



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Проблемы солнечно-земной физики



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 65, номер 2, 2025

Широтное распределение характеристик ночных авроральных высыпаний в спокойные периоды и в периоды начала суббурь

В. Г. Воробьев, О. И. Ягодкина, Е. Е. Антонова, И. П. Кирпичев 143

Учет процесса загрузки магнитосферы кинетической энергией солнечного ветра в задаче классификации изолированных суббурь

*Н. А. Бархатов, С. Е. Ревунов, О. М. Бархатова, В. Г. Воробьев,
Е. А. Ревунова, О. И. Ягодкина* 159

Прогноз интенсивности космических лучей на текущее столетие

П. Г. Кобелев, Л. А. Трефилова, А. В. Белов, Р. Т. Гущина, В. Г. Янке 168

Влияние условий космической погоды на перемежаемость иррегулярных геомагнитных пульсаций $Pi3$

Н. А. Куражковская, Б. И. Клайн, А. Ю. Куражковский 179

Эффекты распространения электромагнитных волн над Карибским бассейном по данным широкополосной регистрации на спутниках

О. В. Капустина, В. И. Гайдук 197

Модификация ионосферы перед Симуширским $M = 8.1$ землетрясением 13 января 2007 г.: Комплексный подход

С. А. Пулинец, В. В. Хегай, А. Д. Легенька, Л. П. Корсунова 206

Модель глобальной электрической цепи с условиями в магнито-сопряженных точках верхней границы атмосферы в нестационарном случае

Н. А. Денисова 214

Прогноз геомагнитной и солнечной активности на основе макроскопических нелокальных корреляций

С. М. Коротаев, В. О. Сердюк, Е. О. Киктенко, И. В. Попова, Н. М. Буднев, Ю. В. Горохов 229

Интерпретация 2D магнитных аномалий с использованием вейвлет-преобразования

С. А. Меркурьев, С. А. Иванов, И. М. Демина 241

Локализация зон эндогенного влияния в областях с высоким уровнем газонасыщенности по аномалиям магнитного поля	
<i>А. А. Петрова, О. В. Латышева</i>	260
35-летний цикл в солнечной активности в 1000—1900 гг.	
<i>Н. Г. Птицына, И. М. Демина</i>	278
Оценка амплитуды вариаций полной солнечной радиации в прошлом	
<i>М. Г. Огурцов</i>	294

УДК 550.338.1

ШИРОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НОЧНЫХ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ В СПОКОЙНЫЕ ПЕРИОДЫ И В ПЕРИОДЫ НАЧАЛА СУББУРЬ

© 2025 г. В. Г. Воробьев^{1, *}, О. И. Ягодкина^{1, **}, Е. Е. Антонова^{2, 3, ***},
И. П. Кирпичев^{3, ****}

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

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

³Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), 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 19.05.2024 г.

После доработки 06.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

К нерешенным проблемам физики авроральных суббурь относится вопрос о локализации и механизме начала взрывной фазы суббури. Новая информация, необходимая для решения данной проблемы, может быть получена в результате сопоставления результатов наблюдений низковысотных спутников с наблюдениями в экваториальной плоскости магнитосферы. Для этого был использован метод морфологического проецирования, не требующий знаний о конфигурации магнитного поля. В работе рассмотрены широтные профили характеристик авроральных высыпаний на высотах ионосферы, полученные по наблюдениям спутника DMSP F7, и радиальное распределение ионного давления в экваториальной плоскости по данным спутников миссии THEMIS в магнитоспокойные периоды и в моменты, близкие к авроральному брейкапу. Особое внимание уделялось положению максимума потока энергии ионных высыпаний с энергией более 3 кэВ (граница $b2i$) и профилям давления ионов. Определены средние широтные профили ионного давления на низких высотах и проведено их сопоставление с усредненными распределениями давления в экваториальной плоскости при близких средних значениях параметров солнечного ветра и геомагнитной активности. Показано, что, если в спокойных геомагнитных условиях максимум давления на низких высотах проецируется на геоцентрические расстояния в $\sim 7\text{--}8 R_e$, то перед началом фазы развития суббури он проецируется на расстояние $\sim 5\text{--}6 R_e$. Получены средние значения максимумов давления в магнитоспокойные периоды, а также до и после начала фазы развития суббури. Проведены оценки яркости аврорального свечения в эмиссии 557.7 нм, рассчитанные по наблюдениям средней энергии и потока энергии высыпающихся электронов спутником F7.

Ключевые слова: авроральные высыпания, магнитосферная суббуря, фазы суббури, ионное давление, широтное и радиальное распределение ионного давления, яркость аврорального свечения

DOI: 10.31857/S0016794025020012, EDN: CWHJWL

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранние исследования магнитосферных суббурь показали, что уярчение ближайшей к экватору дуги полярного сияния показывает локализацию начала взрывной фазы суббури [Akasofu, 1964]. Такие суббури обычно называют классическими

в отличие, например, от суббуревых возмущений, развивающихся на широтах выше 70° геомагнитной широты и получивших название “полярные суббури” [Клейменова и др., 2012; Деспирак и др., 2022]. Внимание к вопросу о локализации начала взрывной фазы суббури возросло в связи с исследованиями ускорения электронов внеш-

него радиационного пояса, так как суббуревые инъекции электронов рассматриваются как затравочная популяция при ускорении электронов внешнего радиационного пояса. Долгое время считалось, что инжектированные затравочные электроны потом сравнительно долго ускоряются до релятивистских энергий. Но детальный анализ в работе [Kim et al., 2023] показал, что основным механизмом ускорения электронов внешнего пояса являются суббуревые диполизации. Ранее было показано, что бездисперсионные инъекции могут быть локализованы внутри гео-стационарной орбиты (см., например, [Nosé et al., 2016, 2018]). Возникла задача уточнения локализации и механизмов начала взрывной фазы классической суббури. В работе [Vorobjev et al., 2018] было показано, что при суббурях со сравнительно большими минимальными значениями AL -индекса ($-1500 \text{ нТл} < AL_{\min} < -600 \text{ нТл}$) четко выделяется почти линейная зависимость SYM/H от модуля AL (рис. 1с данной работы), что указывает на локализацию суббурового возмущения внутри кольцевого тока. Хорошо известно, что развитие кольцевого тока является следствием увеличения давления плазмы внутри магнитосферы. Поэтому представляют интерес наблюдения динамики радиального профиля давления плазмы в магнитосфере во время подготовительной фазы суббури и более детальное изучение локализации начала взрывной фазы.

