверхностного теплового потока (*a*) по данным [ИНФС ..., 2012] и термическая мощность литосферы исследуемой территории (*б*) согласно работе [Artemieva, 2019].

оценки хорошо согласуются с нашими результатами (рис. 3а) с учетом погрешности вычислений рассматриваемого параметра и разницы в моделях аномального геомагнитного поля, используемых в качестве исходных данных – в работе [Gard and Hasterok, 2021] аномальное геомагнитное поле задавалось сферическими гармониками 16–100 степени модели LCS-1 [Olsen et al., 2017].

Полученное нами уменьшение глубины нижней границы магнитоактивного слоя под Тимано-Варангерским складчатым поясом (рис. 3а) подтверждается повышенными значениями теплового потока (рисунки 3д и 5а) [ИНФС ..., 2012] и существенным уменьшением термической мощности литосферы (рисунки 3б и 5б) [Artemieva, 2019]. Кроме того, локальный максимум средней температуры литосферы наблюдается под рассматриваемой территорией и в модели [Lebedev et al., 2017]. Не прослеживается он лишь в глобальном распределении температуры с глубиной, рассчитанном в работе [Cammarrano and Guerri, 2017], вероятно всего, из-за недостаточного горизонтального разрешения используемых сейсмотомографических моделей. Отметим, что, как и для Балтийского щита, глубинные температуры, показанные на рис. 3в [Хуторской и др., 2013], несколько превышают полученные в данной работе. Однако в этом случае сопоставление соответствующих им значений теплового потока (рис. 3з) с непосредственно измеренными (рис. 3д) является неин-

формативным из-за экстремально высокого разброса последних. Так, по данным [ИНФС ..., 2012] на территории Тимано-Варангерского складчатого пояса поверхностный тепловой поток для близких пунктов измерений может изменяться от нескольких десятков и почти до тысячи мВт/м² (рис. 5а). Такой разброс индивидуальных значений потока, с одной стороны, может являться следствием погрешностей измерений, которые в большинстве случаев неизвестны [ИНФС ..., 2012]. С другой стороны, он может указывать на высокую неоднородность теплового поля, возможно, обусловленную влиянием конвективной составляющей теплопереноса, на что ранее указывалось, например, при изучении акватории оз. Байкал [Голубев, 2007].

Полученные нами результаты свидетельствуют о плавном заглублении нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 3а) под северной частью рассматриваемого профиля, расположенной в пределах гипотетического массива Свальбард (Восточно-Баренцевский мегапрогиб). При этом различные оценки глубины Z_b для этой территории близки между собой и составляют 38–40 км [Gard and Hasterok, 2021; Li et al., 2017; Lu et al., 2022]. Это свидетельствует о том, что литосфера под массивом более холодная, чем под Тимано-Варангерским складчатым поясом, и подтверждается более низкими значениями поверхностного теплового потока (рисунки 3д и 5а)

[ИФНС ..., 2012] и средними значениями температуры в литосфере по модели [Lebedev et al., 2017]. Глубины изотермы 578°C, полученные в работе [Хуторской и др., 2013] (рис. 3в), существенно меньше глубины нижней границы магнитоактивного слоя (рис. 3а), а соответствующие им тепловые потоки (рис. 3з) превышают средние значения по данным [ИФНС ..., 2012], которые составляют 48 мВт/м² для северного окончания рассматриваемого профиля (рис. 3д). Следует отметить, что сам характер изменения глубины изотермы 578°C вдоль всего профиля (рис. 3в) – уменьшение глубины под Тимано-Варангерским складчатым поясом и заглупление под Балтийским щитом и гипотетическим массивом Свальбард – согласуется с результатами, полученными в настоящей работе (рис. 3а). При этом существенное уменьшение термической мощности литосферы под массивом Свальбард (рисунки 3б и 5б) [Artemieva, 2019] противоречит всем остальным геофизическим данным, включая наши.

Таким образом, полученное нами методом центроида [Тапака et al., 1999] распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников, свидетельствующее о более низких температурах литосферы под Балтийским щитом и гипотетическим массивом Свальбард и более высоких под Тимано-Варангерским складчатым поясом (рис. 3а), лучше согласуется с независимыми геофизическими данными (значениями поверхностного теплового потока, распределениями температуры в мантии, термической мощностью литосферы), чем модели, учитывающие фрактальный характер распределения намагниченности и рассчитанные для единого фиксированного значения фрактального параметра [Li et al., 2017; Lu et al., 2022]. Схожий с результатами данной работы характер вариаций глубины нижней границы демонстрирует глобальная модель, полученная в работе [Gard and Hasterok, 2021] методом эквивалентных источников магнитных диполей. Однако она характеризуется более грубым горизонтальным разрешением, а сам метод сложнее использовать в вычислительном плане.

В заключении рассмотрим вопрос о соотношении между глубиной нижней границы литосферных магнитных источников и глубиной Мохо. Согласно классическим представлениям, основанным на анализе мантийных ксенолитов, верхняя мантия не обладает магнитными свойствами [Wasilewski et al., 1979; Wasilewski and Mayhew, 1992], т.е., коромантийная граница может приближенно рассматриваться в качестве нижней границы литосферных магнитных источников. Для некоторых регионов Земли это подтверждается результатами расчетов глубины нижней границы по геомагнитным данным [Trifonova et al., 2009; Bansal et al., 2011, 2013; Salem et al., 2014]. Для большей части исследуемого профиля, а именно

для Балтийского щита и Тимано-Варангерского складчатого пояса, магнитоактивный слой литосферы расположен полностью в пределах земной коры с учетом погрешностей вычислений глубины его нижней границы (рис. 3а). Это справедливо для обеих рассматриваемых нами сейсмических моделей строения коры – EUNaseis [Artemieva and Thybo, 2013] и CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (рис. 4в, 4г) – и согласуется с представлениями [Wasilewski et al., 1979; Wasilewski and Mayhew, 1992]. Однако в последующих работах, основанных на анализе большего количества образцов мантийных ксенолитов, было установлено, что магнетит входит в состав пород верхней мантии, т.е., она может обладать магнитными свойствами [Ferré et al., 2013; Friedman et al., 2014]. К регионам, в которых магнитоактивный слой литосферы может затрагивать верхнюю мантию, в первую очередь, относят древние кратоны, зоны субдукции и океанические бассейны [Ferré et al., 2014], что находит многочисленные подтверждения по всему миру [Aboud et al., 2016; Andrés et al., 2018; Idarraga-Garcia and Vargas, 2018; Filippova et al., 2021; Kumar et al., 2021; Oliveira et al., 2021; Филиппова и Филиппов, 2022; и др.]. Кроме того литосферные магнитные источники могут быть расположены глубже границы Мохо под шельфами некоторых арктических морей [Середкина и Филиппов, 2021]. Это подтверждается полученными нами результатами, показывающими, что под гипотетическим массивом Свальбард, особенно в северной части рассматриваемого профиля, верхняя мантия, вероятно, обладает магнитными свойствами (рис. 3а).

4. ВЫВОДЫ

В работе методом центроида выполнен спектральный анализ аномального геомагнитного поля, заданного глобальной моделью EMAG2v3, и на его основе получены оценки глубин центра масс, верхней и нижней границ литосферных магнитных источников для составного профиля “Ковдор – ГСЗ-76”, начинающегося на Балтийском щите (65.58° N, 30.51° E) и заканчивающегося на северо-востоке Баренцева моря (78.70° N, 54.00° E). Анализ полученных результатов позволил сделать следующие выводы.

1. Глубина верхней границы магнитоактивного слоя изменяется от 1.1 км под Балтийским щитом до 8.1 км под Северо-Баренцевской впадиной, что согласуется с вариациями мощности осадочного слоя вдоль рассматриваемого профиля, полученными по сейсмическим данным.

2. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников минимальна под Тимано-Варангерским складчатым поясом (35.5 км). Под Балтийским щитом и гипотетическим массивом

Свальбард (в пределах Восточно-Баренцевского мегапрогиба) она увеличивается до 39.6–41.0 км.

3. Для исследуемого профиля магнитоактивный слой литосферы полностью расположен в пределах земной коры под Балтийским щитом и Тимано-Варангерским складчатым поясом, а под массивом Свальбард верхняя мантия, вероятно, обладает магнитными свойствами, т.к. там нижняя граница магнитоактивного слоя опускается ниже границы Мохо.

4. Полученное нами методом центроида распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников, свидетельствующее о более низких температурах литосферы под Балтийским щитом и массивом Свальбард и более высоких под Тимано-Варангерским складчатым поясом, лучше согласуется с независимыми геофизическими данными (значениями поверхностного теплового потока, распределениями температуры в мантии, термической мощностью литосферы), чем модели, учитывающие фрактальный характер распределения намагниченности и рассчитанные для единого фиксированного значения фрактального параметра. Последнее позволяет сделать вывод о корректности использования метода центроида для дальнейших исследований параметров магнитоактивного слоя литосферы для всей территории Балтийского щита и Баренцева моря.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гоев А.Г., Санина И.А., Орешин С.И., Резниченко Р.А., Тарасов С.А., Федоров А.В. Скоростное строение литосферы Хибинского и Ловозерского массивов (северо-восточная часть Балтийского щита) методом функции приемника // *Физика Земли*. № 5. С. 30–40. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0002333721050069>
- Голубев В.А. Кондуктивный и конвективный вынос тепла в Байкальской рифтовой зоне. Новосибирск: Академическое изд-во “Гео”. 222 с. 2007.
- Пискарев А.Л., Киреев А.А., Савин В.А., Смирнов О.Е. Магматические образования триасового и юрско-мелового возрастов в осадочных толщах Северо-Баренцевского бассейна // *Региональная геология и металлогения*. № 69. С. 15–22. 2017.
- Поселов В.А., Павленкин А.Д., Буценко В.В. Структура литосферы по геотраверсам ГСЗ в Арктике // *Геолого-геофизические характеристики литосферы Арктического региона*. СПб.: ВНИИОкеангеология, вып. 1, ч. 2. С. 145–155. 1996.
- Середкина А.И., Филиппов С.В. Параметры магнитоактивного слоя литосферы для профиля Сибирская платформа – Забайкалье по данным модели WDMAM 2.0 // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 59. № 6. С. 810–818. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019060099>
- Середкина А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания магнитных источников в Арктике и их связь с параметрами литосферы // *Геология и геофизика*. Т. 62. № 7. С. 902–916. 2021. <https://doi.org/10.15372/GiG2020162>
- Филиппова А.И., Соловей О.А. Поверхностно-волновая томография Кольского полуострова и сопредельных территорий по данным групповых скоростей волн Рэлея и Лява // *Докл. РАН. Науки о Земле*. Т. 504. № 2. С. 61–66. 2022. <https://doi.org/10.31857/S2686739722060068>
- Филиппова А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания литосферных магнитных источников и тепловой режим литосферы под Восточно-Сибирским морем // *Физика Земли*. № 4. С. 71–84. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0002333722040032>
- Хуторской М.Д., Ахмедзянов В.Р., Ермаков А.В., Леонов Ю.Г., Подгорных Л.В., Поляк Б.Г., Сухих Е.А., Цыбуля Л.А. Геотермия арктических морей. Тр. геологического института, вып. 605. М.: ГЕОС, 232 с. 2013.
- Шаров Н.В., Лебедев А.А. Неоднородное строение литосферы Фенноскандинавского щита по сейсмическим данным // *Геодинамика и тектонофизика*. Т. 13. № 1. 0569. 2022. <https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-1-0569>
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Ленинградский университет, 592 с. 1978.
- Aboud E., Alotaibi A.M., Saud R. Relationship between Curie isotherm surface and Moho discontinuity in the Arabian shield, Saudi Arabia // *Asian J. Earth Sci.* V. 128. P. 42–53. 2016. <https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2016.07.025>
- Amante C., Eakins B.W. ETOPO1. 1 Arc-Minute Global Relief Model: Procedures, Data Sources and Analysis. NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24. National Geophysical Data Center, NOAA. 2009. <https://doi.org/10.7289/V5C8276M>
- Andrés J., Marzán I., Ayarza P., Martí D., Palomeras I., Torné M., Campbell S., Carbonell R. Curie point depth of the Iberian Peninsula and surrounding margins. A thermal and tectonic perspective of its evolution // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. V. 123. P. 2049–2068. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JB014994>
- Artemieva I.M. Lithosphere structure in Europe from thermal isostasy // *Earth-Sci. Rev.* V. 188. P. 454–468. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2018.11.004>
- Artemieva I.M., Thybo H. EUNASEIS: a seismic model for Moho and crustal structure in Europe, Greenland, and the North Atlantic region // *Tectonophysics*. V. 609. P. 97–153. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.08.004>
- Bansal A.R., Gabriel G., Dimri V.P., Krawczyk C.M. Estimation of depth to the bottom of magnetic sources by a modified centroid method for fractal distribution of sources: an application to aeromagnetic data in Germany // *Geophysics*. V. 76. № 3. L11–L22. 2011. <https://doi.org/10.1190/1.3560017>

- *Bansal A.R., Anand S.P., Rajaram M., Rao V.K., Dimri V.P.* Depth to the bottom of magnetic sources (DBMS) from aeromagnetic data of Central India using modified centroid method for fractal distribution of sources // *Tectonophysics*. V. 603. P. 155–161. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.05.024>
- *Bhattacharyya B.K., Leu L.-K.* Spectral analysis of gravity and magnetic anomalies due to two-dimensional structures // *Geophysics*. V. 40. № 6. P. 993–1013. 1975a.
- *Bhattacharyya B.K., Leu L.-K.* Analysis of magnetic anomalies over Yellowstone national park: mapping of Curie point isothermal surface for geothermal reconnaissance // *J. Geophys. Res.* V. 80. № 32. P. 4461–4465. 1975b.
- *Bouligand C., Glen J.M.G., Blakely J.* Mapping Curie temperature depth in the western United States with a fractal model for crustal magnetization // *J. Geophys. Res.* V. 114. B11104. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009JB006494>
- *Cammarano F., Guerri M.* Global thermal models of the lithosphere // *Geophys. J. Int.* V. 210. P. 56–72. 2017. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx144>
- *Drachev S.S., Malyshev N.A., Nikishin A.M.* Tectonic history and petroleum geology of the Russian Arctic Shelves: an overview / *Petroleum geology: from mature basins to new frontiers – Proc. 7th Petroleum Geology Conference*. Geological Society, London, P. 591–619. 2010. <https://doi.org/10.1144/0070591>.
- *Ferré E.C., Friedman S.A., Martín-Hernández F., Feinberg J.M., Conder J.A., Ionov D.A.* The magnetism of mantle xenoliths and potential implications for sub-Moho magnetic sources // *Geophys. Res. Lett.* V. 40. P. 105–110. 2013. <https://doi.org/10.1029/2012GL054100>
- *Ferré, E.C., Friedman S.A., Martín-Hernández F., Feinberg J.M., Till J.L., Ionov D.A., Conder J.A.* Eight good reasons why the uppermost mantle could be magnetic // *Tectonophysics*. V. 624–625. P. 3–14. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.01.004>
- *Filippova A.I., Golubev V.A., Filippov S.V.* Curie point depth and thermal state of the lithosphere beneath the northeastern flank of the Baikal rift zone and adjacent areas // *Surv. Geophys.* V. 42. № 5. P. 1143–1170. 2021. <https://doi.org/10.1007/s10712-021-09651-7>
- *Friedman S.A., Feinberg J.M., Ferré E.C., Demory F., Martín-Hernández F., Conder J.A., Rochette P.* Craton vs. rift uppermost mantle contributions to magnetic anomalies in the United States interior // *Tectonophysics*. V. 624–625. P. 15–23. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.023>
- *Gard M., Hasterok D.* A global Curie depth model utilizing the equivalent source magnetic dipole method // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 313. 106672. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106672>
- *Hussein M., Mickus K., Serpa L.F.* Curie point depth estimates from aeromagnetic data from Death Valley and surrounding regions, California // *Pure Appl. Geophys.* V. 170. P. 617–632. 2013. <https://doi.org/10.1007/s00024-012-0557-6>
- *Idarraga-García J., Vargas C.A.* Depth to the bottom of magnetic layer in South America and its relationship to Curie isotherm, Moho depth and seismicity behavior // *Geodesy and Geodynamics*. V. 9. P. 93–107. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.geog.2017.09.006>
- IHFC. Global Heat Flow Database of the International Heat Flow Commission. 2012. <https://ihfc-iugg.org/products/global-heat-flow-database/data>.
- *Klitzke P., Faleide J.I., Scheck-Wenderoth M., Sippel J.* A lithosphere-scale structural model of the Barents Sea and Kara Sea region // *Solid Earth*. V. 6. № 1. P. 153–172. 2015. <https://doi.org/10.5194/se-6-153-2015>
- *Klitzke P., Franke D., Ehrhardt A., Lutz R., Reinhardt L., Heyde I., Faleide J.I.* The Paleozoic evolution of the Olga Basin region, northern Barents Sea: A link to the Timanian orogeny // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 20. P. 614–629. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018GC007814>
- *Kumar R., Bansal A.R., Betts P.G., Ravat D.* Re-assessment of the depth to the base of magnetic sources (DBMS) in Australia from aeromagnetic data using the defractal method // *Geophys. J. Int.* V. 225. № 1. P. 530–547. 2021. <https://doi.org/10.1093/gji/ggaa601>
- *Langel R.A., Hinze W.J.* The magnetic field of the Earth's lithosphere. Cambridge University, Cambridge, UK. 450 p. 1998.
- *Laske G., Masters G., Ma Z., Pasyanos M.* Update on CRUST1.0 – A 1-degree global model of Earth's crust / Abstracts European Geoscience Union General Assembly. Vienna, Austria, 7–12 April, 2013. No EGU2013-2658. 2013.
- *Lebedev S., Schaeffer A.J., Fullea J., Pease V.* Seismic tomography of the Arctic region: inferences for the thermal structure and evolution of the lithosphere / *Circum-Arctic lithosphere evolution* / Geological Society, London, UK, Special Publications. V. 460. P. 419–440. 2017.
- *Lesur V., Hamoudi M., Choi Y., Dyment J., Thébaud E.* Building the second version of the World Digital Magnetic Anomaly Map (WDMAM) // *Earth Planets Space*. V. 68. № 1. P. 1–13. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0404-6>
- *Levshin A.L., Schweitzer J., Weidle C., Shapiro N.M., Ritzwoller, M.H.* Surface wave tomography of the Barents Sea and surrounding regions // *Geophys. J. Int.* V. 170. P. 441–459. 2007. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.03285.x>
- *Li C.-F., Lu Y., Wang J.* A global reference model of Curie-point depths based on EMAG2 // *Sci. Rep.* V. 7. 45129. 2017. <https://doi.org/10.1038/srep45129>
- *Lu Y., Li C.-F., Wang J., Wan X.* Arctic geothermal structures inferred from Curie-point depths and their geodynamic implications // *Tectonophysics*. V. 822. 229158. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2021.229158>
- *Maus S., Barckhausen U., Berkenbosch H. et al.* EMAG2: A 2-arc-minute resolution Earth Magnetic Anomaly Grid compiled from satellite, airborne and marine magnetic measurements // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 10. Q08005. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009GC002471>
- *Meyer B., Chulliat A., Saltus R.* Derivation and error analysis of the earth magnetic anomaly grid at 2 arc min resolution version 3 (EMAG2v3) // *Geochem. Geophys. Geo-*

- syst. V. 18. P. 4522–4537. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017GC007280>
- *Núñez Demarco P., Prezzi C., Sánchez Bettucci L.* Review of Curie point depth determination through different spectral methods applied to magnetic data // *Geophys. J. Int.* V. 224. № 1. P. 17–39. 2021.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggaa361>
- *Okubo Y., Graf R.J., Hansen R.O., Ogawa K., Tsu H.* Curie point depths of the island of Kyushu and surrounding areas, Japan // *Geophysics*. V. 50. P. 481–494. 1985.
- *Okubo Y., Matsunaga T.* Curie point depth in northeast Japan and its correlation with regional thermal structure and seismicity // *J. Geophys. Res.* V. 99. № B11. P. 22363–22371. 1994.
- *Oliveira J.T.C., Barbosa J.A., de Castro D.L., de Barros Correia P., Magalhães J.R.C., Filho O.J.C., Buarque B.V.* Precambrian tectonic inheritance control of the NE Brazilian continental margin revealed by Curie point depth estimation // *Annals. Geophys.* V. 64. № 2. GT213. 2021.
<https://doi.org/10.4401/ag-8424>
- *Olsen N., Ravat D., Finlay C.C., Kother L.K.* LCS-1: a high-resolution global model of the lithospheric magnetic field derived from CHAMP and Swarm satellite observations // *Geophys. J. Int.* V. 211. P. 1461–1477. 2017.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggx381>
- *Pirttijärvi M.* 2D Fourier domain operations, FOURPOT program. 2015.
<https://wiki.oulu.fi/x/0oU7AQ/>
- *Ravat D., Pignatelli A., Nicolosi I., Chiappini M.* A study of spectral methods of estimating the depth to the bottom of magnetic sources from near-surface magnetic anomaly data // *Geophys. J. Int.* V. 169. P. 421–434. 2007.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03305.x>
- *Salazar J. M., Vargas C.A., Leon H.* Curie point depth in the SW Caribbean using the radially averaged spectra of magnetic anomalies // *Tectonophysics*. V. 694. P. 400–413. 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2016.11.023>
- *Salem A., Green C., Ravat D., Singh K.H., East P., Fairhead J.D., Morgen S., Biegert E.* Depth to Curie temperature across the central Red Sea from magnetic data using the de-fractal method // *Tectonophysics*. V. 624–625. P. 75–86. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.027>
- *Shulgin A., Mjelde R., Faleide J.I., Høy T., Fluesh E., Thybo H.* The crustal structure in the transition zone between the western and eastern Barents Sea // *Geophys. J. Int.* V. 214. P. 315–330. 2018.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggy139>
- *Sobh M., Gerhards C., Fadel I., Götze H.-J.* Mapping the thermal structure of Southern Africa from Curie depth estimates based on wavelet analysis of magnetic data with uncertainties // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 22. № 1. e2021GC010041. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021GC010041>
- *Spector A., Grant S.* Statistical models for interpreting aeromagnetic data // *Geophysics*. V. 35. P. 293–302. 1970.
- *Tanaka A.* Global centroid distribution of magnetized layer from World Digital Magnetic Anomaly Map // *Tectonics*. V. 36. P. 3248–3253. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017TC004770>
- *Tanaka A., Okubo Y., Matsubayashi O.* Curie point depth based on spectrum analysis of the magnetic anomaly data in East and Southeast Asia // *Tectonophysics*. V. 306. P. 461–470. 1999.
- *Trifonova P., Zhelev Zh., Petrova T., Bojadgieva K.* Curie point depths of Bulgarian territory inferred from geomagnetic observations and its correlation with regional thermal structure and seismicity // *Tectonophysics*. V. 473. P. 362–374. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2009.03.014>
- *Wasilewski P.J., Mayhew M.A.* The Moho as a magnetic boundary revisited // *Geophys. Res. Lett.* V. 19. № 22. P. 2259–2262. 1992.
- *Wasilewski P.J., Thomas H.H., Mayhew M.A.* The Moho as a magnetic boundary // *Geophys. Res. Lett.* V. 6. P. 541–544. 1979.

УДК 550.388:343

ВЛИЯНИЕ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НА НЕОДНОРОДНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ В СПОРАДИЧЕСКОМ СЛОЕ E_s

© 2022 г. О. А. Алимов¹, *, Т. М. Калашникова¹¹Институт астрофизики Национальной Академии наук Таджикистана,
г. Душанбе, Республика Таджикистан

*e-mail: alimov38@mail.ru

Поступила в редакцию 18.10.2021 г.

После доработки 17.02.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассмотрена не исследованная ранее особенность зависимости между предельной частотой и частотой экранирования спорадического слоя E_s в сейсмоактивный и сейсмоспокойный периоды. Был вычислен показатель трехмерного спектра атмосферной турбулентности P из логарифмических зависимостей $\lg foEs \approx \alpha \lg fbEs$, где $\alpha = 4/P$. Параметры α и P определены по данным вертикального зондирования ионосферной станции Душанбе в период подготовки 12 землетрясений. Показано, что величина показателя трехмерного спектра атмосферной турбулентности в сейсмоактивный период в 1.5–2 раза больше по сравнению со сейсмоспокойным периодом. Увеличение значения показателя трехмерного спектра атмосферной турбулентности в сейсмоактивный период свидетельствует о существенном вкладе турбулентности в интенсивность возникновения мелкомасштабных неоднородностей слоя E_s ионосферы.

DOI: 10.31857/S0016794022050029

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что спорадический слой E_s ионосферы, состоящий из долгоживущих металлических ионов метеорного происхождения Fe^+ , Mg^+ , Si^+ и отдельных облаков повышенной электронной плотности, обладает значительной изменчивостью. Определение физических процессов в период подготовки землетрясений на разных высотах могло бы дать важную информацию для решения вопроса о механизмах литосферно-ионосферной связи. В работах [Pulinets, 1988; Липеровский и др., 1992; Алимов и др., 1989; Алимов и Гулямов, 2018] показано, что в среднем сейсмоионосферные предвестники появляются за 5 сут до сейсмического толчка. При зондировании ионосферы рассеивающие неоднородности электронной концентрации должны иметь размеры от десятков до сотен метров. Исходя из этого Ерухимов и Савина [1980] сделали предположение о турбулентном происхождении этих неоднородностей на средних широтах. В работе [Ерухимов и Савина, 1980; Корсунова и Бакалдина, 1986] получено, что для полупрозрачного слоя E_s $\Delta fEs = foEs - fbEs$ должна выполняться зависимость $foEs \sim f_b^a Es$, где $a = 4/P$ и P – показатель трехмерного спектра атмосферной турбулентности.

Представляет интерес изучить вышеприведенную зависимость на основе экспериментальных

соотношений между предельной частотой отражений от E_s $foEs$ и частотой экранирования $fbEs$ в сейсмоактивный и сейсмоспокойный периоды в ночном спорадическом слое E_s ионосферы.

В работе [Алимов и Калашникова, 2016] показано, что в период подготовки землетрясения увеличивается диапазон полупрозрачности E_s спорадического слоя. Для объяснения больших диапазонов полупрозрачности среднеширотного спорадического слоя E_s метеорного происхождения необходимо изучить вклад влияния сейсмической активности на модификации спорадического слоя E_s . Всеобщее признание в настоящее время получила точка зрения, согласно которой образование слоя E_s на средних широтах обусловлено перераспределением заряженных частиц в присутствии ветровых систем со сдвигами скорости по высоте [Гершман, 1974; Гершман и др., 1976]. В то же время в недостаточной степени принималось во внимание то обстоятельство, что во многих случаях зона формирования слоя E_s может находиться в турбулентном состоянии.

Цель настоящей работы – изучить не исследованную ранее особенность зависимости между предельной частотой и частотой экранирования спорадического слоя E_s в сейсмоактивный и сейсмоспокойный периоды. Упомянутый выше параметр P был определен для средних значений всех наблюдаемых частот E_s из логарифмических

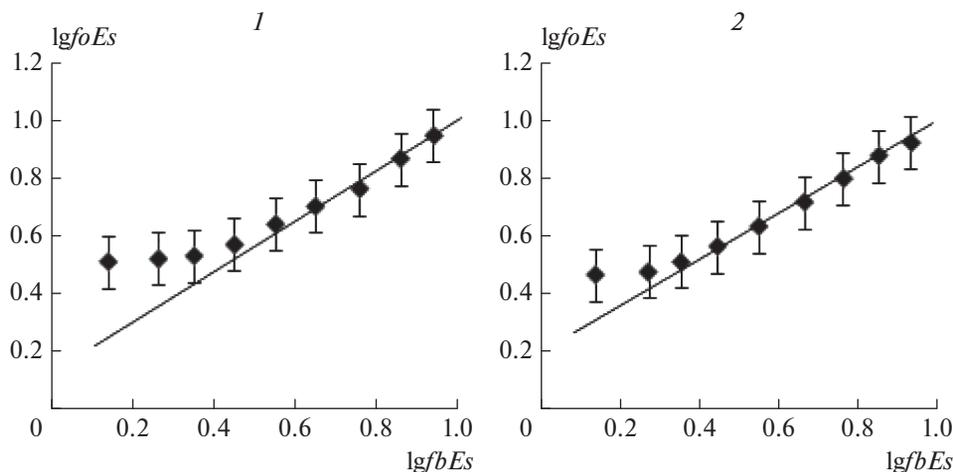


Рис. 1. Значения логарифмов предельной частоты отражения спорадического слоя $Es\ foEs$ в зависимости от частоты экранирования $fbEs$ на высоте 100–110 км в сейсмоактивный (1) и сейсмостойкий (2) периоды 1986 и 1991 гг.

зависимостей $lg\ foEs \approx \alpha\ lg\ fbEs$ как для сейсмостойких, так и для сейсмоактивных периодов.

2. МЕТОДЫ И АНАЛИЗ

Для объяснения больших диапазонов полупрозрачности спорадического слоя Es и вариаций полупрозрачности необходимо учитывать вклад влияния сейсмической активности на формирование радиоотражения от спорадического слоя Es при воздействии электромагнитного нагрева сейсмического происхождения. На рисунке 1 показаны значения логарифмов предельной частоты отражения спорадического слоя $Es\ foEs$ в зависимости от частоты экранирования $fbEs$ на высоте 100–110 км в сейсмоактивный (1) и сейсмостойкий (2) периоды 1986 и 1991 гг. Для интервалов 0.1–0.2; 0.2–0.3; 0.3–0.4... значений $lg\ fbEs$ вычислены средние значения $lg\ foEs$, которые показаны на рис. 1 точками вместе с их среднеквадратичными отклонениями. Из рисунка 1 следует, что логарифмическая зависимость $lg\ foEs$ и $lg\ fbEs$ различна для сейсмоактивного и сейсмостойкого периодов. На графиках видна отчетливая сходная по форме зависимость логарифмов предельной частоты $foEs$ от частоты экранировки $fbEs$ в сейсмостойкий и сейсмоактивный периоды. Точки, расположенные выше прямой линии, соответствуют условию $foEs \geq 2fbEs$. Это происходит при увеличении $foEs$ и уменьшении $fbEs$, вклад которых существенен для низких значений частоты экранирования.

Для анализа использовались данные 15-минутных измерений на станции ВЗ ионосферы СП-3 Института астрофизики Национальной Академии наук Таджикистана. К ночным условиям мы относили период с 18:00 одних суток до 06:00 следующих суток. Методом наложения эпох были

получены условия сейсмоактивных и сейсмостойких периодов. За сейсмоактивные периоды принимались ночи “–1”, “–2” и “–3”, остальные ночи были отнесены к сейсмостойким периодам, “–5”, “–4” и “+1”, “+2”, “+3”. Знак “–” обозначает ночи до землетрясения, знак “+” – ночи после землетрясения.

На рисунке 2 в качестве примера представлены зависимости $lg\ foEs$ и $lg\ fbEs$ для Гиндукушского землетрясения с магнитудой $M = 6.1$, которое произошло 01.02.1991 г. на расстоянии 320 км к юго-востоку от станции вертикального зондирования Душанбе. Были обработаны и определены по 15-минутному интервалу времени величины $foEs$ и $fbEs$ с 26 января по 5 февраля 1991 г. Отчетливо видно, что формы зависимостей в сейсмоактивный и сейсмостойкий периоды отличаются между собой. Особая разница заметна в величинах α в сейсмостойкий и сейсмоактивный периоды.

Кроме того, были использованы данные наблюдений за 1986 и 1991 г. на ст. Душанбе в период подготовки 12 землетрясений с магнитудой $4.2 \leq M \leq 6.3$ и расстоянием $80\ km < R < 320\ km$ от эпицентра до станции вертикального зондирования. Экспериментальные величины показателя трехмерного спектра атмосферной турбулентности P и показателя степенной зависимости α представлены в табл. 1. Значения параметра α – показателя степенной зависимости $foEs \sim f_b^\alpha Es$ заключены в пределах $\alpha = 0.65–0.90$ в сейсмостойкий период, а в сейсмоактивный период находятся в пределах $\alpha = 0.40–0.70$. Параметр P заключен в пределах $P = 4.44–6.15$ в сейсмостойкий период, а в сейсмоактивный период заключен в пределах $P = 5.7–10.0$. Полученные экспериментально значения $P \approx 4.8$ в сейсмостой-

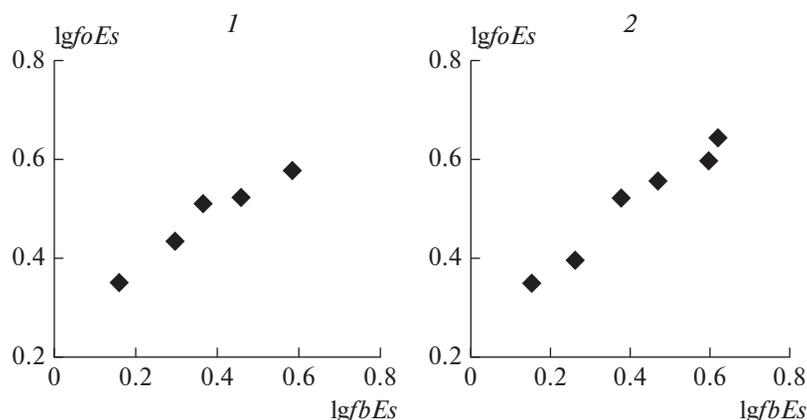


Рис. 2. Зависимость логарифмов предельной частоты отражения $foEs$ от частоты экранирования $fbEs$ для сейсмоактивного (1) и сейсмостойкого (2) периодов для Гиндукушского землетрясения.

ный период в среднем примерно соответствуют показателю теоретического трехмерного спектра атмосферной турбулентности ($P = 11/3$) [Ерухимов и Савина, 1980].