В настоящей работе проводится анализ характеристик ночных авроральных высыпаний, полученных низковысотным спутником с полярной орбитой DMSP F7 и сравнение результатов анализа распределения давления с наблюдениями вблизи экваториальной плоскости магнитосферы по данным миссии THEMIS. Полученная статистика пересечений аврорального овала спутником DMSP не позволяет пока выделить моменты пересечения области высыпаний в период аврорального брейкапа. Даже на спутниках с повышенным временным разрешением, таких как Fast и Freja, каждое такое событие является предметом отдельного специального анализа [Persson et al., 1994; Dubyagin et al., 2003; Mende et al., 2003]. Однако, наблюдения вдали от экваториальной плоскости было крайне трудно использовать для локализации начала взрывной фазы суббури, так как разработанные к тому времени популярные модели магнитного поля с фиксированной геометрией токовых систем не позволяли сравнительно точно отследить конфигурацию магнитного поля. В основном, конкурировали теории начала взрывной фазы в хвосте на геоцентрическом расстоянии $\sim 20 R_e$ в результате процессов пересоединения [Baker et al., 1996] и разрыва то-

кового слоя хвоста на расстоянии $\sim 8-10 R_e$ [Lui et al., 1996]. Для проецирования наблюдений на низколетящих спутниках использовались модели магнитного поля. В работе [Dubyagin et al., 2003] положение области начала взрывной фазы суббури было определено на геоцентрическом расстоянии в $\sim 8 R_e$, что значительно поддержало представления о начале суббури внутри магнитосферы. Этот результат был получен с использованием модели Ц-89 [Tsyanenko, 1989]. В этой работе использовались также предположение об изотропии давления p и результаты измерений положения максимума потока протонов, рассматриваемого в качестве границы изотропных высыпаний $b2i$. Была получена оценка величины давления в области брейкапа $\sim 1-2 \text{ нПа}$ вычислением радиальной компоненты силы Ампера, равной $\nabla p = [jB]$, вглубь магнитосферы, начиная от $X = -25 R_e$ в нейтральном слое на полуночном меридиане. Интегральное давление плазмы, восстановленное по данным спутника Fast, на котором измерялись потоки ионов с энергиями $0.01-24 \text{ кэВ}$ (см. верхнюю панель на рис. 4 этой работы), составляло в максимуме $\sim 0.4-0.5 \text{ нПа}$, что было значительно меньше давления, восстановленного с использованием модели Ц-89 [Tsyanenko, 1989]. Положение же максимума давления совпало с положением, полученным с использованием модели, что рассматривалось в качестве справедливости оценки локализации брейкапа на геоцентрическом расстоянии в $\sim 8 R_e$. Можно отметить, что меньшая величина определенного по спутниковым данным значения давления по сравнению с результатами вычислений, по-видимому, связана с существованием продольного (field-aligned) потенциала порядка нескольких кэВ в структуре типа перевернутого V (см. верхнюю панель рис. 3 этой же работы). Непосредственные измерения давления в экваториальной плоскости магнитосферы и измерения питч-углового распределения электронов во время уярчения дуги сияний в момент брейкапа в работе [Dubyagin et al., 2003] не проводились. Но эту работу можно считать одной из первых, в которой обращалось внимание на использования давления на магнитной силовой линии в качестве способа определения проецирования измерений на низких высотах на экваториальную плоскость.

Измерения питч-углового распределения в момент брейкапа по данным спутника Fast были приведены в работе [Mende et al., 2003] и соответствовали результатам, полученным в работе [Dubyagin et al., 2003] для близких инвариантных широт. Показано, что в момент брейкапа спутник регистрировал коллимированный пучок электронов на границе структуры типа перевер-

нутаго V. Такая особенность не описывалась популярными моделями начала взрывной фазы суббури, но может быть важной для решения вопроса о совпадении или существенном отличии изолированных суббурь от суббурь во время магнитной бури.

Позже появились и подробные результаты измерений давления ионов вблизи экваториальной плоскости магнитосферы, которые позволили показать, что основная часть аврорального овала проецируется не на плазменный слой, а на окружающее Землю плазменное кольцо, в котором течет высокоширотная часть кольцевого тока (см. обзор [Antonova et al., 2018]). Полученные результаты позволяют проводить сравнения распределения давления на высотах ионосферы и в экваториальной плоскости магнитосферы при анализе суббурь.

Широтное распределение потоков высыпавшихся электронов и ионов в авроральной зоне крайне изменчиво и зависит как от состояния межпланетной среды, так и от уровня возмущенности магнитосферы и ионосферы. Усредненные характеристики авроральных высыпаний по данным DMSP, несмотря на определенные трудности при отборе пролетов для такого анализа, могут дать некоторое представление об особенностях широтного распределения высыпаний в различных геофизических ситуациях. Для получения средних характеристик высыпаний необходимо выделить некую особую или реперную черту высыпаний, которую можно было бы определить в каждом пересечении спутником авроральной зоны, и относительно которой с физической точки зрения целесообразно было бы определять характеристики высыпаний. Такой реперной точкой на широтном профиле высыпаний может быть широта границы, названной в работе [Newell et al., 1996] границей $b2i$, на которой наблюдается максимум потока высыпавшихся ионов с энергией >3 кэВ. Положение границы $b2i$ вблизи полуночи близко совпадает (коэффициент корреляции $r = 0.92$) с положением границы изотропизации (ГИ) ионов с энергией ~ 30 кэВ [Newell et al., 1998]. Считается, что граница изотропизации характеризует вытянутость магнитных силовых линий ночной магнитосферы в антисолнечном направлении. Такую вытянутость обычно связывают с ростом поперечных токов хвоста магнитосферы во время предварительной фазы суббурь, но она может быть обусловлена также и ростом частичного кольцевого тока (см. аннотацию работы [Newell et al., 1998]).

В литературе (см., например, [Vorobjev et al., 2003]) часто используется термин “граница

изотропизации” вместо границы $b2i$, что может приводить к определенному непониманию. Положение границы изотропных высыпаний за счет несохранения магнитного момента частицы может рассматриваться только в одночастичной модели движения частицы в ламинарном магнитном поле. Оно определяется энергией частицы и соотношением ларморовского радиуса частицы с масштабом неоднородности магнитного поля. Поэтому, несмотря на многочисленные работы по определению границ изотропных высыпаний частиц разных энергий, такие границы не могут быть эффективно использованы для определения локализации аврорального брейкапа. Граница $b2i$ определялась по потоку высыпавшихся ионов (все ионы считались протонами, что применимо, в основном, к магнитоспокойным условиям) с энергиями >3 кэВ, что близко к ионному давлению, если средняя энергия иона велика по сравнению с выбранным порогом. Результаты работы Vorobjev et al. [2003] показали эффективность использования $b2i$ при анализе динамики суббурь. Поэтому в работе мы рассматриваем положение границы $b2i$ в качестве эффективного метода изучения динамики авроральных высыпаний.

Авроральные высыпания, регистрируемые спутниками DMSP на широтах выше $b2i$, характеризуются как изотропные. В условиях магнитостатического равновесия в изотропной плазме ее характеристики (давление, температура и плотность) остаются постоянными вдоль силовой линии геомагнитного поля [Goertz and Baumjohann, 1991] в тех областях, где температура ионов намного превышает продольную разность потенциалов. Таким образом, с одной стороны, как и поступают обычно, можно получить характеристики магнитосферной плазмы, проектируя данные, полученные на высотах ионосферы, в экваториальную плоскость магнитосферы с использованием какой-либо модели магнитного поля. С другой стороны, условие равенства характеристик ионов в ионосфере и магнитосфере позволяет проецировать широтные профили авроральных высыпаний, полученные на высотах ионосферы, в экваториальную плоскость магнитосферы без использования каких-либо моделей магнитного поля методом “морфологического проецирования” в соответствии с классификацией [Paschmann et al., 2002].

Целью настоящей работы является изучение широтного распределения характеристик ночных авроральных высыпаний в спокойные периоды и в периоды начала магнитосферных суббурь, изучение пространственного распределения и динамики протонных и электронных высыпаний в период фазы зарождения суббурь и определе-

ние методом “морфологического проецирования” области локализации аврорального брейка-па в экваториальной плоскости магнитосферы.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА

Для анализа характеристик авроральных высыпаний использовались данные спутника DMSP F7 в 3-часовом интервале 21:00–24:00 MLT. Спутник имел почти круговую полярную орбиту с высотой ~835 км и периодом обращения ~101 мин. Каждую секунду спутник регистрировал спектр высыпавшихся частиц в диапазоне энергий от 32 эВ до 30 кэВ в 19 каналах, распределенных по энергиям в логарифмической последовательности. Исправленные геомагнитные координаты (CGL, MLT) траектории спутника на высоте 110 км рассчитывались по модели AACGM [Baker and Wing, 1989]. Данные спутника взяты на страницах (<http://sd-www.jhuapl.edu>).