Значение параметра P – показателя трехмерного спектра атмосферной турбулентности определено по углу наклона показателя степенной зависимости α из логарифмических зависимостей $lgfoEs \approx \alpha lgfbEs$ отдельно в сейсмоактивный и сейсмостойкий периоды в ночном спорадическом слое Es приведены в табл. 1. Как показано в табл. 1, величина α в сейсмоактивный период меньше по сравнению с сейсмостойким периодом. Величина P больше в сейсмоактивный период, а в сейсмостойкий период параметр меньше. Из табл. 1 видно, что величина α уменьшается, а

P возрастает в сейсмоактивный период, а в сейсмостойкий период величины α и P также изменяются с малыми амплитудами. Увеличение параметра P в ночное время свидетельствует о вкладе турбулентности в создание мелкомасштабных неоднородностей, формирующих радиоотражения от спорадического слоя Es . Уменьшение параметра α и возрастание P в период подготовки сильных землетрясений может быть вызвано усилением образования мелкомасштабных неоднородностей в спорадическом слое Es .

Существует достаточно много экспериментов по исследованию среднеширотного спорадического слоя Es , которые указывают на тонкую структуру, содержащую мелкомасштабные неоднородности концентрации электронов. Установ-

Таблица 1. Численные значения параметров α и P в сейсмоактивный и сейсмостойкий периоды

Дата землетрясения	M	R , км	Полупрозрачный слой Es по ст. Душанбе			
			сейсмоактивный период		сейсмостойкий период	
			α	P	α	P
17.08.1986 г.	4.5	250	0.60	6.67	0.90	4.44
21.08.1986 г.	5.3	250	0.60	6.67	0.90	4.44
23.08.1986 г.	4.8	250	0.60	6.67	0.90	4.44
27.08.1986 г.	5.1	250	0.60	6.67	0.90	4.44
1.02.1991 г.	6.1	320	0.50	8.00	0.70	5.71
1.03.1991 г.	4.2	150	0.40	10.00	0.80	5.00
2.03.1991 г.	4.4	150	0.40	10.00	0.80	5.00
18.04.1991 г.	5.6	80	0.70	5.71	0.84	4.76
13.05.1991 г.	4.6	200	0.70	5.71	0.81	4.94
14.05.1991 г.	4.6	200	0.70	5.71	0.81	4.94
14.07.1991 г.	6.3	300	0.48	8.33	0.65	6.15
23.08.1991 г.	5.6	200	0.55	7.27	0.70	5.71

лено, что предельная частота слоя $E_s - f_oE_s$ больше частоты экранировки f_bE_s в 2–3 раза [Ерухимов и Савина, 1980; Корсунова и Бакалдина, 1986].

Неоднородности электронной концентрации спорадического E_s -слоя можно условно разделить на мелкомасштабные, с характерным масштабом в десятки метров, и крупномасштабные, — с характерным масштабом в сотни метров. Поэтому исследование прозрачности спорадического слоя E_s может быть полезным при изучении структуры E_s -слоя и применимо для объяснения механизма его образования.

Для обнаружения физических механизмов сейсмоионосферной связи принципиально необходимы комплексы одновременных наблюдений различных ионосферных и геофизических параметров в различных частотных диапазонах для одних и тех же землетрясений. Для объяснения больших диапазонов полупрозрачности спорадического слоя E_s и вариаций полупрозрачности (изменений ее величины) необходимо учитывать вклад влияния сейсмической активности на формирование радиоотражения от спорадического слоя E_s при воздействии электромагнитного нагрева сейсмического происхождения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом можно заключить, что значения показателя трехмерного спектра атмосферной турбулентности $P \geq 4-5$ в сейсмоактивный период 1.5–2 раза больше по сравнению с сеймоспокойным периодом за 1–3 сут до землетрясений, что свидетельствует об интенсивности возникновения мелкомасштабных неоднородностей перед землетрясением. Предполагается, что воздействие на ионосферу электромагнитными полями сейсмического происхождения вызывает усиление мелкомасштабных неоднородностей слоя E_s перед землетрясениями. Таким образом,

интенсивное возникновение мелкомасштабных неоднородностей в E_s при $\alpha \leq 0.7$ и $P \geq 5$ в сейсмоактивный период можно отнести к предвестникам землетрясений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алимов О.А., Гохберг М.Б., Липеровская Е.В., Гуфельд И.Л., Липеровский В.А., Рубцов Л.Н. Эффект резких уменьшений плотности спорадического слоя E ионосферы — предвестник землетрясений // Докл. АН СССР. Т. 305. № 6. С. 1335–1339. 1989.
- Алимов О.А., Калашникова Т.М. Сейсмоионосферные эффекты в спорадическом слое E_s метеорного происхождения / Сб. докл. Междунар. конф. “Актуальные проблемы современной сейсмологии” 12–14 октября 2016 г. г. Ташкент, Узбекистан. С. 181–186. 2016.
- Алимов О.А., Гулямов М.И. Влияние сейсмической активности на торможение космических аппаратов в верхней ионосфере перед сильными землетрясениями / Материалы XIII Междунар. сейсмологической школы. 11–15 сентября 2018 г. Обнинск. С. 12–15. 2018.
- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 265 с. 1974.
- Гершман Б.Н., Игнатьев Ю.А., Каменецкая Г.Х. Механизмы образования ионосферного слоя E_s на различных широтах. М.: Наука, 108 с. 1976.
- Ерухимов Л.М., Савина О.Н. О роли мелкомасштабных неоднородностей в формировании радиоотражений от среднеширотного спорадического слоя E // Ионосферные исслед. М.: Советское радио. № 30. С. 80–86. 1980.
- Корсунова Л.П., Бакалдина В.Д. Экспериментальное подтверждение турбулентного происхождения неоднородностей E_s на средних широтах // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 8. № 3. С. 497–498. 1968.
- Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.А. Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука. 304 с. 1992.
- Pulinets S.A. Seismic activity as a source of the ionospheric variability // Adv. Space Res. V. 22. P. 903–906. 1998.

УДК 550.388.2

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЕРИОД КРУПНЕЙШЕГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ПРИ ДИФФЕРЕНЦИРОВАННОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СПЕЦИАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ СПУТНИКОВЫХ РАДИОСИГНАЛОВ

© 2022 г. М. А. Титова^{1, *}, В. И. Захаров^{2, 4, 5}, С. А. Пулинец³¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия³Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия⁴Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА РАН), г. Москва, Россия⁵Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

*e-mail: marititova@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.02.2022 г.

После доработки 18.07.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Проведен комплексный региональный анализ данных GPS-наблюдений на наземных станциях приема спутниковых радиосигналов для крупнейшего (M 7.0) землетрясения, произошедшего в начале января 2010 г. на о-ве Гаити. Станции приема радиосигналов, совместно используемые в данной работе, принадлежат двум глобальным (IGS и UNAVCO) сетям. Обработан обширный статистический материал пространственно-временных измерений, а именно, более 5 миллионов отсчетов фазы радиосигналов. Дифференцированные программно-алгоритмические методы обработки данных спутниковых радиосигналов позволили выделить неоднородные структуры ионосферы и рассмотреть характеристики их распределений по времени и пространству. При помощи геофизического анализа осуществлена привязка выделенных неоднородных структур ионосферы к топографической карте местности. Рассчитаны статистические характеристики отклонений и распределений выделенных ионосферных структур от границ литосферных плит. Сейсмособытия развивались в спокойных геомагнитных условиях, абсолютная величина *Dst*-индекса не превышала 20 нТл, что позволило рассмотреть ионосферные проявления атмосферно-литосферных связей в исследуемый период. Для достоверного геофизического анализа были использованы данные обновленной цифровой модели границ литосферных плит.

DOI: 10.31857/S0016794022060153

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера является составной частью атмосферы Земли. Возникновение структурных ионосферных аномалий, влияние неоднородностей ионосферы на распространение радиоволн представляют единство важной и актуальной задачи для исследования, поскольку имеют научное и практическое значение в области физики верхней атмосферы и радиофизики. Исследования ионосферы последних лет доказывают, что сильные метеорологические и литосферные возмущения, например, тайфуны, песчаные бури, землетрясения, могут оказывать влияние на ионосферу Земли [Пулинец и др., 1998; Гохберг и Шалимов, 2004; Афраймович и Перевалова, 2006; Исаев и др., 2010]. Мониторинг состояния ионосферы в современных условиях необходим в задачах оперативного

прогноза опасных метео- и сейсмоявлений [Ware et al., 2001], повышении точности радиотехнических измерений [Hofmann-Wellenhof et al., 1997; Яковлев, 1998].

Магнитуда произошедшего 12 января 2010 г. в 21:53:10 UTC с координатами эпицентра 18.443° N, 72.571° W землетрясения по данным USGS (U.S. Geological Survey) составила M 7.0. Такая мощность землетрясения позволяет рассмотреть свойства неоднородных структур ионосферы и механизмы литосферно-атмосферно-ионосферного взаимодействия [Титова и др., 2019]. Данные механизмы взаимодействия, благодаря сложной взаимосвязи между ионосферой и нижней атмосферой, недостаточно изучены в настоящее время. Принято рассматривать несколько основных механизмов воздействия на ионосферу в качестве возможных:

1) волновой механизм [Монин и Яглом, 1967; Госсард и Хук, 1978; Hocke and Schlegel, 1996; Shalimov and Gokhberg, 1998; Гохберг и Шалимов, 2004], 2) электромагнитный механизм формирования возмущений ионосферы [Намгаладзе, 2007], 3) механизм проникновения электрического поля в ионосферу связан с возникновением электрического поля в приземном слое атмосферы и проникновением его вверх в ионосферу [Pulinets and Ouzhouov, 2011], 4) механизм вертикального переноса зарядов сторонним электрическим током, плотность которого на несколько порядков превышает фоновое значение [Sorokin et al., 2005].

Такое положение в теории говорит о необходимости постоянного всестороннего изучения взаимосвязи между ионосферой и нижней атмосферой различными способами, в том числе спутникового мониторинга.

Проведенный в работе [Титова и др., 2019] анализ изменения параметра степенного спада спектра ионосферных неоднородностей, имеющих скорости, соответствующие акустико-гравитационным волнам (от 300 до 1200 м/с) показал, что его отклонения от среднего значения служат индикатором возмущенности ионосферы в период землетрясения. Параметр степенного спада спектра ионосферных неоднородностей обладает локальным экстремумом в период 05–06 ч 13 января 2010 г., что соответствует отклику ионосферы непосредственно на землетрясение. Однако обнаружение АГВ, генерируемых в области будущего эпицентра землетрясения, с использованием только спектральных характеристик вряд ли возможно [Афраймович и Перевалова, 2006]. Поэтому следующим шагом является привлечение современных методов пространственно-временной обработки данных.

Целью работы является исследование литосферно-ионосферных проявлений, а именно, ионосферных неоднородностей, напрямую не связанных с гелио- и геомагнитной активностью, выделенных над Карибской литосферной плитой во время сильного землетрясения в январе 2010 г., при последовательном дифференцированном использовании общеизвестных специальных методов и программных алгоритмов обработки радиотехнической и геофизической информации об условиях распространения спутниковых радиосигналов.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Метод выделения ионосферной составляющей из радиотехнических измерений на сети приемников ГНСС

Для исследования изменчивости ионосферы используются глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС). Данные системы поз-

воляют определить полное электронное содержание (ПЭС, или англ. *TEC* – total electron content) – количество свободных электронов в столбе единичного сечения, вдоль пути распространения от спутника до приемника, в ионосфере [Афраймович и Перевалова, 2006]. Двухчастотный метод позволяет выделить из радиосигналов и изучить ионосферную составляющую, (*TEC units*, $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ электрон/м}^2$):

$$\text{TEC} = -\frac{1}{40.4} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + K + nL], \quad (1)$$

где f_1 и f_2 – соответствующие рабочие частоты; $L_1 \lambda_1, L_2 \lambda_2$ – дополнительные пути радиосигналов, обусловленные фазовым запаздыванием в ионосфере, м; L_1 и L_2 – число полных оборотов фазы на соответствующих рабочих частотах; λ_1 и λ_2 – длины волн, м; K – константа неоднозначности определения фазы; nL – погрешности определения фазового пути. Погрешность в определении вариаций ПЭС от фазовых измерений по формуле (1) составляет менее 0.1% относительно фоновой концентрации [Hofmann-Wellenhof et al., 1997; Куницын и др., 2007]; однако абсолютное значение ПЭС в этом случае неизвестно. Ряды значений наклонного ПЭС приводятся к эквивалентным вертикальным значениям с целью нормировки амплитуды возмущения и определения координат подионосферных точек с использованием известной методики [Klobuchar, 1986]:

$$\text{VTEC} = \text{TEC} \cos \left[\arcsin \left(\frac{R_E}{R_E + h_{\max}} \cos \theta_s \right) \right], \quad (2)$$

где R_E – радиус Земли; h_{\max} – высота максимума F2-слоя ионосферы; θ_s – угол места луча на НИСЗ, отсчитываемый от поверхности Земли.

Ряды ПЭС подвергаются фильтрации для получения изучаемой флуктуационной компоненты (отклонений от средних значений). Величина окна фильтра высокочастотного шума составляет период менее 3–5 мин [Афраймович и Перевалова, 2006; Захаров и др., 2008]. В работе использовалась оценка скорости изменения параметра ПЭС по времени, т.е. производной, а не сами значения ПЭС для исключения в (1) неопределенности начальной фазы регистрируемых сигналов [Hofmann-Wellenhof et al., 1997; Афраймович и Перевалова, 2006; Захаров и др., 2008]. Наряду с полным электронным содержанием, использованы данные только о фазовых вариациях на частоте L_1 для увеличения статистической значимости оценок. Отметим, что для анализа использовалась производная фазы L_1 , поскольку амплитуда излучаемого на этой частоте сигнала системы GPS больше, а сбоев меньше, чем у L_2 [Hofmann-Wellenhof et al., 1997; Захаров и др., 2008, 2016; Ясюкевич и др., 2015].

2.2. Метод GPS-интерферометрии для исследования ионосферы

Возможности, которые предоставляет пространственный GPS-интерферометр [Афраймович и Перевалова, 2006; Pi et al., 1997], используются, чтобы определить направление и скорость перемещения ионосферных возмущений литосферного и метеорологического происхождения в рассматриваемом регионе Земли.

GPS-интерферометр состоит из трех приемников в разнесенных точках пространства. Расположение станций такого интерферометра соответствует направлениям север–юг, запад–восток. Расстояния между станциями должны быть менее 50–100 км [Афраймович и Перевалова, 2006; Захаров и др., 2008], что позволяет использовать приближение плоского фронта волнового возмущения при обработке данных. Наземные станции, объединенные, с соблюдением вышеизложенных условий, по три из общего количества станций, расположенных в одном географическом регионе, формируют единую измерительную региональную ячейку подсети. Количество таких сформированных ячеек подсети зависит от плотности станций, размещенных в регионе. Первичными данными являются ряды значений наклонного ПЭС, определенные для каждой станции в ячейке подсети, а также соответствующие им ряды значений угла места и азимута направления на спутник. Выделенные на каждой станции вариации используются для корреляционной обработки при детектировании неоднородностей ионосферы в рассматриваемом регионе. Для исключения вариаций регулярной ионосферы, а также трендов, внесенных движением спутников, используются специальные процедуры цифровой фильтрации данных менее 5 мин [Афраймович и Перевалова, 2006; Захаров и др., 2008; Титова и др., 2019]. Метод имеет ракурсную зависимость амплитуды исследуемого сигнала от направления визирования на навигационный ИСЗ [Mercier, 1986].

Изменения в поведении радиосигналов и связанных с ними рядов значений ПЭС при условии, что приемник не зафиксировал первичных данных с длительными пропусками и сбоями [Захаров и др., 2016], вызваны наличием неоднородностей в ионосфере.

Указанный способ обработки реализован в пакете CRASS GPS [Захаров и др., 2008].

После выделения волновой структуры, для ее идентификации, мы используем кластерный анализ, применяемый в геофизике для структуризации данных по определенным признакам [Захаров и Будников, 2012].

2.3. Метод кластерного анализа по модифицированному алгоритму k -средних

Кластерный анализ [Дюран и Оделл, 1977] представляет собой многомерную статистическую процедуру, содержащую внутри себя информацию о выборке объектов, и затем упорядочивание этих объектов в сравнительно однородные группы. В процедуре кластерного анализа результаты отдельных наблюдений представляются точками некоторого геометрического пространства [Захаров и Будников, 2012]. Сами кластеры можно обозначить в качестве выделенных непрерывных областей пространства с относительно высокой плотностью точек, отделенных от других аналогичных областей, таким пространством, которое содержит относительно низкую плотность точек [Дюран и Оделл, 1977; Захаров и Будников, 2012].

В данной работе с помощью кластерного анализа осуществляется классификация тождественных неоднородных структур ионосферы, которые были выделены методом GPS-интерферометрии различными ячейками GPS-приемников. В качестве параметров для кластерного анализа выбраны четыре признака: первые два – географические координаты, третий – направление движения неоднородной структуры и четвертый – время наблюдения структуры ячейками сети, подробнее см. [Захаров и Будников, 2012].

Общеизвестное действие итеративного алгоритма k -средних следующее: он стремится минимизировать суммарное квадратичное отклонение точек кластеров от центров этих кластеров, сама кластеризация происходит за счет смещения этих центров.

$$V = \sum_{i=1}^k \sum_{x_j \in S_i} (x_j - \mu_i)^2, \quad (3)$$

где k – число кластеров; S_i – полученные кластеры; $I = 1, 2, \dots, k$; μ_i – центры масс векторов x_j , принадлежащих S_i . Алгоритм завершается, когда на какой-то итерации не происходит изменение кластеров. У алгоритма k -средних существуют известные недостатки [Захаров и Будников, 2012].