В качестве первичного материала в работе использована база данных спутника DMSP F7 за 1986 г., созданная и представленная ранее в работе [Vorobjev et al., 2003]. Кроме характеристик высыпавшихся частиц и сведений об уровне магнитной активности база данных для каждого пролета спутника через зону авроральных высыпаний содержит необходимые для целей настоящего исследования сведения о фазах магнитной суббури. В базе данных выделены четыре фазы суббуревой активности: (1) магнитоспокойный период, (2) фаза зарождения, (3) фаза развития и (4) фаза восстановления. Каждая из фаз 2, 3 и 4 дополнительно разбита на три равные по временному интервалу подфазы, соответствующие начальной, средней и заключительной стадии каждой из фаз.

База данных спутников DMSP содержит более 32000 пересечений спутниками авроральной зоны. Фазы магнитного возмущения для этой базы данных определялись визуальным анализом суточных вариаций AL -индекса. Такая методика вполне приемлема для статистической обработки больших массивов данных. Однако для настоящего исследования необходим более детальный анализ уровня магнитной возмущенности. С этой целью для каждого индивидуального пересечения спутником авроральной зоны, выбранного из соответствующей категории базы данных, состояние геомагнитной активности и фазы магнитосферной суббури определялись дополнительно детальным анализом 1-минутных значений AL -, SYM/H - и PC -индексов магнитной активности. Вариации B_z -компоненты ММП и динамического давления солнечного ветра P_{sw} также использовались при

наличии соответствующих данных на страницах OMNI Web (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

При анализе характеристик авроральных частиц по данным спутника F7, кроме их средних энергий и потоков энергии, для высыпавшихся ионов использованы значения ионного давления (P_i), а для высыпавшихся электронов $I_{557.7}$ — интенсивность свечения в эмиссии (OI) 557.7 нм. Методика определения ионного давления по измерениям спутников DMSP впервые была опубликована в статье [Wing and Newell, 1998]. В настоящей работе использован модифицированный вариант этой методики, предложенный в работе [Stepanova et al., 2006], который позволяет получить значение давления выше области продольного ускорения электронов и проводить сравнение с давлением вблизи экваториальной плоскости. Давление ионов рассчитывается в предположении максвелловского распределения частиц по энергиям. Несмотря на то, что в авроральной зоне часто регистрируются немаксвелловские энергичные хвосты функций распределения [Wing and Newell, 1998], это не приводит к значительным ошибкам при вычислении давления в рассматриваемых областях, так как показатель к ионной функции при аппроксимации каппа-распределением ~10 [Kirpichev et al., 2021].

Алгоритм расчета интегральной интенсивности свечения эмиссии (OI) 557.7 нм представлен в работе [Воробьев и др., 2013]. При расчете интенсивности свечения 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. В качестве входных параметров модели использовались средняя энергия и интегральный поток энергии высыпавшихся электронов, что иногда могло приводить к недооценке уровня свечения в областях узких электронных пучков, время пересечения которых спутником меньше временного разрешения спектрометра, т.е. толщина которых менее ~7–8 км. Такие пучки формируются в результате ускорения электронов ионосферного происхождения вдоль магнитных силовых линий (см. обсуждение в работе [Vorobjev et al., 2024]).

В работе [Roach and Jamnick, 1958] было установлено, что самое слабое свечение, которое в ночном небе способен различить человеческий глаз, должно быть в 3–4 раза интенсивнее, чем нормальное свечение ночного неба. Яркость аврорального свечения определяется в килоРэлях (кР). Если принять уровень свечения чистого

ночного неба в эмиссии 557.7 нм примерно 0.15–0.20 кР, то человеческий глаз, адаптированный к уровню свечения ночного неба, способен различить полярное сияние интенсивностью в зеленой линии более ~0.6–0.8 кР. По международной классификации в зависимости от яркости свечения эмиссии 557.7 нм сияния делятся на 4 класса. Первый класс — это слабые сияния до 1 кР, яркость которых сравнима с яркостью Млечного пути. Второй класс — средние по интенсивности сияния до 10 кР, по яркости сравнимые с яркостью перистых облаков, освещенных Луной. Третий класс — яркие сияния до 100 кР, по яркости сравнимые с яркостью кучевых облаков, освещенных Луной. Четвертый класс — очень яркие сияния с интенсивностью свечения до 1000 кР. Такие сияния создают на земной поверхности освещенность, сравнимую с освещенностью от полной Луны.

В разделе 5 настоящей работы проводится сопоставление широтных профилей ионного давления, полученных по наблюдениям спутника F7, с радиальным распределением P_i в экваториальной плоскости магнитосферы по данным спутников миссии THEMIS, опубликованным на сайте (<https://themis.ssl.berkeley.edu/data/themis/>). Измерения спутником DMSP F7 проводились в 1986 г. — это год спокойного Солнца в минимуме 21-го цикла солнечной активности. Данные спутников THEMIS использовались за 2008–2010 гг. в минимуме 23-го цикла солнечной активности, так что здесь не должно быть большой разницы в положении границы $b2i$ в зависимости от фазы солнечного цикла.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НОЧНЫХ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ В МАГНИТОСПОКОЙНЫЕ ПЕРИОДЫ

К спокойным периодам были отнесены пролеты спутника, наблюдаемые при низком уровне магнитной активности ($AL > -100$ нТл) и при отсутствии магнитных вариаций амплитудой более 50 нТл во временном интервале примерно 2 ч до и после регистрации спутником высыпаний авроральной зоны. Такой детальный анализ позволяет отделить “истинно” магнитоспокойные периоды от интервалов с низким уровнем магнитной активности, но относящимся в фазе зарождения суббури или к интервалам незначительного роста магнитной активности, обусловленных кратковременными поворотами на юг B_z -компоненты ММП ($DP-2$ вариации).

Типичный пример одного из таких событий представлен на рис. 1, где показаны параметры межпланетной среды и индексы магнитной активности в интервале 01:00–05:00 UT 08 октября

1986 г. Время пролета спутника указано вертикальной штриховой линией. Пролет спутника наблюдался в период очень низкой магнитной активности при северной ориентации ММП. Значения PC -индекса были близкими к нулю, а величина AL -индекса даже в пиковых значениях была не ниже -20 нТл.

Широтные распределения характеристик ионных (а) и электронных (б) высыпаний по наблюдениям спутника F7 в этом пролете представлены на рис. 2. Сверху вниз на рис. 2а показаны средние энергии (E_i , кэВ) и потоки энергий (F_i , эрг/см² с) ионных высыпаний, а на рис. 2б — средние энергии (E_e , кэВ) и потоки энергий (F_e , эрг/см² с) электронных высыпаний. Точки на графиках соответствуют значениям параметров, измеренных спутником. По горизонтальной оси на рисунке отложена исправленная геомагнитная широта (CGL). В этом пролете спутника положение максимума F_i , соответствующее положению границы $b2i$, было зарегистрировано на широте 67.8° CGL в 03:09 UT (время округлено до минут). На рис. 2 положение $b2i$ отмечено вертикальной штриховой линией.