Для устранения недостатков используется модифицированный алгоритм k -средних, реализованный в работе [Захаров и Будников, 2012]. Модификация производится за счет специального выбора первичного разбиения. Начальное число кластеров задается как половина объема исследуемой выборки. Инициализация алгоритма производится статистически значимое число раз от 30 до 100 [Захаров и Будников, 2012; Ясюкевич и др., 2015]. Многомерная фильтрация данных позволяет получать устойчивые оценки параметров конкретной выделяемой структуры. Способ обработки был реализован в пакете CRASS GPS, подробнее в [Захаров и Будников, 2012].

2.4. Выбор расчетного периода мониторинга для рассматриваемого сейсмического события

Землетрясения, как правило, не бывают единичными, они группируются в пространстве и времени. Исследования пространственно-временных закономерностей в проявлениях сейсмической активности [Гайский, 1970; Лютиков и Родина, 2013] позволяют решить прикладной вопрос выбора необходимого расчетного периода и необходимой географической площади мониторинга, иными словами, задать достаточные границы для регионального мониторинга. Для лучшего понимания приведем несколько основных понятий, используемых на этом этапе работы. Под сейсмическим режимом какой-либо области подразумевается совокупность землетрясений этой области, рассматриваемая в пространстве и во времени. Сейсмический режим изображается в пространстве совокупностью точек, расположенных дискретно. Задачей изучения сейсмического режима является анализ особенностей расположения точек в пространстве и установления закономерностей, которым это распределение подчиняется [Гайский, 1970]. Рой землетрясений – группа, в которой нет выделяющегося магнитудой главного толчка, но присутствуют два и более землетрясения с близкими магнитудами [ГОСТ, 2017]. Сейсмическая активность, количественная мера сейсмического режима на рассматриваемой территории за определенное время наблюдения. Главными характеристиками очага землетрясения являются координаты φ , λ , h гипоцентра, время возникновения землетрясения t и его сейсмическая энергия E , т. е. энергия сейсмических волн, излучаемая областью очага. Таким образом, каждое землетрясение можно представить точкой в некотором пятимерном пространстве $\Pi(\varphi, \lambda, h, t, E)$. Анализ можно проводить посредством исследования некоторых частных вспомогательных функций отдельных аргументов при фиксированном значении остальных [Гайский, 1970]. Наиболее полной характеристикой сейсмического режима является плотность $N_{\varphi, \lambda, h, E, t}$ землетрясений в пространстве Π [Гайский, 1970]

$$N_{\varphi, \lambda, h, E, t} = \frac{dN}{d\Pi}, \quad (4)$$

где $d\Pi$ – элементарный объем пространства Π ; dN – число точек-землетрясений в объеме $d\Pi$.

$$N = \int_{\Omega} N_{\varphi, \lambda, h, E, t} d\Pi \quad (5)$$

называют обычно повторяемостью землетрясений в некоторой области пространства Ω . Одной из упомянутых частных функций сейсмического режима является функция $N(E)$ при фиксированных интервалах $\Delta\varphi$, $\Delta\lambda$, Δh и Δt , данная зависимость рассматривается как одна из важнейших характеристик сейсмического режима исследуе-

мого района при количественном описании сейсмичности [Гайский, 1970]. Энергия перемещается в среде вместе с возмущением, что учитывается при выборе расчетного периода наблюдений. Сейсмическая энергия землетрясения может быть измерена непосредственно по скоростным сейсмограммам и преобразована в магнитуду M_w по шкале моментной величины, определенной Kanamori [1977]. Шкала магнитуды момента (MMS) обозначается через M_w , где w обозначает работу, энергию, и обычно подразумевается с использованием единственного M для магнитуды, является мерой магнитуды землетрясения, напрямую, в отличие от других шкал, связанной с энергией землетрясения [Kanamori, 1977]. Стандартно используется USGS – Геологической службой США [Earthquake Magnitude, Energy Release, and Shaking Intensity: [сайт]. URL: (<https://www.usgs.gov/natural-hazards/earthquake-hazards/science/>); GCMT (Catalog) Lamont-Doherty Earth Observatory Global CMT project, New York, USA: [сайт]. URL: (<https://earthquake.usgs.gov/data/comcat/catalog/gcmt/>); Global CMT Catalog Search: [сайт]. URL: (<https://www.globalcmt.org/CMTsearch.html>)] для сообщения о крупных землетрясениях (обычно $M > 4$). Данные по магнитуде представлены в открытом доступе (U.S. Geological Survey: [сайт]. URL: (<https://earthquake.usgs.gov/earthquakes>)). Энергия землетрясения рассчитана по формуле [Kanamori, 1977]

$$M_w = \frac{2}{3} \lg E_s - 3.2, \quad (6)$$

где E_s – сейсмическая энергия в Дж.

По энергии землетрясения определяется энергетический класс землетрясения $k_0 = \lg E_s$, к нему при этом относят число землетрясений, у которых логарифм энергии сейсмических волн приходится на интервал $(k_0 - 0.5; k_0 + 0.5)$. Нормированная повторяемость землетрясений определенного класса названа сейсмической активностью [Гайский, 1970]. Поскольку в этой работе период мониторинга, используя сейсмологическую терминологию, относится к краткосрочным интервалам наблюдений за сейсмической активностью в данном районе земного шара, то имеющаяся выборка из 83 сейсмических событий показала целесообразность представления данных в качестве двух распределений: изменения энергии землетрясения во времени и их количество за каждые сутки наблюдения. Распределение количества событий по суткам обнаружило следующую зависимость. Выявлены такие сутки, в которых содержатся группы событий, не выделяющиеся магнитудой главного толчка, но в них присутствуют два и более землетрясения с близкими магнитудами (рой землетрясений). Вместе с тем землетрясения, энергия которых относительно среднего значения распределяется от некоторых минимальных

значений до максимальных за определенный временной интервал, могут быть объединены в группы цикличности. Такое поведение отдельных событий с $M > 4$, представленное сгруппированным, показывает повторяемость за определенное количество суток: 10 дней, 5 дней, 3 дня до основного удара и 3 дня после него.

Серия форшоков, которая предшествует основному толчку, а затем зарегистрированные афтершоки после основного толчка оконтуривают очаговую область пространства, определяют выбор периода мониторинга значимых событий [Лютиков и Родина, 2013].

2.5. Геофизический анализ

Результаты, полученные после использования методов GPS-интерферометрии, кластерного анализа, требуют качественной и количественной систематизации для понимания их геофизической сути. Для этого был осуществлен геофизический анализ с применением обновленной цифровой модели границ литосферных плит [Bird,

2003]. Произведя географическую привязку, полученных кластерным анализом волновых структур, к топографической карте местности, следующим шагом необходимо вычислить минимальные горизонтальные расстояния между выделенными ионосферными неоднородностями (взятых в проекции на поверхность Земли) и границами литосферных плит. Полученное выражение в [Hofmann-Wellenhof et al., 1997; Gade, 2010] дает результат в виде выражения арккосинуса, см. первую часть (7). Однако, как обсуждалось в [Gade, 2010], реализация, определяющая угол из арккосинуса, создаст численные проблемы для малых углов. Поэтому для определения расстояния между двумя точками на поверхности Земли, использована функция арксинуса, см. вторую часть (7). Формула определяет расстояние по дуге большого круга между двумя точками на сфере с учетом их долготы и широты. Важный в навигации, это частный случай более общей формулы сферической тригонометрии, закона гаверсинусов $\text{hav}(\theta) = \sin^2(\theta/2)$, который связывает стороны и углы сферических треугольников [Gade, 2010].

$$D_{AB} = \arccos(\sin(\lambda_A)\sin(\lambda_B) + \cos(\lambda_A)\cos(\lambda_B)\cos(\mu_A - \mu_B)) R_E = 2 \arcsin\left(\sqrt{\sin^2\left(\frac{\lambda_A - \lambda_B}{2}\right) + \cos(\lambda_A)\cos(\lambda_B)\sin^2\left(\frac{\mu_A - \mu_B}{2}\right)}\right) R_E, \quad (7)$$

где D_{AB} — расстояние между координатами проекции выделенной ионосферной структуры на поверхность Земли и границей литосферной плиты из обновленной цифровой модели, опубликованной в [Bird, 2003]; λ_A и λ_B — их широты; μ_A и μ_B — их долготы. Погрешность вычислений может достигать до 1% в связи с колебаниями радиуса Земли в разных точках планеты.

В цифровом формате обновленной модели границ литосферных плит и орогенов данные содержатся в виде последовательности дискретных точек, расстояния между соседними точками не длиннее 111 км (1°), ошибка округления в месторасположениях не превышает ± 60 м [Bird, 2003]. Учитывая изложенное, интервал дальности между проекцией выделенной ионосферной структуры на поверхность Земли и ближайшими к ней границей литосферной плиты или орогенами задается меньше либо равным 1° в заданном азимуте, в k не пересекающихся полосах одинаковой площади.

Сейсмические поверхностные волны Рэлея, скорости которых велики по сравнению со скоростью звука в атмосфере, могут излучать акустические волны. Задача о генерации горизонтально распространяющейся сейсмической волной акустической волны в атмосфере аналогична задаче о генерации электромагнитных волн в среде заря-

женной частицей [Куницын и др., 2011; Шалимов и др., 2019]. При этом излучается атмосферная волна под углом, который определяется из дисперсионного уравнения для атмосферных волн соотношением

$$\cos^2 \phi = \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 M^2 - \frac{1}{4H^2} \left(1 - \frac{4(\gamma - 1)}{M^2 \gamma^2}\right)}, \quad (8)$$

где M — число Маха (отношение скорости сейсмической волны к скорости звука); k_{\perp} — горизонтальная компонента волнового вектора; H — высота однородной атмосферы; $\gamma = c_p/c_v$ [Куницын и др., 2011]. При высоте однородной атмосферы $H \approx 8$ км, скорости сейсмической поверхностной волны v порядка 3 км/с, периода T волны Рэлея 20 с, волновой вектор $k_{\perp} \approx 2\pi/vT$; число Маха $M \approx 10$, волновой вектор возбуждаемой акустической волны будет направлен практически вертикально $\phi \approx 86^\circ$. В свою очередь, сгенерированные литосферными сейсмическими волнами от землетрясения атмосферные акустико-гравитационные волны, особенно интенсивны в верхних слоях атмосферы с малой плотностью и ионосфере, где посредством столкновений нейтральных и заряженных частиц приводят в движение ионосферную плазму [Шалимов и др., 2019]. Поскольку плотность атмосферы экспоненциально умень-

шается с высотой, то при сохранении энергии возмущения амплитуда волн увеличивается по мере распространения вверх. Благодаря этому в ионосфере возможна регистрация атмосферных возмущений, которые слабо различимы на фоне атмосферных шумов в приземном слое [Гохберг и Шалимов, 2004; Шалимов и др., 2019].

Угол между точками с координатами границ литосферных плит, орогенов как возможных источников возмущения и точками с ионосферными координатами для неоднородных структур, зарегистрированных на основе кластерного анализа, вычисляется в рамках модели ионосферы GPS (высота слоя ионосферы 350 км), произведя тригонометрические преобразования для расчета неоднородных структур и подионосферных проекций неоднородных структур ионосферы. Иными словами, зная координаты литосферных границ, ионосферных проекций, подионосферных проекций неоднородных структур, вычислив расстояния между ними, вычисляются углы.

2.6. Статистический анализ

Статистический анализ позволяет дать количественную и качественную итоговые оценки для выделенных неоднородных структур как отклика в ионосфере на сейсмическую активность в регионе. Получив в ходе геофизического анализа расстояния между выделенными в ионосфере неоднородными структурами и ближайшими к ним литосферными границами или орогенами, имеет значение рассмотреть их распределение относительно конкретных границ соприкосновения литосферных плит, например, Карибской и Северо-Американской плит, Карибской и Кокос и др. Рассмотреть их распределение по классам границ: океанические и континентальные разломы, субдукции. Для этого определим численные характеристики. Обозначим N_i – число подионосферных проекций неоднородных структур ионосферы, зарегистрированных на основе кластерного анализа, приходящихся на конкретную границу литосферной плиты, на конкретный класс границы в течение времени наблюдения T ; S_i – общее число подионосферных проекций неоднородных структур ионосферы, зарегистрированных на основе кластерного анализа в течение времени наблюдения T ; P_i – повторяемость неоднородных структур ионосферы, зарегистрированных на основе кластерного анализа приходящихся на конкретную границу литосферной плиты, на конкретный класс границы в течение времени наблюдения T :

$$P_i = \frac{N_i(T)}{S_i(T)} \times 100\%. \quad (9)$$

Распределение по ориентированию границ литосферных плит, горизонтальной удаленности каждой неоднородной структуры от литосферной границы или орогена удобно представить совместно на круговой диаграмме, применяя для этого полярные координаты. Круговая диаграмма содержит равные секторы. Число секторов зависит от количества литосферных границ плит в выбранном регионе. Каждой границе соприкосновения литосферных плит, границе смены подстилающей поверхности (прибрежной линии), когда это имеет сравнительную значимость статистических результатов в дни 12 и 13 января 2010 г. соответствует определенный сектор на диаграмме. Все полученные секторы внутри себя содержат равные составляющие части. Единица измерения полярного угла принимается по аналогии из военной сферы, представляющая собой долю радиана (0.07 рад или 4.01°), с таким расчетом, чтобы каждый сектор состоял из равных частей, цена деления составляет десятые доли километра внутри каждого сектора. Например, в секторе Карибской и Северо-Американской плит возьмем радиус-вектор 60 км, он соответствует нулевому повороту, один поворот на 0.07 рад соответствует 60.1 км и так до 60.9 км. Аналогично во всех секторах. Это позволяет наглядно представить плотность распределения удаленности выделенных неоднородных структур от границ литосферных плит, выражаясь военной терминологией – кучность, что в свою очередь дает количественную оценку удаленности расположения неоднородных структур относительно всех литосферных границ. Иными словами, данное представление статистических результатов делает наглядно понятным на какое расстояние приходится наибольшее количество выделенных структур по всем секторам в целом.

3. ДАННЫЕ

Данные глобальных специализированных сетей станций IGS (International Geophysical Survey) и UNAVCO (University Navstar Consortium) были использованы в данной работе. Их станции наземного базирования позволяют получать достаточно разрешение по пространству [Титова и др., 2019]. Для регионального анализа методом GPS-радиоинтерферометрии было обработаны данные от 67 станций. Временное разрешение данных, представленных в свободном доступе в формате RINEX, составляет 30 с. Обработана обширная статистическая база пространственно-временных измерений: более 5 миллионов отсчетов фазы радиосигналов на обеих рабочих частотах.

Данные о землетрясениях за рассматриваемый период, полученные из базы USGS – Геологической службы США: [сайт]. URL: (<https://earthquake.usgs.gov/earthquakes>), данные обновленной

цифровой модели границ литосферных плит [Bird, 2003] были использованы в работе. Совместно с ними данные о геомагнитной активности из мирового центра WDC, Kyoto: [сайт]. URL: (<http://wdc.kugi.kuoto-u.ac.jp/dstae>) были применены в этой работе.

По данным USGS в период 01–15 января 2010 г. зарегистрировано 83 землетрясения с $M > 4$. Геомагнитная обстановка в указанный период была в целом невозмущенной по данным WDC, Kyoto, абсолютная величина *Dst*-индекса не превышала 20 нТл.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 1 показана временная зависимость логарифма энергии, рассчитанная по формуле (6). Шаг дискретизации 6 ч. Тонкие горизонтальные прямые задают положение величины выборочной дисперсии относительно среднего значения, отмеченного жирной горизонтальной прямой на графике. Штриховой линией на графике отмечено время основного удара. Видно, что в районе землетрясения накапливается энергия порядка 10 ПДж (10^{15} Дж). Штрихпунктирными линиями разграничены периоды, в которых наблюдается цикличность землетрясений от наименьших значений до наибольших относительно среднего значения в течение определенного количества дней. В первом периоде наблюдается рой землетрясений, из которого у одного землетрясения величина энергии достигает значения верхней границы выборочной дисперсии и является наибольшим значением 10^{12} Дж на выбранном интервале, наименьшим значением энергии 10^{10} Дж на этом же интервале обладает предшествующее землетрясение. Затем наступают дни, когда величина энергии землетрясений убывает, а потом вновь возрастает, достигая наибольшего значения в следующем интервале. Таким образом, первый интервал дней (в сутках), в котором наблюдались периодичность величины энергии землетрясения, получился с 02 по 06 января. Второй интервал с 07 по 09 января. В период с 09 января по 11 января наблюдаются спокойные дни – третий интервал. Отдельным интервалом выделен день основного землетрясения 12 января. Начиная с 13 января до 15 января наблюдается серия афтершоков, среди которых трудно выделить наибольшее и наименьшее значение энергии, но в целом величина энергии землетрясений в эти сутки убывает, что задает пятый интервал наблюдения. На рисунке 2 показана суточная сейсмическая активность землетрясения с $M > 4$, исходя из выбранных пяти интервалов наблюдения. Первый интервал наблюдений начинается отсчет сейсмичности за 10 дней до основного толчка и продолжается в течение 5 сут, число событий в нем было менее десяти. Второй интервал наблюдений начинается за 5 дней до основного

толчка в течение 2 сут, включает число событий так же менее десяти. Следующий интервал сейсмичности начинается за 3 дня до основного удара в течение 3 сут, в нем было отмечено всего одно событие. Четвертый интервал наблюдений: в день основного удара произошло 13 сейсмособытий. Пятый интервал сейсмичности – первый день после основного удара в течение 3 сут число сейсмособытий увеличилось до 60.