Для этого пролета спутника широтный ход ионного давления (P_i) представлен на рис. 3а. Ионное давление определяется потоком энергии высыпавшихся ионов и их средней энергией. Средняя энергия высыпавшихся ионов в области авроральных высыпаний меняется незначительно, поэтому широтный ход ионного давления подобен широтному ходу F_i , а максимум P_i примерно совпадает с положением границы $b2i$. На рис. 3а широта максимума ионного давления величиной ~0.4 нПа совпадает с положением $b2i$ и обозначена вертикальной штриховой линией. При вычислении давления, также как при вычислении средних энергий и потоков энергии ионов, не учитывалось существование продольного падения потенциала. Область низкого (~0.2 нПа) давления к полюсу от максимума, по-видимому, соответствует структуре типа перевернутого V с характерной энергией ~3 кэВ, блокирующей высыпания ионов с энергиями, не превышающими эту величину. В области сравнительно больших значений давления продольная разность потенциалов невелика, что можно видеть при сравнении рисунков 2 и 3, и, значит, вычисленные значения давления близки к давлению в экваториальной плоскости.

Экваториальнее $b2i$ давление ионов быстро падает вследствие уменьшения продольной составляющей P_i и быстрого роста его поперечной компоненты. К полюсу от $b2i$, в целом, наблюдается более плавное уменьшение ионного давления.

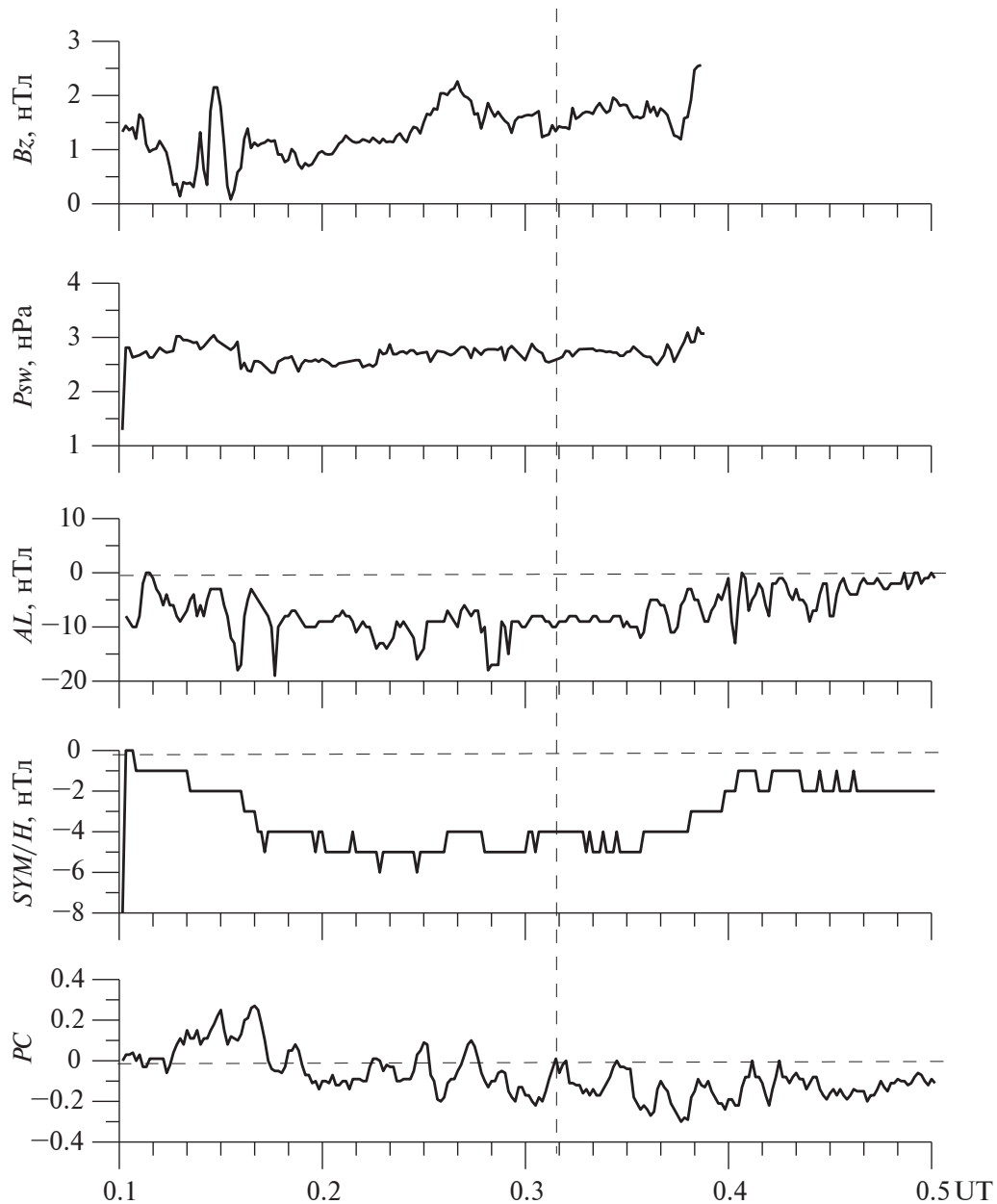


Рис. 1. Вариации параметров межпланетной среды и уровней геомагнитной активности 08 октября 1986 г. в интервале 01:00–05:00 UT. Сверху вниз показаны: вариации B_z -компоненты ММП и динамического давления солнечного ветра, вариации AL -, SYM/H - и PC -индексов магнитной активности. Данные по ММП и солнечному ветру приведены в пересчете на лобовую точку фронта ударной волны. Время пролета спутника F7 указано вертикальной штриховой линией.

Интенсивность свечения эмиссии 557.7 нм для этого пролета спутника показана на рис. 3б. Величина $I_{557.7}$ определяется, главным образом, E_e и F_e . Значение средней энергии выпадающих электронов в диапазоне энергий 1–10 кэВ слабо влияет на уровень свечения эмиссии 557.7 нм, поэтому, как и в случае ионной популяции, широтный ход эмиссии примерно соответствует ши-

ротному распределению потока энергии выпадающих электронов. Согласно рис. 2б и 3б, электронные выпадения даже в такой “экстремально” спокойный период регистрируются от границы $b2i$ на широте 67.8° CGL примерно до 71° CGL. Свечение в этот период можно отнести к субвизуальным или очень слабым полярным сияниям, исключая резкое локальное увеличение потока

энергии высыпавшихся электронов на широтах 70.8° – 71.0° CGL, которое, наиболее вероятно, связано с дугой полярного сияния интенсивностью около 4 кР.

Среднее широтное распределение ионного давления в спокойные периоды показано на рис. 4а. Кривая получена методом наложения эпох относительно $b2i$, средняя широта которой в спокойные

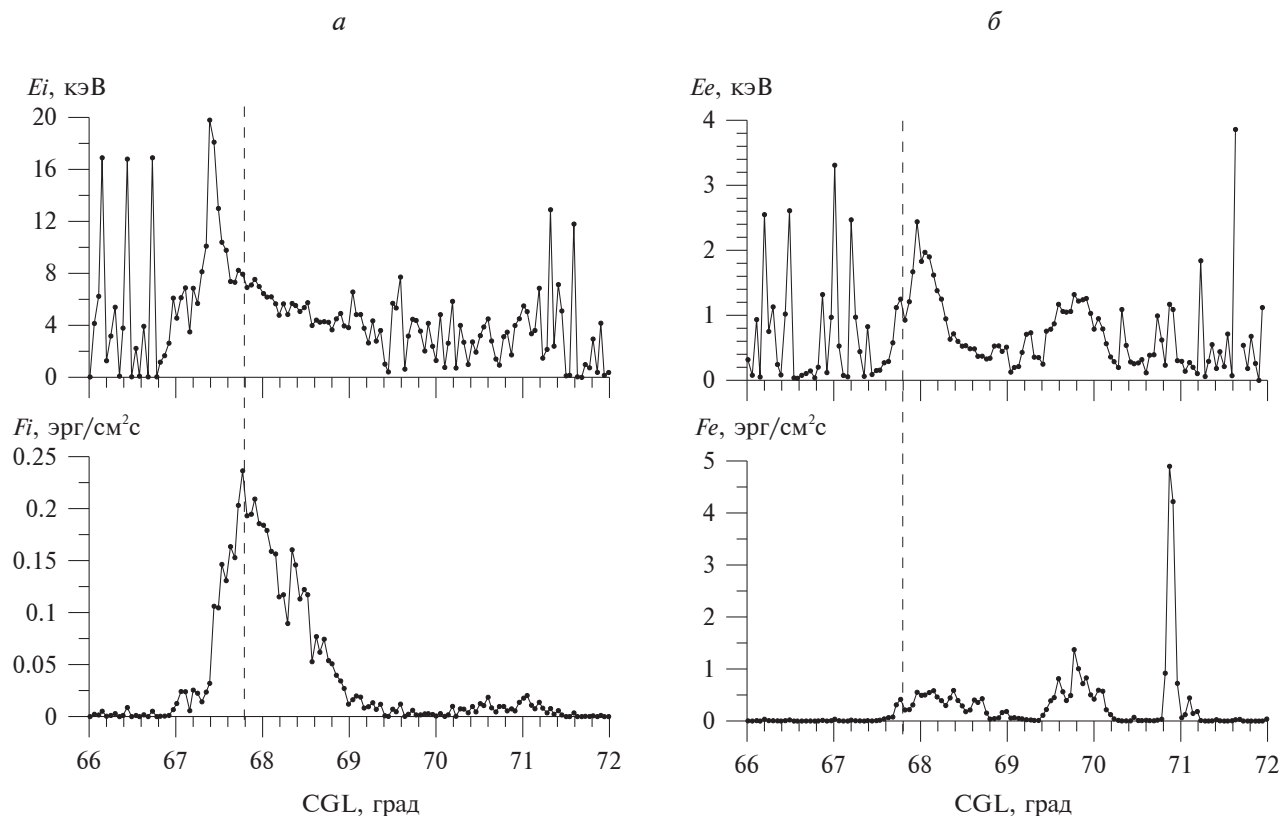


Рис. 2. Интегральные характеристики высыпавшихся частиц по наблюдениям спутника F7 08 октября 1986 г. в 03:09–03:10 UT: (а) — средние энергии (E_i , кэВ) и потоки энергии (F_i , эрг/см² с) высыпавшихся ионов, (б) — средние энергии (E_e , кэВ) и потоки энергии (F_e , эрг/см² с) высыпавшихся электронов. По горизонтальной оси отложена исправленная геомагнитная широта (CGL). Вертикальные штриховые линии — положение границы $b2i$.

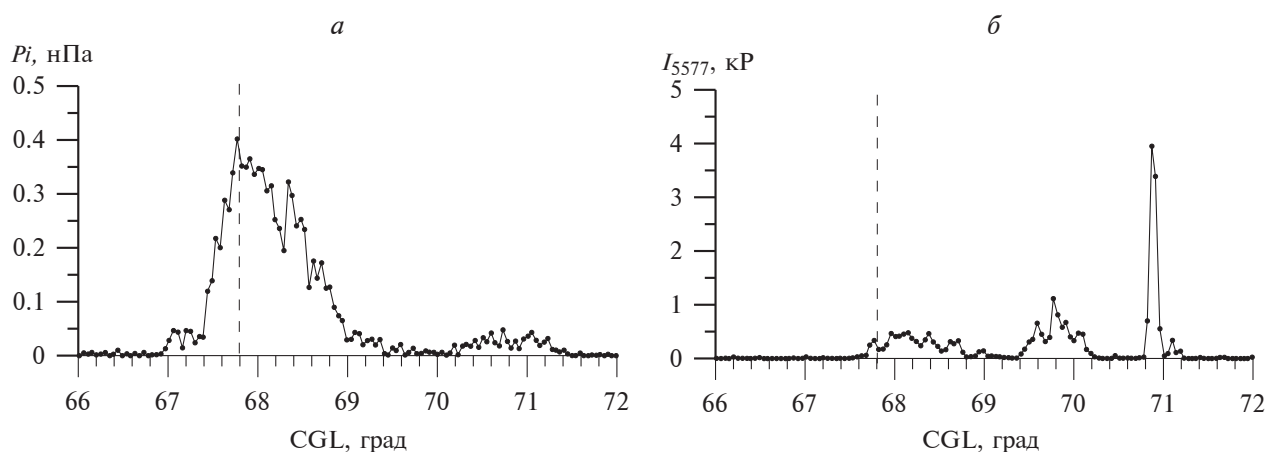


Рис. 3. Широтные профили ионного давления (а) и интенсивности свечения эмиссии 557.7 нм (б), рассчитанные по данным рис. 2а и 2б соответственно. Вертикальные штриховые линии — положение границы $b2i$.