Итак, основному толчку предшествовала серия форшоков, начавшихся 02 января с $M 4.2$ и продолжавшихся с нарастающей интенсивностью до 09 января. Землетрясение $M 5.1$ было зафиксировано 11 января 2010 г. После основного толчка 12 января 2010 г. было зарегистрировано более шестидесяти афтершоков с $M 4.2$ и выше. Число событий с $M > 4$ стало убывать до $M < 4$ в течение 3 сут после основного удара до 16 января. Такая сейсмическая активность, оконтуривающая очаговую область пространства по форшокам первых и афтершокам завершающих событий, определяет период мониторинга не менее 15 дней значимых событий [Лютиков и Родина, 2013].

В ходе обработки рядов спутниковых данных соответствующие им неоднородности были выделены для каждого дня наблюдений. Например, рис. 3 показывает в системе географических координат подионосферные точки (проекции соответствующих ионосферных точек на поверхность Земли), выделенные 09 января 2010 г., используя метод GPS-интерферометрии, но до применения к ним кластеризации. Отметим, что 09 января является спокойным днем после продолжительной серии форшоков. Подионосферные точки получены в результате обратной трассировки луча заданного волновым вектором выделенной структуры в предположении, что высота максимума слоя *F2* составляет 350 км. На карте рис. 3 наглядно представлены скопления неоднородностей, обладающих близкими свойствами. Далее для каждого дня был проведен кластерный анализ. Сходные структуры были выделены, неустойчиво детектируемые неоднородности исключены, согласно алгоритму, изложенному в работе [Захаров и Будников, 2012]. На рисунке 3 и далее на рис. 4, рис. 6, выходящий из объектов, которые обозначены круглыми ахроматическими точками, луч задает направление движения структуры. Длина луча пропорциональна скорости кластеров неоднородных структур. Размеры криволинейных сегментов на данных рисунках, как и в работе [Захаров и Будников, 2012], содержат оценку дисперсии скорости и направление движения кластера. Овалами указаны географические области, которые сравниваются между собой на разных рисунках, чтобы выявить схожесть предполагаемых литосферных источников, спровоцировавших возмущения в ионосфере. На рисунках 3, 4, 6 квадра-

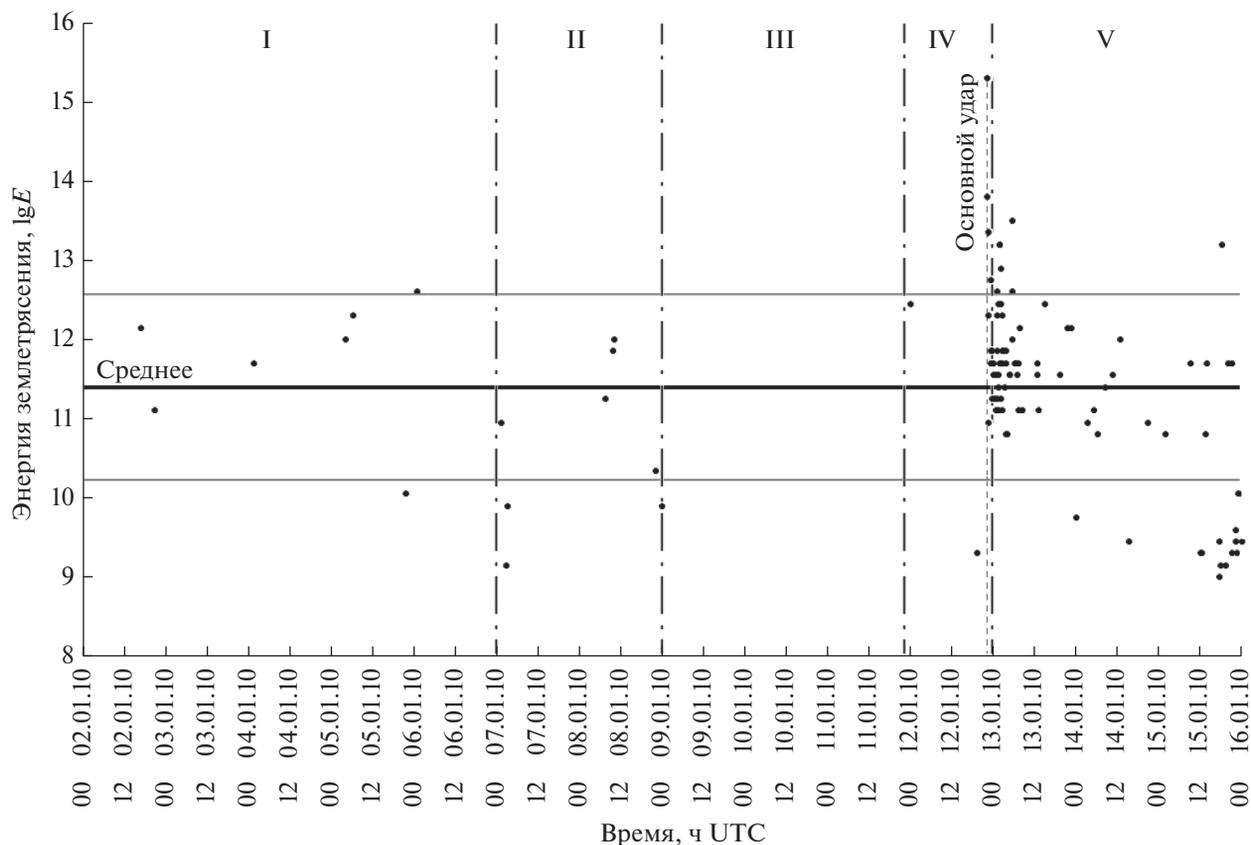


Рис. 1. Временная зависимость энергии землетрясений в период 02–16 января 2010 г.

тами разных размеров обозначены географические координаты сейсмических толчков различной мощности.

На рисунке 4 в системе географических координат показаны результаты непосредственно в день землетрясения 12 января 2010 г. Получено, что в период (04–08) UTC выделяются две кластерные структуры, идущие практически одинаково на юго-запад с одинаковыми скоростями (430 ± 70) м/с. Одна неоднородная структура выделена в период (08–12) UTC, распространяющаяся в том же направлении со скоростью (350 ± 60) м/с. Наконец, в период (20–24) UTC, т.е. в период основного землетрясения, удалось выделить ионосферную неоднородную структуру, распространяющуюся на северо-восток со скоростью порядка (1200 ± 460) м/с. Скорости распространения соответствуют акустико-гравитационным параметрам в верхней атмосфере.

На рисунке 5 в полярных координатах представлено количественное распределение выделенных неоднородных структур ионосферы, которые обозначены ахроматическими точками на предыдущем рис. 4, от ближайших к ним границ литосферных плит и побережья залива. Расстояние задано в км по полярной оси. Не все получен-

ные неоднородные структуры ионосферы, которые обозначены точками на предыдущем рисунке, расположены вблизи стыков литосферных плит, разломов. Поэтому на рис. 5 приводятся характеристики расстояний для тех неоднородных структур, которые были выделены именно в окрестностях границ литосферных плит и разломов, побережья залива – резкой смены подстилающей поверхности. Видно, что неоднородные структуры ионосферы распределены на расстояниях, близких к зоне разлома – Enriquillo Plantain Garden fault zone (*EPGF*), к зоне разлома – Hispaniola fault (*HF*), в области Мексиканского залива (*Gulf of Mexico*) и у его побережья. Расстояния до *EPGF* составляют 5.13 км, 16.23 км для структур, выделенных в периоды, соответственно (04–08) UTC и (08–12) UTC. Расстояние от выделенной кластерной структуры до *HF* составляет 17.7 км в период (20–24) UTC. Расстояния от неоднородных ионосферных структур до побережья Мексиканского залива составляют величины от менее 1 км до 26.7 км, выделенных в течение всего дня.

Таким образом, угол распространения возбуждаемой акустической волны близок к значениям $\sim 86.72^\circ - 89.18^\circ$ для 12 января 2010 г.

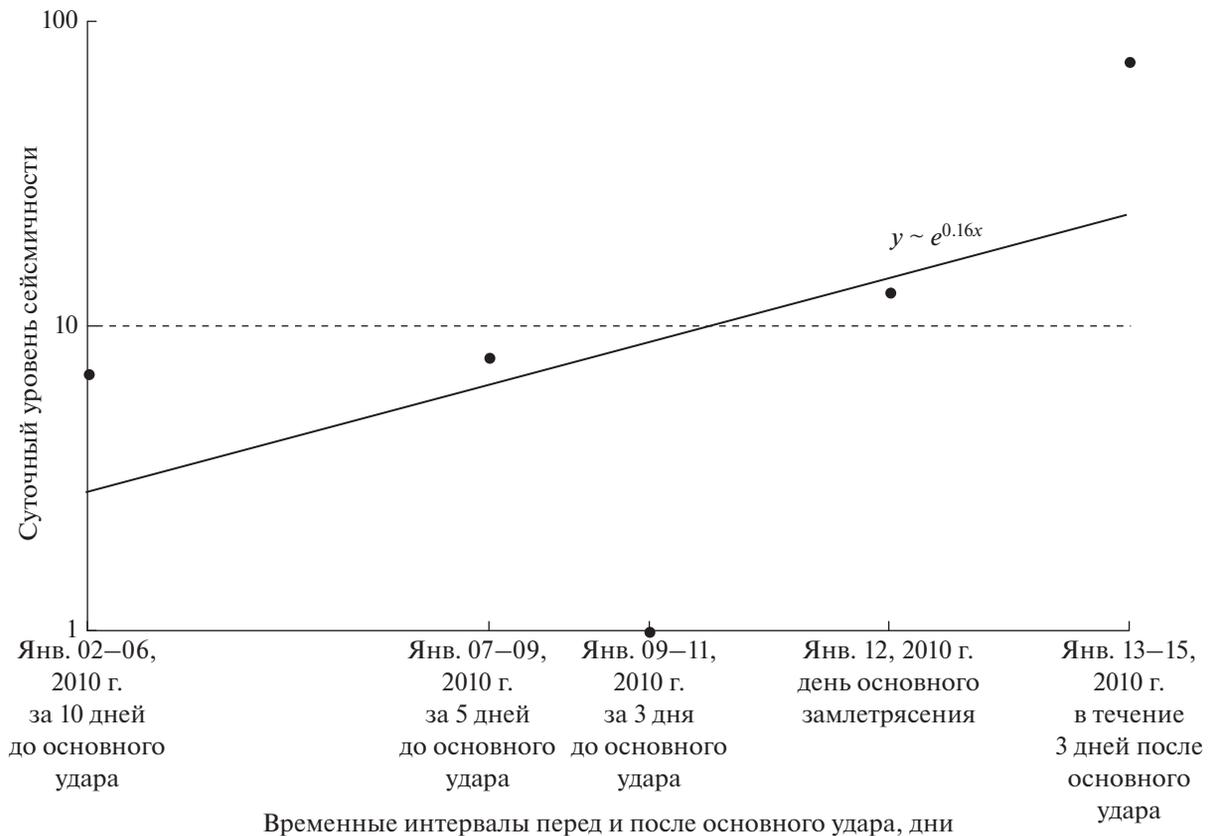


Рис. 2. Сейсмическая активность в период 02–16 января 2010 г.

На рисунке 6 показан следующий день наблюдений 13 января 2010 г. в системе географических координат. Кластерный анализ, в пределах указанной точности, позволяет выделить одну структуру, связанную с событиями на о-ве Гаити. Эта неоднородная структура распространяется на юго-запад в период (08–12) UTC. В области Наветренных Антильских островов Карибского бассейна, отмеченной эллипсом, получилось выделить 13 января 2010 г. значительно больше структур, чем для этой области 12 января 2010 г. на рис. 4. В пределах граничной области Карибской литосферной плиты и Северных Анд (CA–ND) удалось выделить одну структуру, связанную с зоной субдукции. Данная структура распространяется на юго-запад в тот же период (08–12) UTC. Выделяются структуры, как и в предыдущий день, в Мексиканском заливе и у его побережья.

В полярных координатах, на рис. 7 представлено количественное распределение выявленных неоднородных структур ионосферы из рис. 6. По полярной оси расстояние задано в км. Видно, что расстояние до EPGF составляет 63.7 км, расстояние до литосферной границы CA–ND составляет 77.39 км для неоднородных структур, выделенных в период (08–12) UTC. Расстояния до побережья Мексиканского залива составляют ве-

личины от менее 1 км до 87.28 км для неоднородных ионосферных структур, выделенных в течение всего дня.

Для 13 января распространение возбуждаемой акустической волны от литосферных источников так же близко к вертикальному, угол распространения $\sim 77.12^\circ - 89.18^\circ$.

Интерпретация полученных результатов за весь период мониторинга и особенности топологии исследуемого региона представлены на рис. 8 в системе географических координат. Все неоднородные ионосферные структуры, которые были определены в результате кластеризации, обозначены на рис. 8 черным цветом. Данные обновленной цифровой модели о границах плит по классам [Bird, 2003] показаны на рис. 8 кружками ахроматических цветов — белый и все оттенки серого цвета. В основном неоднородные ионосферные структуры распределены согласно тектоническим границам Карибской плиты и орографическим объектам.

В полярных координатах на рис. 9 расстояние отложено в км по полярной оси. Рисунок 9 демонстрирует продолжение анализа результатов, показанных на рис. 8, качественное и количественное распределение расстояний, на которых

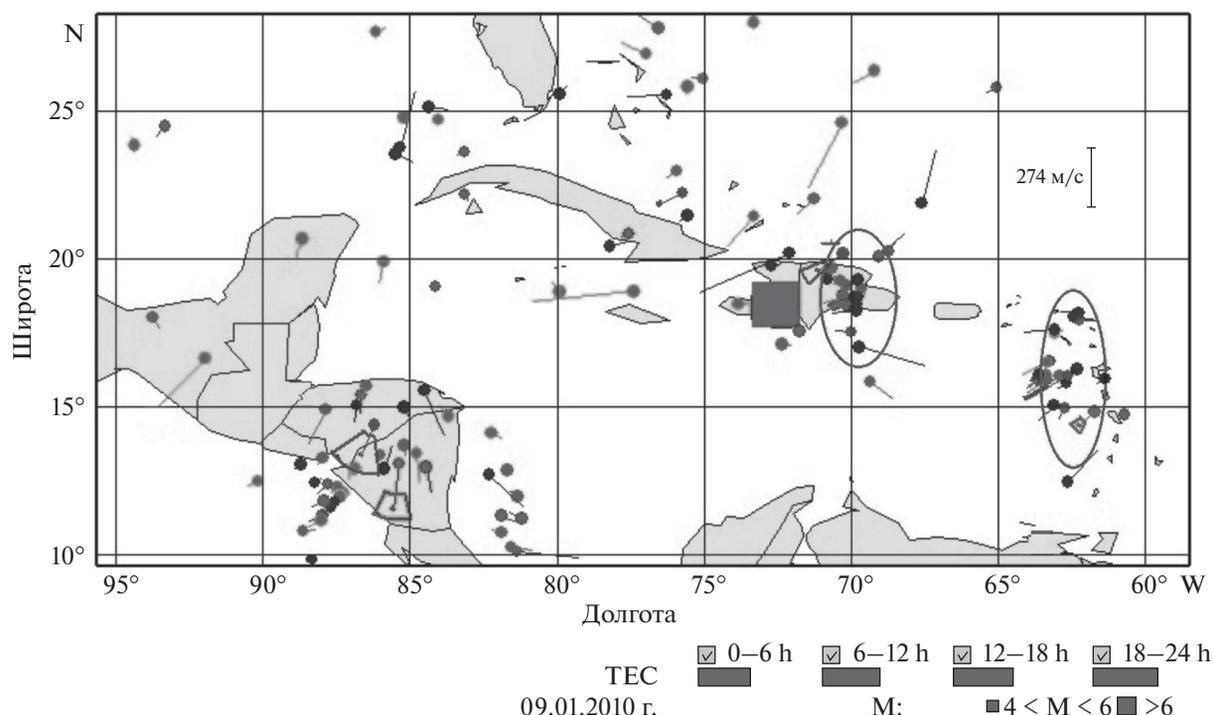


Рис. 3. Неоднородные структуры ионосферы, выделенные 09 января 2010 г. Ахроматическая дифференциация структур, обозначенных здесь точками, соответствует интервалам времени, в которые они выделены. Лучи задают направление движения структур. Длина лучей пропорциональна скорости неоднородных структур. Овалами указаны, во-первых, кластеры, которые можно обозначить в качестве выделенных непрерывных областей пространства с относительно высокой плотностью объектов, отделенных от других областей, таким пространством, которое содержит относительно низкую плотность объектов. Во-вторых, географические области, которые сравниваются между собой на разных рисунках, чтобы далее выявить схожесть предполагаемых литосферных источников, спровоцировавших возмущения в ионосфере. Прямоугольник отмечает эпицентр основного толчка землетрясения.

удалены неоднородные ионосферные структуры, выявленные за весь период мониторинга, от границ литосферных плит. На данном рис. 9, во-первых, получено, что наибольшая плотность неоднородных структур ионосферы приходится на граничную область Карибской литосферной плиты и Североамериканской плиты (CA-NA) в целом и на ту ее часть, которая образует границы микроплиты – the Gonave Microplate, а именно, на зону разлома – Enriquillo Plantain Garden fault zone (EPGF), и на зону разлома – Septentrional fault zone (SFZ). Заметно меньшая плотность локализации неоднородных структур относительно границ прочих литосферных плит. Во-вторых, устойчиво выделились три области расстояний, по которым распределяются неоднородные структуры ионосферы: от менее 1 до 20 км, от 20 до 70 км, от 70 до 110 км. Наибольшая локализация неоднородных ионосферных структур от границ литосферных плит в интервале расстояний от 20 до 70 км – 55%. На интервалы расстояний менее 1 до 20 км приходится 17%, от 70 до 110 км приходится 28% точек.

Таким образом, угол распространения возбуждаемой акустической волны от вероятных лито-

сферных источников в целом для периода мониторинга имеет значения $\sim 73^\circ\text{--}89^\circ$.

На рисунке 10 представлено количественное распределение неоднородных структур ионосферы по классам границ литосферных плит за весь период мониторинга. По оси абсцисс совместно представлены два ряда полученных результатов, выраженные через гистограммы значений. Первый ряд – это классы границ плит: континентальный трансформный разлом (CTF), океаническая конвергентная граница (OCB), зона субдукции (SUB) и др. Каждый класс показан отдельным цветом: черным, серым, белым, а также оттенками серого цвета. Расшифровка всех классов приведена в легенде на рисунке справа. Второй ряд результатов – это количество литосферных плит, граничащих с Карибской литосферной плитой. Аббревиатуры литосферных плит, характер взаимодействия плит относительно друг друга непосредственно приведены под осью абсцисс. Скольжение показано через наличие в аббревиатуре литосферных плит знака “–”, движение одной плиты на другую показывает знак “/”, если правая плита опускается под левую плиту и, наоборот, показывает знак “\”. Каждая литосфер-

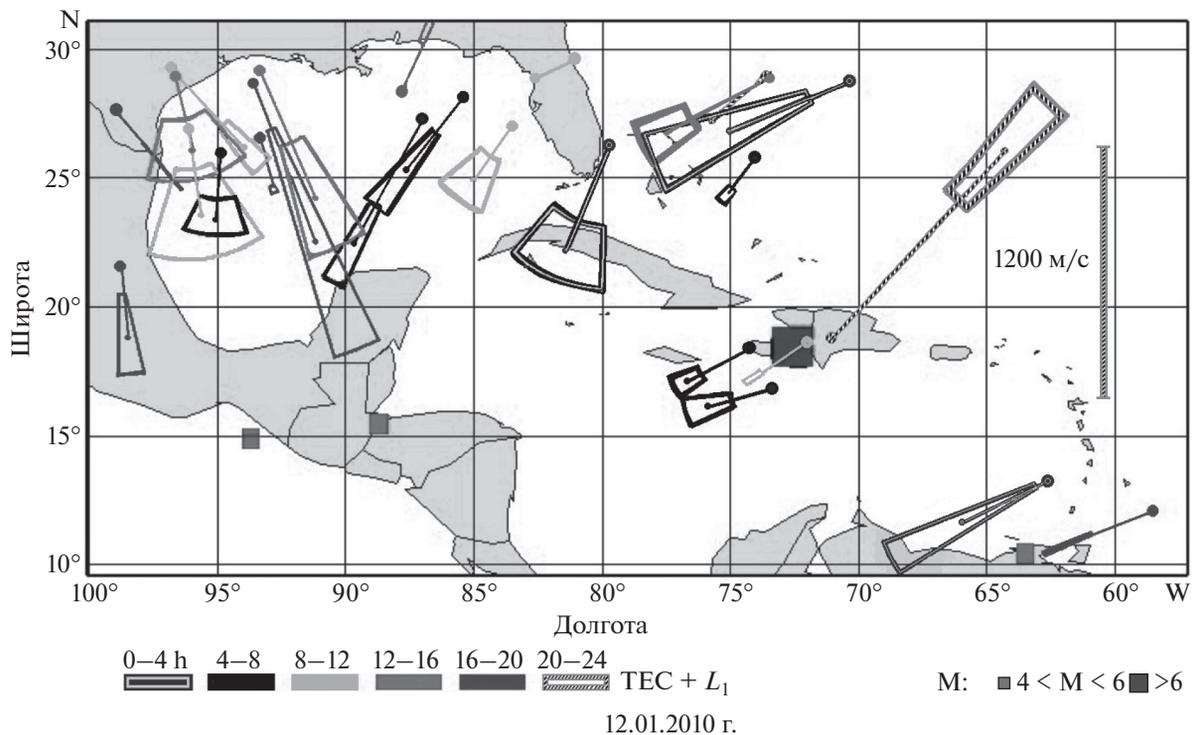


Рис. 4. Неоднородные структуры ионосферы, зарегистрированные на основе кластерного анализа для 12 января 2010 г. Ахроматическая и штрихованная дифференциация структур, обозначенных здесь точками, соответствует интервалам времени, в которые они выделены. Направление задает азимут движения неоднородных структур, длина вектора пропорциональна скорости. Размеры криволинейных сегментов содержат оценку дисперсии скорости и направление движения кластера. Наряду с полным электронным содержанием, использованы данные только о фазовых вариациях на частоте L_1 для увеличения статистической значимости оценок. Прямоугольники показывают координаты сейсмических событий, размеры пропорциональны магнитуде толчков.

ная плита показана оттенком серого цвета. Полностью наименования литосферных плит так же приведены под осью абсцисс. Геологическое строение плиты включает различные классы: разломы, субдукция и пр. Количество классов, присутствующих каждой конкретной плите, характеризуется шириной столбца гистограммы второго ряда по оси абсцисс. Повторяемость распределения неоднородных ионосферных структур по классам границ плит и в целом по областям самих плит приведена по оси ординат. На центральную область землетрясения пришлось 33% всех неоднородных ионосферных структур, на область границы Карибской литосферной плиты и Североамериканской плиты ($CA-NA$) пришлось 32%. На граничную область Панамской плиты и Карибской плиты ($PM-CA$) распределение неоднородных ионосферных структур составило 13%, на граничную область Карибской плиты и Кокосовой плиты (CA/CO) — 12%. На граничную область Карибской плиты и Северных Анд ($CA\ND$) — 8%, на граничную область Карибской плиты и Южноамериканской плиты (CA/SA , $CA-SA$) распределение неоднородных структур ионосферы составило 2%. В центральной области землетрясения

основная величина распределения неоднородных структур ионосферы приходится на континентальные разломы до 15%. В области $CA-NA$ неоднородные структуры ионосферы в основном локализованы над континентальной рифтовой границей, над океаническими разломами на них приходится по 11.5%. Доминирует в области $PM-CA$ океаническая конвергентная граница, на нее неоднородных ионосферных структур приходится 9%. В области CA/CO единственной является зона субдукции, 12% неоднородных структур ионосферы приходится на нее. Наибольшая повторяемость в области $CA\ND$ для неоднородных структур ионосферы пришлась также на зону субдукции — 6%.

Для удобства сравнения результаты представлены в табл. 1.

На рисунке 11 представлено частотное распределение в целом неоднородных структур ионосферы по классам границ литосферных плит за весь период мониторинга. По оси абсцисс представлены классы границ плит. Расшифровка всех классов приведена в легенде на рисунке справа. По оси ординат показано повторяемость распределения неоднородных структур ионосферы.

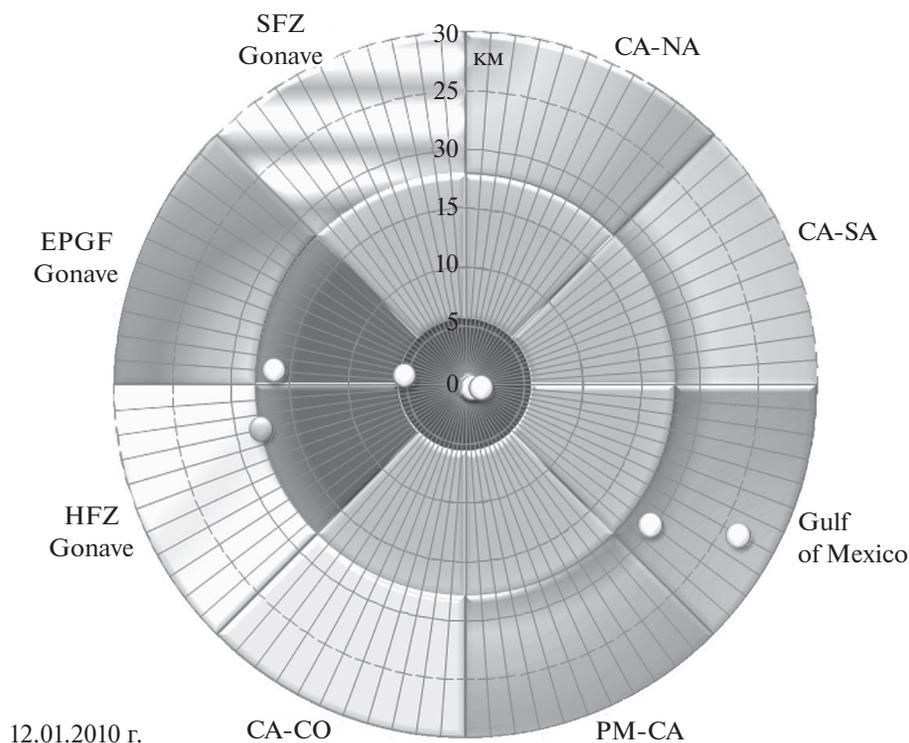


Рис. 5. Распределение расстояний от детектированных неоднородных структур ионосферы 12 января 2010 г. до ближайших литосферных границ. Дифференцированными цветами, охватывающими на диаграмме 2π радиан, демонстрируются расстояния, на которые приходится различная плотность — “кучность” выделенных структур по всем секторам в целом. Отличающиеся составные ахроматических цвета внутри секторов демонстрируют распределения расстояний, на которые приходится различная плотность выделенных структур для конкретного сектора.

Видно, что на зону субдукции пришлось 18% неоднородных структур ионосферы, на континентальные разломы *EPGF* и *SFZ* в центральной области землетрясения по 16%, на океаническую конвергентную границу — 11.5% неоднородных ионосферных структур и т.д.

На рисунке 12 показано статистическое распределение неоднородных структур ионосферы, обнаруженных методами GPS-интерферометрии, кластерного анализа на выбранной наблюдательной сети, по областям литосферных плит, по орографическим объектам Карибского бассейна. Из рисунка 12 видно, что значительная часть — 46%, ионосферных неоднородностей географически связана с местами орографических возмущений.

Вышеуказанные рисунки (1–12) представляют результаты, полученные методами GPS-интерферометрии, кластерного анализа, геофизического анализа, статистического анализа. Дополнительный интерес представляет рис. 13, который демонстрирует совмещенные данные в выбранном географическом регионе. Моделирование очага землетрясения и косейсмические смещения земной поверхности, представленные научным сообществом UNAVCO (Community Geophysical Event

Response — $M_w = 7$ Haiti Earthquake 1/12/2010: [сайт]. URL: <https://www.unavco.org/highlights/2010/M7-Haiti.html>) и результаты, полученные нами при детектировании неоднородных структур ионосферы в день землетрясения 12 января 2010 г.

На рисунке 13 для нас наибольшую ценность представляют такие данные, продемонстрированные со стороны научного сообщества UNAVCO, как результирующие косейсмические смещения, полученные по оценкам положения ГНСС-антенны до и после смещения. Результаты показаны черными стрелками, берущими свое начало от координат расположения станций GPS.

Для лучшего понимания обозначений на рис. 13, подробнее опишем конкретные результаты, которые послужили для получения результирующих косейсмических смещений на данном рисунке.

Реконструкция смещений в плоскости разрыва производилась по сетке размером 18×10 узлов (по простирацию и по падению, соответственно) с шагом по сетки 5×3 км. Плоскость разрыва в виде прямоугольной черной сетки на белом фоне показана в центре на рис. 13. Цвет внутри ячеек сетки отражает величины горизонтальных смещений, шкала соответствий указана внизу под основным полем рисунка. В интервале глубин 6–

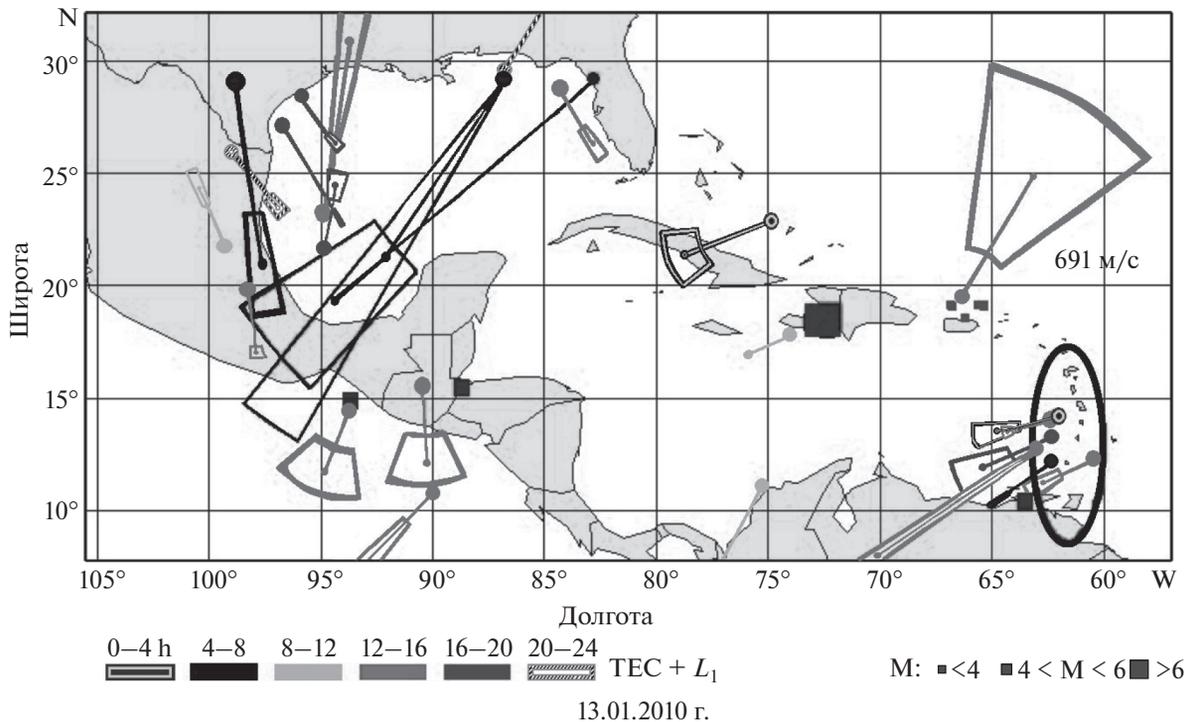


Рис. 6. Ионосферные неоднородности, выделенные на основе кластерного анализа для 13 января 2010 г. Ахроматическая и штрихованная дифференциация структур, обозначенных здесь точками, соответствует интервалам наблюдений в различные часы, в которые эти структуры были детектированы. Направление задает азимут движения неоднородных структур, длина вектора пропорциональна скорости. Размеры криволинейных сегментов содержат оценку дисперсии скорости и направление движения кластера. Наряду с полным электронным содержанием, использованы данные только о фазовых вариациях на частоте L_1 для увеличения статистической значимости оценок. Прямоугольники показывают координаты сейсмособытий, их размеры пропорциональны магнитуде толчков. Овалом показана географическая область, которая сравнивается между собой на разных рисунках, чтобы выявить схожесть предполагаемых литосферных источников, спровоцировавших возмущения в ионосфере.

9 км выделяются области максимальных смещений, величины которых достигают порядка 5 м. Значимые смещения в очаге землетрясения проявились на расстоянии 40–50 км по простиранию и 6–12 км по падению. Более подробно это видно на отдельном графике, представленном в публикации (Community Geophysical Event Response – $M_w = 7$ Haiti Earthquake 1/12/2010: [сайт]. URL: <https://www.unavco.org/highlights/2010/M7-Haiti.html>).

Косейсмические смещения земной поверхности также показаны на рис. 13. Черный и белый цвета, а также весь спектр серого между ними задают величину вертикального поднятия и опускания. Порядок величины вертикальных смещений достиг 20 см. Результирующие косейсмические смещения, полученные по оценкам положения ГНСС-антенны до и после смещения, показаны черными стрелками.