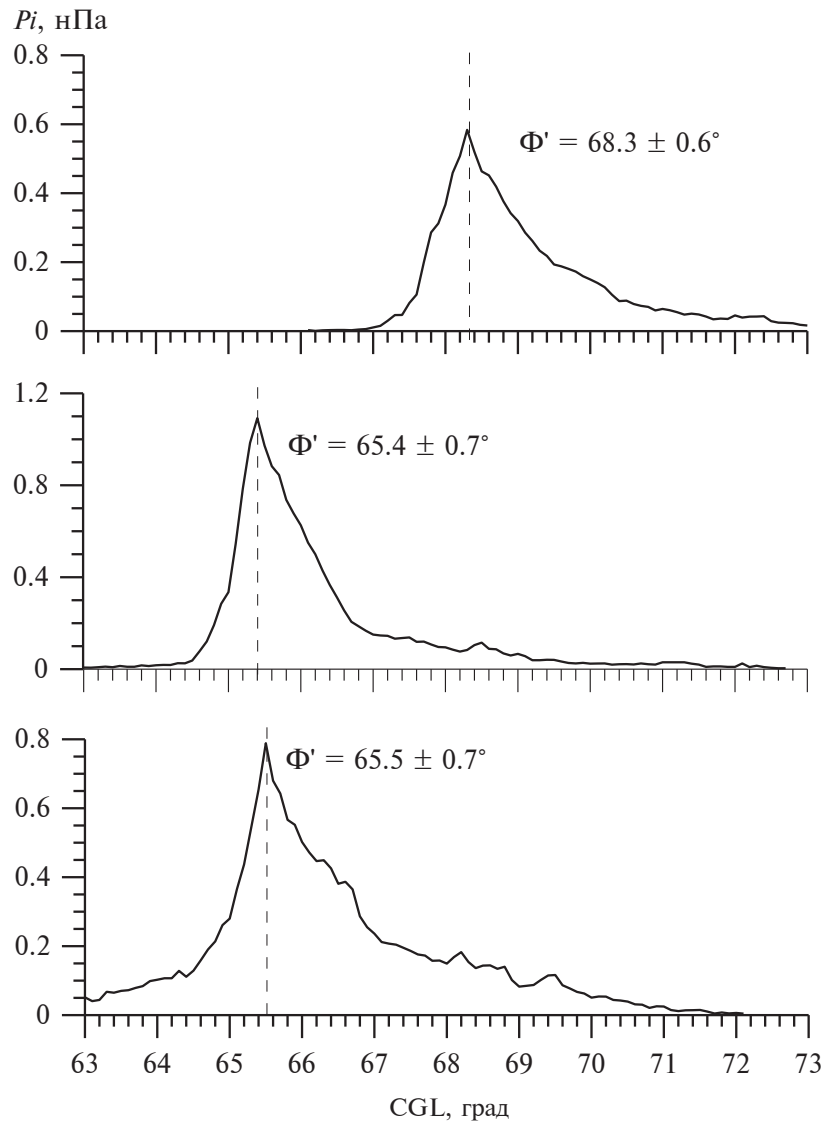


Рис. 4. Средние широтные профили ионного давления, P_i (нПа): (а) — магнитоспокойный период, (б) — заключительная стадия фазы зарождения суббури, (в) — начальная стадия фазы развития суббури. Вертикальные штриховые линии — среднее положение $b2i$.

периоды составляет $\Phi' = 68.3^\circ \pm 0.6^\circ$ CGL и обозначена вертикальной штриховой линией. Средние значения индексов магнитной активности и параметров межпланетной среды в периоды пролетов спутника указывают на очень низкий уровень геомагнитной активности: $\langle AL \rangle = -12$ нТл, $\langle Dst \rangle = -2$ нТл, $\langle IMF B_z \rangle = +2.3$ нТл и $\langle P_{sw} \rangle = 2.5$ нПа. Широтное распределение ионного давления на рис. 4а получено усреднением данных по 20 пролетам спутника через зону высыпаний. Увеличение числа пролетов спутника для получения средних характеристик не приводит к существенному изменению профиля ионного давления. Однако в области дискретных электронных высыпаний

приводит к сильному сглаживанию потоков энергии высыпающихся электронов и, соответственно, к уменьшению средних значений яркости свечения.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ В ПЕРИОДЫ ДО И ПОСЛЕ НАЧАЛА ФАЗЫ РАЗВИТИЯ СУББУРИ

Среднее распределение ионного давления в заключительную стадию фазы зарождения суббури, примерно в интервале 15 мин до начала фазы развития суббури (T_0) показано на рис. 4б. Для исследования отбирались пролеты спутника при хоро-

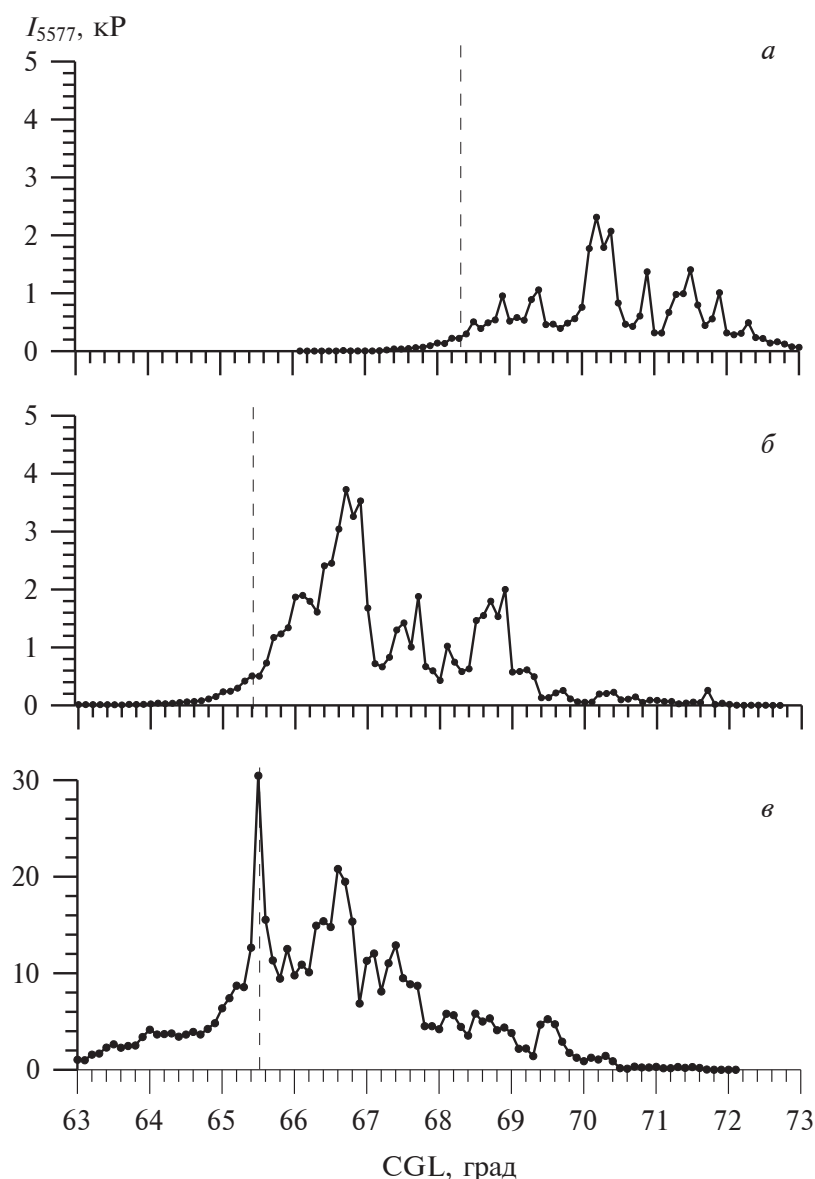


Рис. 5. Средние широтные профили интенсивности свечения эмиссии 557.7 нм, $I_{557.7}$ (кР). Панели (а–в) соответствуют панелям (а–в) на рис. 4. Вертикальные штриховые линии – среднее положение $b2i$.

шо выраженной в индексах AL и PC фазой зарождения суббури и достаточно четко выраженным в AL -индексе моментом T_0 . Широтное распределение ионного давления на рис. 4б получено усреднением данных по 18 пролетам спутника через зону высыпаний. Средние параметры магнитной активности и межпланетной среды в этих пролетах спутника составляют: $\langle AL \rangle = -65$ нТл, $\langle B_z \rangle_{ММП} = -1.4$ нТл, $\langle P_{sw} \rangle = 3.3$ нПа. Рисунок 4б показывает, что по отношению к магнитоспокойным условиям в период фазы зарождения суббури граница $b2i$ сместилась к экватору и перед самым началом фазы развития, в среднем,

располагается на широте $\Phi' = 65.4^\circ \pm 0.7^\circ$ CGL. Величина ионного давления на $b2i$ увеличивается от $\langle Pi \rangle = (0.6 \pm 0.1)$ нПа в спокойные периоды (рис. 4а) до $\langle Pi \rangle = (1.1 \pm 0.1)$ нПа в заключительную стадию фазы зарождения.

Среднее распределение ионного давления в начальный период фазы развития суббури иллюстрирует рис. 4в. Усреднение проводилось по 16 пролетам F7, которые проходили в первую треть общего периода фазы развития суббури, что соответствует интервалу ~ 15 мин, учитывая, что сам момент T_0 по магнитным данным определяется

с точностью в несколько мин. Рисунок демонстрирует, что широтное положение границы $b2i$ до и после начала фазы развития суббури фактически не изменилось и составляет $\Phi^i = 65.4^\circ \pm 0.7^\circ$ CGL, но величина ионного давления уменьшилась до $\langle P_i \rangle = (0.8 \pm 0.1)$ нПа, возможно, из-за возрастания после начала фазы развития суббури продольного тока, приводящего к увеличению продольной разности потенциалов, росту электронных высыпаний и торможению ионных высыпаний.

Широтные характеристики электронных высыпаний представлены на рис. 5 *a–в*. На панелях *a–в* рис. 5 изображены средние широтные профили свечения эмиссии 557.7 нм, полученные по наблюдениям средних энергий и потоков энергии высыпавшихся электронов в соответствующих рис. 4 *a–в* пролетах спутника F7. В целом, рис. 5 *a–в* показывает, что основные электронные высыпания регистрируются в области изотропных высыпаний к полюсу от $b2i$. К экватору от $b2i$ до начала фазы развития суббури (рис. 5*a* и 5*б*) существует очень узкая $\sim 0.5^\circ$ широты область слабого субвизуального диффузного свечения. После начала фазы развития суббури яркость свечения экваториальнее $b2i$ увеличивается до 4–8 кР, а ширина области свечения до $\sim 2^\circ$ широты.

В спокойные периоды (рис. 5*a*) слабое субвизуальное свечение наблюдается и к полюсу от $b2i$ до $\sim 70^\circ$ CGL. Заметное увеличение интенсивности свечения наблюдается на широтах 70° – 72° CGL. В этом диапазоне широт фактически в каждом пролете спутника регистрируются от 1 до 3 резких локальных увеличений интенсивности свечения, часто до нескольких десятков кР, которые, по всей вероятности, связаны с дугами сияний спокойного аврорального овала. Пример такого локального увеличения интенсивности свечения в пролете спутника 08 октября 1986 г. показан на рис. 3*б*. Усреднение данных по всем событиям дает в этой области дискретных высыпаний сглаженную картину, которая представлена на рис. 5*a*. Увеличение числа пролетов спутника для получения средних характеристик приведет в этой области только к еще более сильному сглаживанию высыпаний и к уменьшению средних значений яркости свечения.

В заключительную стадию фазы зарождения суббури (рис. 5*б*) средние значения интенсивности свечения увеличиваются по сравнению со спокойным периодом (рис. 5*a*) примерно в 2 раза, а область максимального свечения приближается к $b2i$.

После начала фазы развития суббури (рис. 5*в*) регистрируется узкий, четко выраженный пик электронных высыпаний на границе $b2i$, ассоци-

ируемый с яркой дугой сияния со средней яркостью в зеленой линии $I_{557.7} \sim 30$ кРл. Положение максимально яркой дуги сияния сразу же после начала фазы развития суббури в максимуме ионного давления, по-видимому, свидетельствует о том, что авроральный брейкап начинается в области максимального ионного давления.

Отсутствие измерений питч-углового распределения не позволяет точно идентифицировать природу авроральных высыпаний в пике высыпаний, приводящих к полярному сиянию третьего класса яркости. Можно только предположить, что возникает узконаправленный пучок электронов ионосферного происхождения типа, описанного в работе [Mende et al., 2003]. В рамках теории суббури, развитой в работах [Antonova et al., 2002; Stepanova et al., 2002], такой пучок образуется в результате проникновения холодных электронов ионосферного происхождения в область продольного падения потенциала. Такое проникновение возникает в результате резкого нарастания компоненты течения плазмы поперек предбрейкаповой дуги перед моментом T_0 .

5. ПРОЕКЦИИ ГРАНИЦЫ ИЗОТРОПИЗАЦИИ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ МАГНИТОСФЕРЫ

Как было упомянуто выше, в изотропной плазме в условиях магнитостатического равновесия давление плазмы остается постоянным вдоль всей силовой линии геомагнитного поля, исключая области продольного ускорения электронов. Это открывает возможность использовать условие равенства ионного давления, полученного по данным низковысотных спутников, и измерения ионного давления в экваториальной плоскости магнитосферы для проецирования ионосферных данных в экваториальную плоскость без обращения к каким-либо моделям геомагнитного поля. Положение $b2i$ в ионосфере близко к положению максимума ионного давления, а ее широта указывает наиболее экваториальную часть ионосферы, ионное давление в которой можно проецировать в экваториальную магнитосферу.

Для определения радиального распределения ионного давления в магнитосфере были использованы наблюдения спутников миссии THEMIS. Первые результаты в данном направлении были получены в работе [Кирпичев и Антонова, 2011]. В дальнейшем, такие результаты опубликованы в ряде работ по всей базе данных THEMIS. Радиальное распределение давления в экваториальной плоскости ($Z_{SM} = 0 \pm 1$ Re) в секторе 21:00–24:00 MLT показано на рис. 6. Профиль ионного давления на рис. 6*a* получен для магнитоспокой-

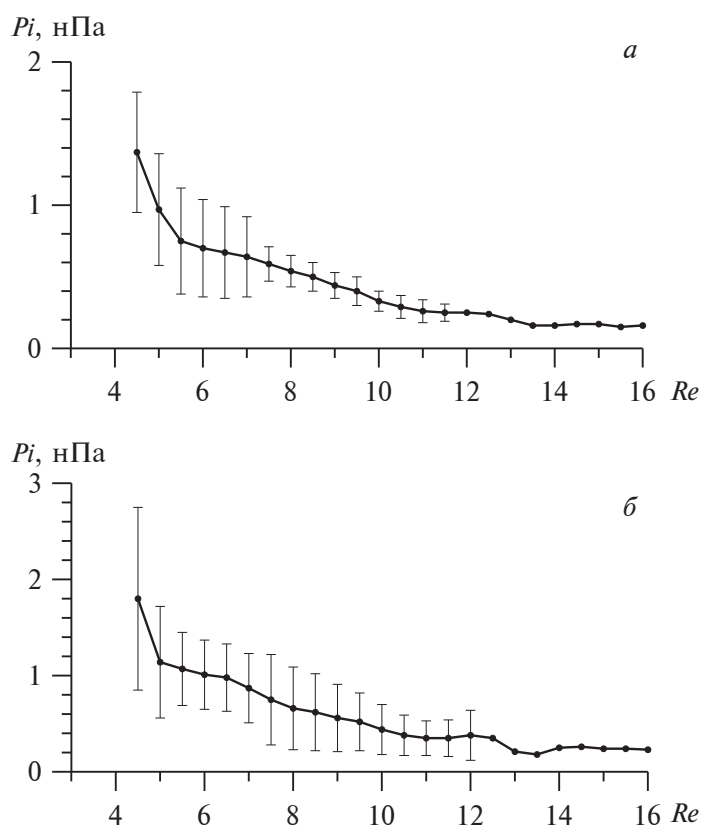


Рис. 6. Радиальное распределение ионного давления в предполуночном секторе магнитосферы Земли в магнитоспокойные периоды при положительной (а) и отрицательной (б) полярности вертикальной компоненты ММП.

ных условий ($AL > -200$ нТл, $Dst > -20$ нТл, $P_{sw} = 2.5 \pm 1.0$ нПа, B_z ММП = 2.0 ± 1.0 нТл), которые примерно соответствуют условиям, при которых был получен широтный профиль ионного давления в ионосфере, показанный на рис. 4а.