Объединение данных косейсмических смещений с координатами ионосферных неоднородных структур, полученных в результате кластерного анализа для 12 января 2010 г., обнаруживают зави-

симость с направлениями смещений в указанном географическом интервале.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем обсудить полученные результаты, стоит предварительно сказать, что в литературе имеется достаточное число работ, посвященных пониманию механизма формирования акустико-гравитационных волн [Row, 1967; Госсард и Хук, 1978; Гершман и др., 1984; Афраймович и Перевалова, 2006; Куницын и др., 2007, 2015]. На распространение АГВ влияет стратификация атмосферы, наиболее устойчивыми оказываются волны с периодами, совпадающими с собственными частотами, соответствующим частотам Брента–Вяйсяля (~0.2–2 мГц) [Афраймович и Перевалова, 2006; Гохберг и Шалимов, 2004]. Для параметров атмосферы на ионосферных высотах характерные частоты АГВ лежат ниже резонансных частот, с периодами от нескольких минут до 2–3 ч, имеют скорости распространения ниже скорости звука на этих высотах, от 300 до 1200 м/с [Госсард и Хук, 1978; Гершман и др., 1984].

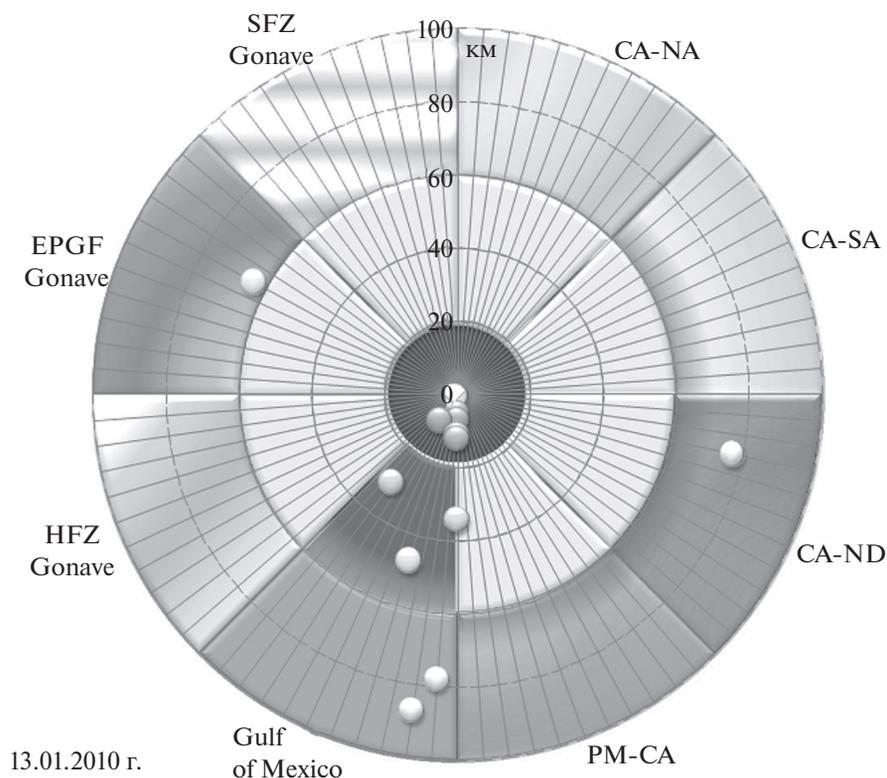


Рис. 7. Распределение расстояний от детектированных неоднородных структур ионосферы 13 января 2010 г. до ближайших литосферных границ. Дифференцированными цветами, охватывающими на диаграмме 2π радиан, демонстрируются расстояния, на которые приходится различная плотность – “кучность” выделенных структур по всем секторам в целом. Отличающиеся составные ахроматических цвета внутри секторов демонстрируют распределения расстояний, на которые приходится различная плотность выделенных структур для конкретного сектора.

Из рисунков 1 и 2 видно, что суточная сейсмическая активность экспоненциально увеличивается от начала периода мониторинга к моменту основного удара и продолжает увеличиваться несколько последующих дней после него. Вместе с сейсмической активностью в дни, предшествующие основному удару, происходит накопление энергии с порядковыми значениями в области средних величин. Максимальное значение энергии приходится на день основного землетрясения. В последующие дни после основного землетрясения происходит возврат величины энергии к средним значениям.

Геофизический анализ позволяет произвести привязку полученных результатов о локализации неоднородных структур ионосферы, непосредственно, к топографической местности в пределах вышеуказанной точности.

Проведенный анализ ионосферных неоднородностей показывает на рис. 3, что 09 января 2010 г. можно выделить области, которые являются источниками возмущений. Сравнивая отмеченные эллипсом области на рис. 3 и рис. 6, соотнося с ними частично ту же область пространства на рис. 4 и рис. 8, можно в качестве источников

возмущений выделить область Наветренных Антильских о-вов Карибского бассейна. Также на рис. 4, рис. 6 в качестве источников возмущений виден ряд зон в Мексиканском заливе, что связано с различными причинами. Наиболее вероятные из возможных причин, во-первых, сгонно-нагонные явления и волны на мелководье, на которых при обтекании воздушными массами генерируются волновые возмущения и, во-вторых, образования турбулентных вихрей при изменении подстилающей поверхности, как например, при выходе ветровых масс на сушу [Захаров и Кунцын, 2012]. Таким образом, дополнительным источником ионосферного возмущения могут быть волны плавучести, возникающие в результате взаимодействия воздушных масс с особенностями рельефа в исследуемом регионе. Скорости перемещения выделенных структур соответствуют АГВ-параметрам.

Наибольшая плотность распределения неоднородных ионосферных структур, представленная на рис. 8, сосредоточена, как показывают рис. 9, рис. 10, рис. 11, помимо эпицентра события, на границах активных континентальных и океанических разломов, зоны субдукции. Други-

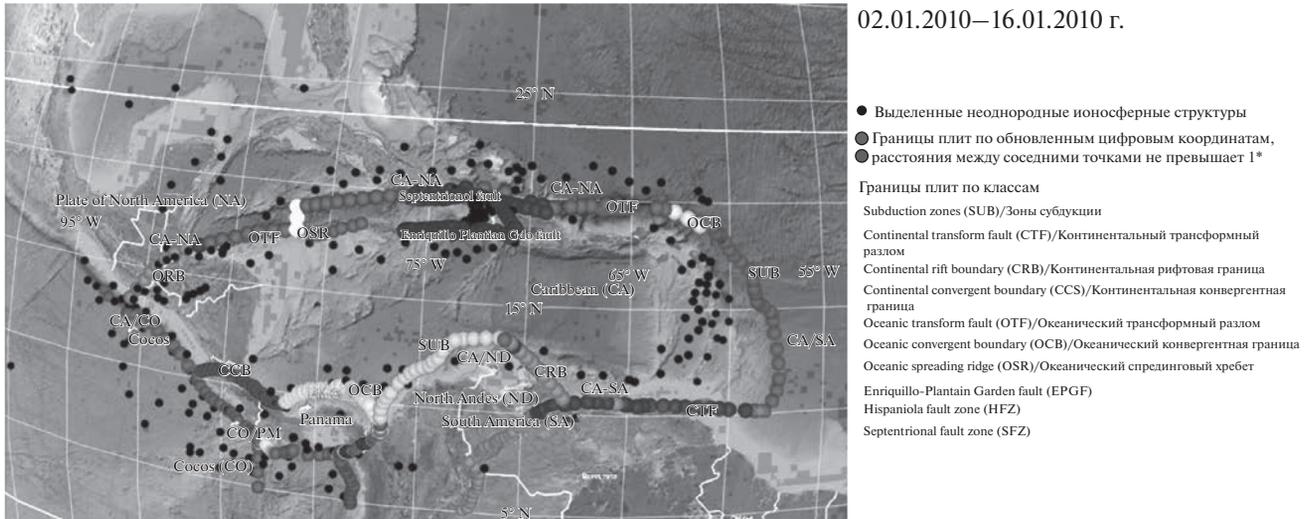
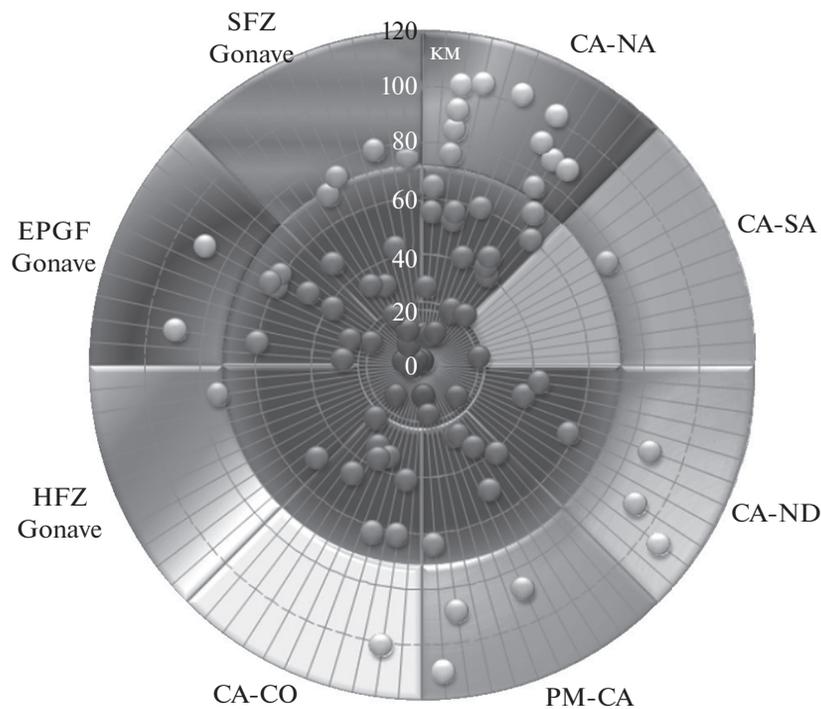


Рис. 8. Совместное расположение неоднородных структур ионосферы, детектированных за весь период мониторинга 02–16 января 2010 г., и геотектонические особенности Карибской плиты.



02.01.2010–16.01.2010 г.

Рис. 9. Распределение расстояний между неоднородными структурами ионосферы, детектированными за весь период мониторинга 02–16 января 2010 г., и ближайшими к ним границами литосферных плит. Дифференцированными цветами, охватывающими на диаграмме 2π радиан, демонстрируются расстояния, на которые приходится различная плотность – “кучность” выделенных структур по всем секторам в целом. Отличающиеся составные ахроматических цвета внутри секторов демонстрируют распределения расстояний, на которые приходится различная плотность выделенных структур для конкретного сектора.

ми словами, литосферная активность является источником волноподобных возмущений с характерными акустико-гравитационными параметрами.

Разные сейсмические события и процессы порождают сходные волновые возмущения, проявляющиеся на ионосферных высотах и рас-

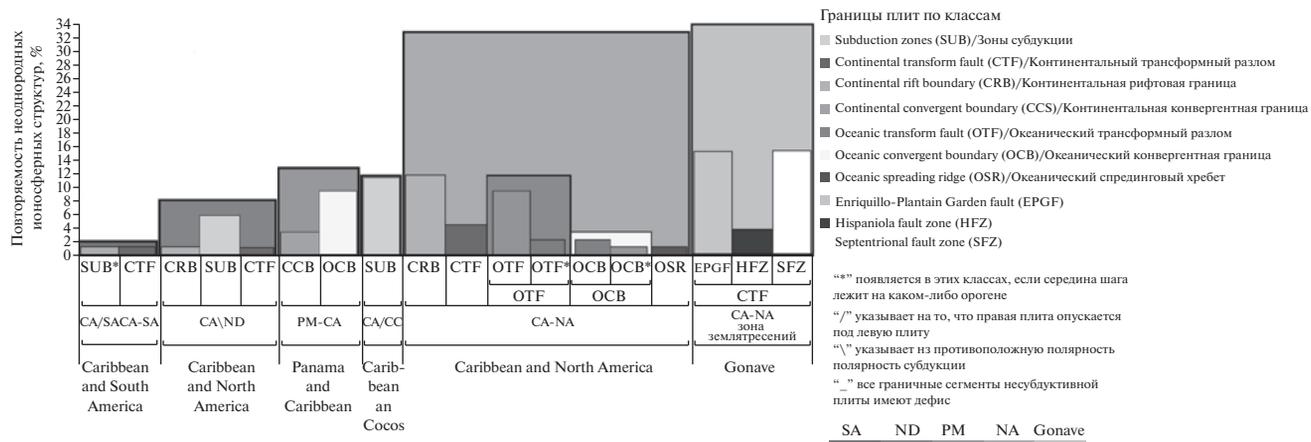


Рис. 10. Распределения, полученных за весь период мониторинга 02–16 января 2010 г., подионосферных точек относительно ближайших границ литосферных плит и их классов.

ходящиеся от источника со скоростями, соответствующими АГВ (от 300 до 1200 м/с). Данное обстоятельство затрудняет в ряде случаев однозначную интерполяцию результатов.

Из рисунков 5, 7, 9 количественно видно, что выделенные для каждого рассматриваемого дня и в целом за весь период мониторинга неоднородные ионосферные структуры распределены в непосредственной близости от литосферных источников возмущений. Таким образом, распространение возбуждаемой акустической волны близко к вертикальному. Для разных дней мониторинга угол распространения возбуждаемой акустической волны составлял от $\sim 73^\circ$ до 89° .

Поскольку плотность атмосферы экспоненциально уменьшается с высотой, то при сохранении энергии возмущения амплитуда волн увеличивается по мере распространения вверх. Благодаря этому в ионосфере возможна регистрация атмосферных возмущений, которые слабо различимы на фоне атмосферных шумов в приземном слое [Гохберг и Шалимов, 2004; Шалимов и др., 2019]. Таким образом, сейсмически активные районы являются источниками акустических колебаний на протяжении всего периода подготовки и активной фазы землетрясения, а также после его активной стадии.

Таблица 1. Распределение подионосферных точек в целом по областям литосферных плит и по доминирующим классам границ плит

Наименование граничной области литосферных плит	Аббревиатура литосферных плит	Повторяемость, %	Доминирующий класс границ в каждой области по подионосферным точкам	Аббревиатура класса	Повторяемость, %
Центральная область землетрясения	Центральная область	33	континентальный разлом	CTF	До 15
Карибская и Североамериканская	CA-NA	32	континентальная рифтовая граница	CRB	11.5
			океанический разлом	OTF	11.5
Панамская и Карибская	PM-CA	13	океаническая конвергентная граница	OCB	9
				зона субдукции	SUB
Карибская и Северных Анд	CA\ND	8	зона субдукции	SUB	6
Карибская и Южно-Американская	CA/SA, CA-SA	2			

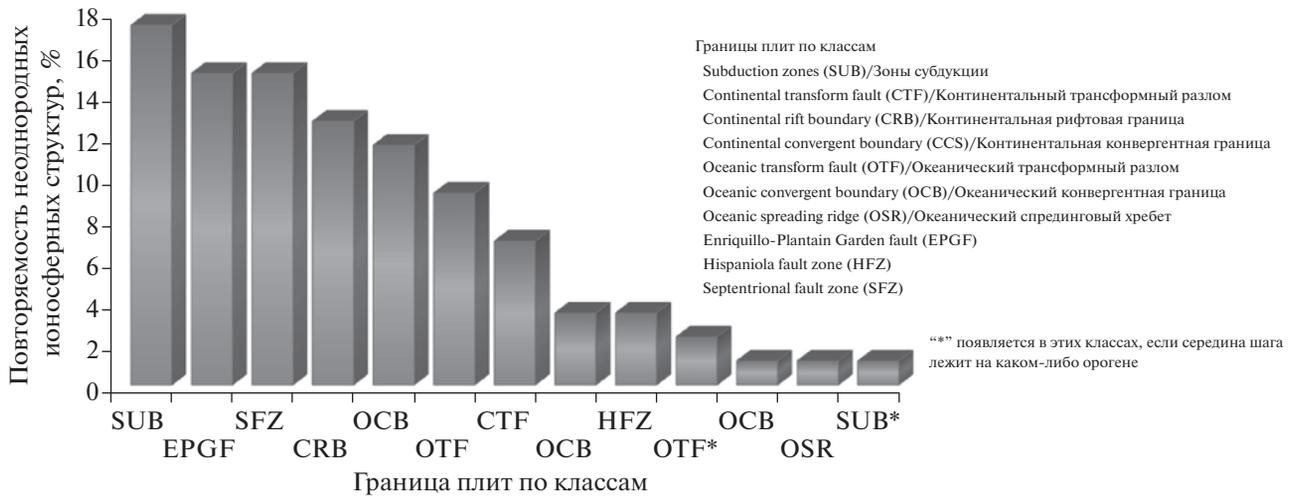


Рис. 11. Частотное распределение, полученных за весь период мониторинга 02–16 января 2010 г., подионосферных точек относительно классов ближайших границ литосферных плит.

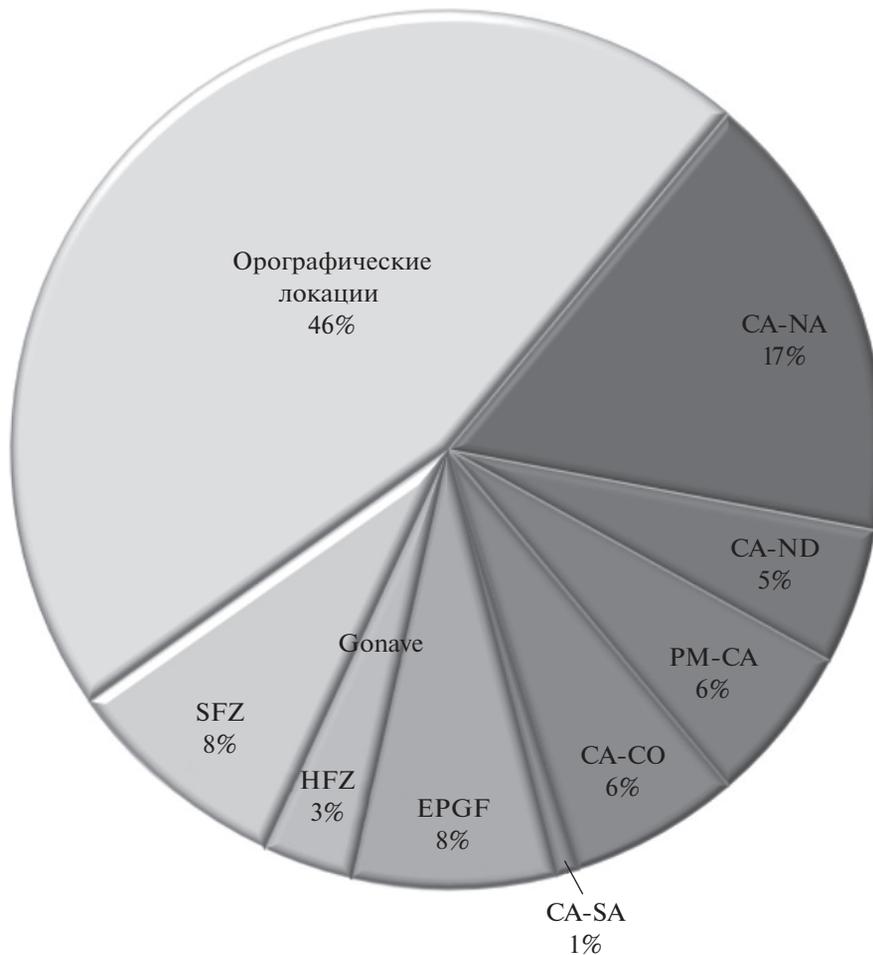


Рис. 12. Распределение подионосферных точек, полученных за весь период мониторинга 02–16 января 2010 г., относительно ближайших орографических линий рельефа и границ литосферных плит.

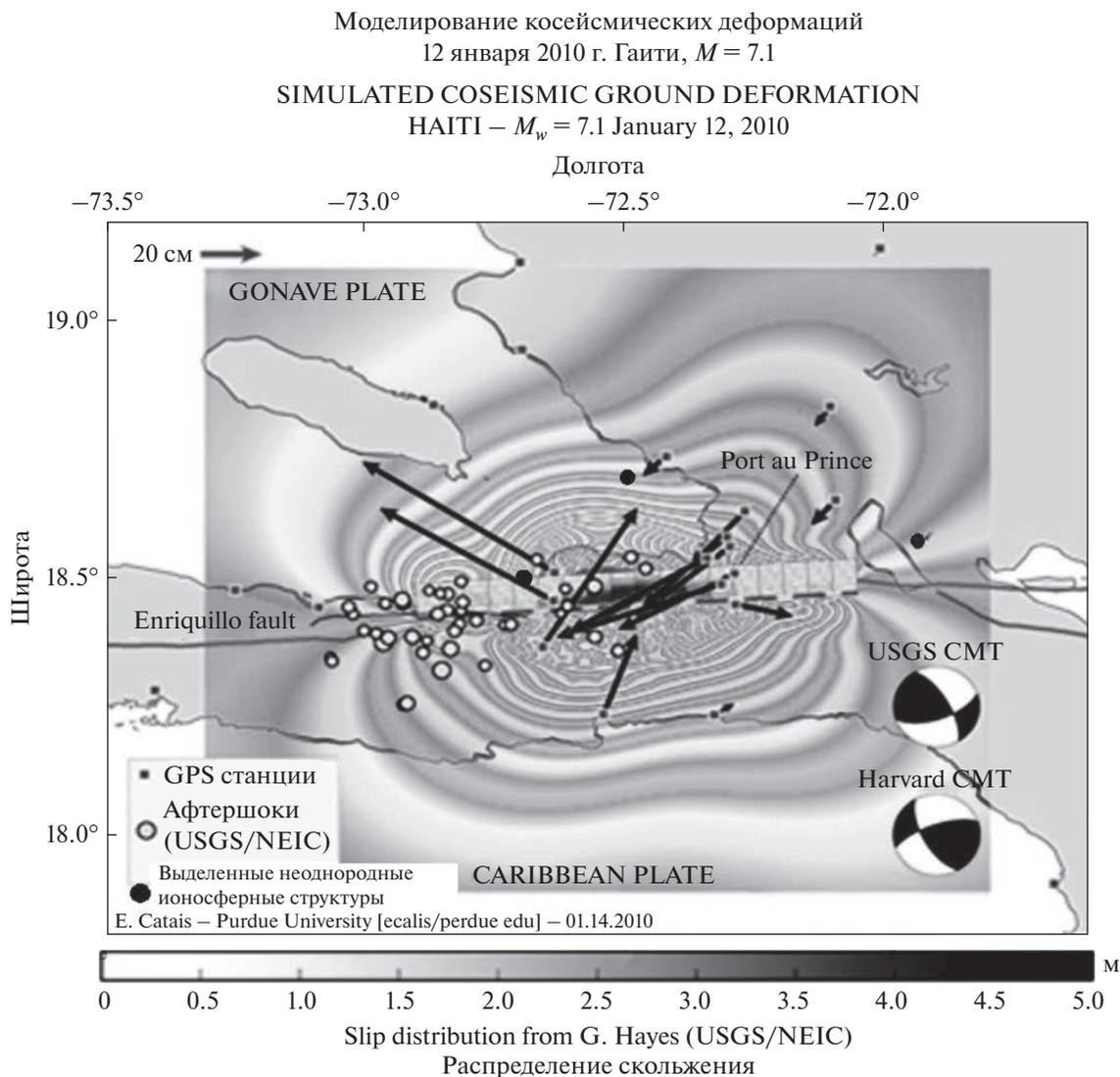


Рис. 13. Объединенные данные косейсмических смещений модели UNAVCO с координатами подионосферных точек, выделенных 12 января 2010 г., для указанного в модели UNAVCO географического интервала.

Длины поверхностных волн Рэлея занимают интервал от десятков до сотен км, их фазовая скорость от 3 до 4 км/с, вертикальные смещения почвы достигают нескольких сантиметров. Подвижки по разлому земной коры в эпицентре землетрясения приводят к непосредственному воздействию на атмосферу и излучению атмосферных волн [Шалимов и др., 2019]. Данные ГНСС измерений, примененные для решения сейсмологической задачи для Гаити 12 января 2010 г., позволили зарегистрировать и определить косейсмические (постоянные) смещения земной поверхности вследствие землетрясения [Community Geophysical Event Response – $M_w = 7$ Haiti Earthquake 1/12/2010: [сайт]. URL: <https://www.unavco.org/highlights/2010/M7-Haiti.html>]. Из рисунка 13 видно, что в день основного землетрясения верти-

кальные смещения почвы достигали значений до 20 см, горизонтальные – до 5 м. У наземных станций, которые наиболее близко были расположены к эпицентру землетрясения, результирующие смещения достигли 0.7 и 0.8 м [Calais et al., 2010]. Данные смещения обнаружили зависимость с направлениями движений неоднородных структур ионосферы из рис. 4 в выбранном географическом квадрате. Таким образом, вблизи эпицентра в ионосфере зарегистрировано акустическое возмущение, обусловленное подвижками по разлому земной коры в эпицентре землетрясения [Шалимов и др., 2019]. Значит, источник акустических возмущений в ионосфере представляет собой суперпозицию нескольких процессов, что обуславливает регистрируемый значимый отклик в день основного землетрясения 12 января 2010 г.

6. ВЫВОДЫ

Проведено исследование для крупного регионального землетрясения в Карибском бассейне в январе 2010 г. на обширном объеме данных синхронных измерений. Всего свыше 5 млн отсчетов измерений фазы спутниковых радиосигналов наземными приемниками ГНСС, объединенными в глобальные IGS и UNAVCO сети.

Данные обновленной цифровой модели границ литосферных плит были использованы для достоверного геофизического анализа.

Для анализа использовались данные за 15 дней в течение сейсмически значимых событий января 2010 г.

Последовательно использованные методы GPS-интерферометрии, кластерного анализа, геофизического анализа, статистического анализа позволяют выделять и изучать неоднородные структуры отклика в ионосфере на сейсмическую активность в регионе. Результаты соответствуют отклику ионосферы на землетрясения с характерными волновыми параметрами проявления.

Основное землетрясение 12 января 2010 г. дает значимый отклик на ионосферных высотах, который представляет собой суперпозицию различных процессов. Причем в сейсмически активных областях возможна дополнительная турбулизация плазмы ионосферы циклом более слабых землетрясений.

Над сейсмически активными районами происходят интенсивные изменения параметров ионосферы, относительно показателей их регулярной изменчивости, не только во время основного события, но также в период подготовки землетрясений и после его активной фазы. Причем источником неоднородных структур является не только будущий эпицентр, но и вся область подготовки землетрясения, например, активный разлом.

В работе проведен анализ географической привязки выделенных кластерным анализом неоднородных ионосферных структур. Иными словами, рассмотрен вопрос, где расположен источник регистрируемых на ионосферных высотах возмущений электронной концентрации.

Установлено, что неоднородные структуры ионосферы, обнаруженные при последовательном применении методов GPS-интерферометрии, кластерного анализа на выбранной наблюдательной сети, географически связаны с местами орографических возмущений.

Сложности интерпретации полученных результатов связаны с тем, что в ряде случаев не удается отделить возмущения, вызванные активными литосферными процессами, от части волновых возмущений, связанных с турбулизацией натекающих воздушных потоков на горных массивах и береговой кромке, т.е. в местах резкой смены

подстилающей поверхности, проявляющихся на ионосферных высотах.

Представленные результаты наглядно демонстрируют возможности совместного использования двух глобальных навигационных сетей наблюдения в целях улучшения пространственного разрешения. Полученные в работе результаты могут помочь при разработке методов учета процессов волновой передачи энергии из различных геосферных источников для модернизации модельных представлений о взаимодействиях в системе геосфер.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность кафедре Физики атмосферы физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова за предоставленную возможность использования пакета прикладных программ CRASS GPS.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П.* GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУНЦ РВХ ВСНЦ СО РАН, 480 с. 2006.
- *Гайский В.Н.* Статистические исследования сейсмического режима. М.: Наука, 125 с. 1970.
- *Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я.* Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 392 с. 1984.
- *Госсард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 532 с. 1978.
- *Гохберг М.Б., Шалимов С.Л.* Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: ИФЗ РАН, 222 с. 2004.
- *Дюран Б., Оддел П.* Кластерный анализ. Ред. А. Я. Боярский. М.: Статистика, 128 с. 1977.
- *Захаров В.И., Зиенко А.С., Куницын В.Е.* Распространение радиосигналов GPS при различной солнечной активности // *Электромагнитные волны и электронные системы.* Т. 13. № 8. С. 51–57. 2008.
- *Захаров В.И., Будников П.А.* Использование кластерного анализа для обработки данных GPS-интерферометрии // *Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия.* № 1. С. 26–32. 2012.
- *Захаров В.И., Куницын В.Е.* Региональные особенности атмосферных проявлений тропических циклонов по данным наземных GPS-сетей // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 52. № 4. С. 562–574. 2012.
- *Захаров В.И., Ясюкевич Ю.В., Титова М.А.* Влияние магнитных бурь и суббурь на сбой навигационной системы GPS в высоких широтах // *Космические исследования.* Т. 54. № 1. С. 23–33. 2016.
- *Исаев Н.В., Костин В.М., Беляев Г.Г. и др.* Возмущения верхней ионосферы, вызванные тайфунами // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 50. № 2. С. 253–264. 2010.
- *Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С.* Радиотомография ионосферы. М.: Наука, 335 с. 2007.

- Куницын В.Е., Нестеров И.А., Шалимов С.Л. Мегаземлетрясение в Японии 11 марта 2011 г.: регистрация ионосферных возмущений по данным GPS // Письма в ЖЭТФ. Т. 94. Вып. 8. С. 657–661. 2011.
- Куницын В.Е., Крысанов Б.Ю., Воронцова А.М. Генерация акустико-гравитационных волн различными источниками на поверхности Земли // ВМУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 6. С. 112–119. 2015.
- Лютиков А.И., Родина С.Н. Временные и энергетические характеристики афтершокового процесса на примере Курило-Камчатских землетрясений // Геофизические исследования. Т. 14. № 4. С. 23–35. 2013.
- Манин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука, 696 с. 1967.
- Намгаладзе А.А. О возможных физических механизмах формирования ионосферных предвестников землетрясений / Материалы Международной научно-технической конф. “Наука и образование–2007”. Мурманск: изд-во МГТУ. С. 358–362. 2007.
- Пулинец С.А., Хегай В.В., Боярчук К.А., Ломоносов А.М. Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы // УФН. Т. 168. № 5. С. 582–589. 1998.
- Титова М.А., Захаров В.И., Пулинец С.А. Детектирование ионосферных возмущений над регионом о-ва Гаити в период 01–15 января 2010 г. по данным GPS в спокойных геомагнитных условиях // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 6. С. 791–800. 2019.
- Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С., Ольшанская Е.В. Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // Физика Земли. № 1. С. 199–213. 2019.
- Яковлев О.И. Космическая радиофизика. М.: Научная книга, 432 с. 1998.
- Ясюкевич Ю.В., Захаров В.И., Куницын В.Е., Воейков С.В. Отклик ионосферы на землетрясение в Японии 11 марта 2011 г. по данным различных GPS-методик // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 1. С. 113–122. 2015.
- Bird P. An updated digital model of plate boundaries // *Geochem. Geophys. Geosy.* V. 4. № 3. 1027. 2003. <https://doi.org/10.1029/2001GC000252>
- Calais E., Freed A., Mattioli G., Amelung F. et al. Transpressional rupture of an unmapped fault during the 2010 Haiti earthquake // *Nature Geoscience.* V. 3. № 11. P. 794–799. 2010.
- Gade K. A Non-singular Horizontal Position Representation // *J. Navigation.* V. 63. № 3. P. 395–417. 2010. <https://doi.org/10.1017/S0373463309990415>
- Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophysicae.* V. 14. P. 917–940. 1996.
- Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. GPS Theory and practice. Wien; New York: Springer-Verlag, 389 p. 1997.
- Kanamori H. The energy release of great earthquakes // *J. Geophys. Res.* V. 82. P. 2981–2987. 1977.
- Klobuchar J.A. Ionospheric time-delay algorithm for single-frequency GPS users // *IEEE T. Aero. Elec. Sys.* V. 23. № 3. P. 325–331. 1986.
- Mercier C. Observations of atmospheric gravity waves by radiointerferometry // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 48. № 7. P. 605–624. 1986.
- Pi X., Mannucci A.J., Lindqwister U.J., Ho C. M. Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS network // *Geophys. Res. Lett.* V. 24. № 18. P. 2283–2286. 1997.
- Pulinets S., Ouzhounov D. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere coupling (LAIC) model – An unified concept for earthquake precursors validation // *J. Asian Earth Sci.* V. 41. № 45. P. 371–382. 2011.
- Row R.V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake // *J. Geophys. Res.* V. 72. P. 1599–1610. 1967.
- Shalimov S.L., Gokhberg M.B. Lithosphere ionosphere coupling mechanism and its application in the case of the June 20, 1990 Earthquake in Iran. Interpretation of its ionospheric effects // *Journal of Earthquake Prediction Research.* V. 7. P. 98–111. 1998.
- Sorokin V., Chmyrev V., Yaschenko A. Theoretical Model of Dc Electric Field Formation in the Ionosphere Stimulated by Seismic Activity // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 67. № 14. P. 1259–1268. 2005.
- Ware Randolph H., Fulker David W. et al. Real-time national GPS networks // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 63. P. 1315–1330. 2001.
- ГОСТ Р 57546-2017 Землетрясения. Шкала сейсмической интенсивности. Earthquakes. Seismic intensity scale. М.: Стандартинформ. 2017.
- Earthquake Magnitude, Energy Release, and Shaking Intensity [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.usgs.gov/natural-hazards/earthquake-hazards/science/earthquake-magnitude-energy-release-and-shaking-intensity?qt-science_center_objects=0#qt-science_center_objects свободный – (26.01.2022).
- GCMT (Catalog) Lamont-Doherty Earth Observatory Global CMT project, New York, USA [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://earthquake.usgs.gov/data/comcat/catalog/gcmt/> свободный – (26.01.2022).
- Global CMT Catalog Search [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.globalcmt.org/CMT-search.html> свободный – (26.01.2022).
- Community Geophysical Event Response – $M_w = 7$ Haiti Earthquake 1/12/2010 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.unavco.org/highlights/2010/M7-Haiti.html> свободный – (26.01.2022).