На рис. 6б показан профиль ионного давления при спокойных условиях, но при отрицательных значениях B_z -компоненты ММП ($AL > -200$ нТл, $Dst > -20$ нТл, $P_{sw} = 3.5 \pm 1.0$ нПа, B_z ММП = -1.0 ± 1.0 нТл). Такие параметры наиболее близки к фазе зарождения суббури и к условиям, соответствующим распределению ионного давления на рис. 4б.

Данные, иллюстрируемые на рис. 4а, 4б и рис. 6а, 6б, позволяют провести сопоставление широтного профиля ионного давления, полученного на высотах ионосферы, с радиальным распределением ионного давления в магнитосфере Земли. При условии равенства давлений вдоль геомагнитных силовых линия это делает возможным определить положение $b2i$ и всего профиля ионного давления в экваториальной плоскости магнитосферы. Процедура сопоставления давле-

ний можно кратко описать следующим образом. Положение пика давления в ионосфере совмещается с точкой в магнитосфере, имеющей равное значение давления, и здесь фиксируется. Далее производится линейное масштабирование кривой ионосферного профиля давления до достижения ее наилучшего согласия с кривой профиля давления в магнитосфере.

Результаты такого морфологического проецирования (тонкая сплошная кривая) и сопоставления с радиальным профилем давления по данным THEMIS (кривая с точками) представлены на рис. 7. Верхняя горизонтальная шкала на рис. 7 показывает исправленные геомагнитные широты, а нижняя — радиальное расстояние, на которое эти широты проектируются в экваториальную плоскость магнитосферы. Так как разброс данных в экваториальной плоскости на больших R_e очень значительный, верхняя и нижняя шкалы в данном представлении не интерпретируются как соответствующие друг другу по всей длине. Важным в этом подходе является (1) схожесть поведения ионного давления с увеличением широты в ионосфере и расстояния в экваториальной плоскости

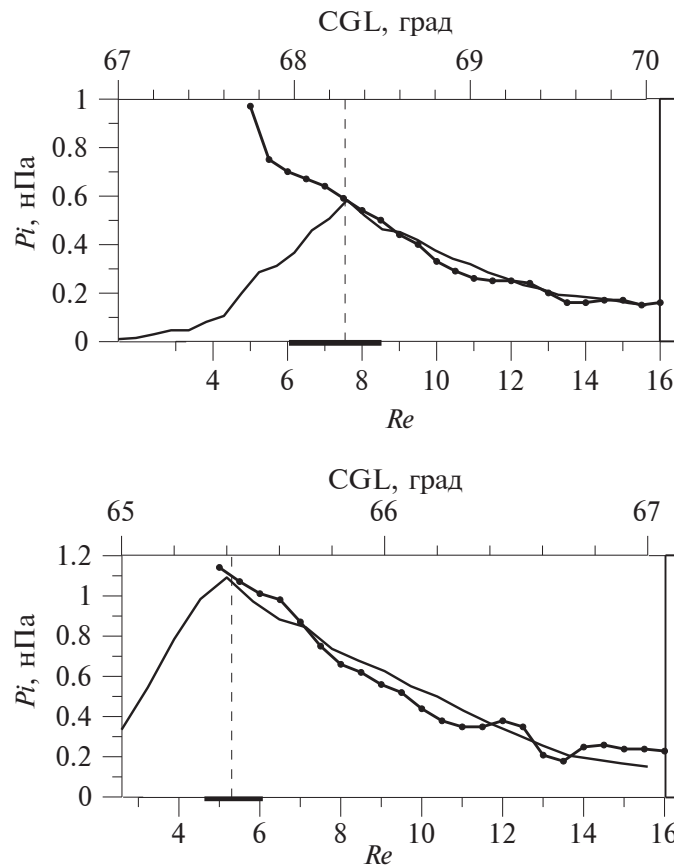


Рис. 7. Проецирование широтного профиля ионного давления в ионосфере в экваториальную плоскость магнитосферы (тонкая кривая) и его сравнение с наблюдениями в экваториальной плоскости (кривая с точками). Верхняя панель — магнитоспокойный период; нижняя панель — заключительная стадия фазы зарождения суббури.

при определении только в двух крайних точках: положение максимума на ионосферных высотах и положение минимального давления на расстояниях $\sim 13\text{--}14 Re$ и (2) определение положения проекции границы $b2i$ в экваториальной плоскости.

Штриховыми линиями на рис. 7 отмечено положение границы $b2i$. Рисунок 7 (верхняя панель) показывает, что в спокойных условиях при низком уровне магнитной активности и положительных значениях вертикальной компоненты ММП $b2i$ проектируется в экваториальную плоскость на расстояния $\sim 7.5 Re$. Рисунок 7 (нижняя панель) показывает сравнение профилей давления в экваториальной плоскости и на высотах ионосферы в заключительную стадию фазы зарождения суббури. Из этого рисунка следует, что по сравнению со спокойным периодом в фазу зарождения суббури, $b2i$ смещается к экватору и регистрируется на расстоянии $\sim 5.2 Re$ перед началом фазы развития суббури. Отрезком жирной штриховой линии на нижней горизонтальной шкале рис. 7а, в и рис. 7б показан интервал расстояний, соответ-

ствующий среднеквадратичной ошибке вычисления среднего ионного давления.

В период фазы развития суббури из-за наличия различных механизмов усиления и ослабления потоков высыпающихся частиц и высокого уровня турбулентных флуктуаций метод морфологического проектирования уже не может быть использован. Основываясь на том, что широтное положение $b2i$ в заключительную стадию фазы зарождения суббури и в начале фазы развития остается неизменным, и, принимая во внимание появление области сильных локальных электронных высыпаний вблизи $b2i$, можно сделать вывод, что авроральный брейкап в предполночном секторе магнитосферы в среднем регистрируется на расстояниях $\sim 5\text{--}6 Re$ от Земли.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Наблюдения спутника F7 в секторе 21:00–24:00 MLT использованы для определения средних характеристик высыпающихся электро-

нов и ионов. Получены средние широтные профили ионного давления и аврорального свечения на высотах ионосферы в спокойные периоды и в периоды начала магнитосферных суббурь. Для определения среднего радиального распределения ионного давления в экваториальной плоскости магнитосферы были использованы наблюдения спутников миссии THEMIS. Сравнение широтного распределения давления плазмы на высотах ионосферы с давлением плазмы в экваториальной плоскости позволило существенно уточнить локализацию области начала взрывной фазы классической суббури в магнитосфере Земли без использования какой-либо модели геомагнитного поля.

Основные результаты исследования можно сформулировать следующим образом.

1. Получены средние широтные профили ионного давления в предполуночном секторе, рассчитанные по измерениям спутника F7, в магнитоспокойных условиях, в заключительный период фазы зарождения и в начальный период фазы развития суббури.

2. Показано, что максимум в широтном профиле давления близко совпадает с положением границы ионных высыпаний $b2i$ по классификации [Newell et al., 1998]. Широта граница $b2i$ в спокойные периоды составляет $\Phi' = 68.3^\circ \pm 0.6^\circ$ CGL, в то время как перед началом суббури и в начальный период фазы ее развития граница $b2i$ располагается на широтах $\Phi' = 65.4^\circ \pm 0.7^\circ$ CGL.

3. По наблюдениям спутников THEMIS получены средние радиальные профили давления плазмы в предполуночном секторе в магнитоспокойных условиях ($AL > -200$ нТл, B_z ММП > 0) и в периоды, по параметрам межпланетной среды и уровню геомагнитной активности наиболее близко соответствующие фазе зарождения суббури ($AL > -200$ нТл, но B_z ММП < 0).

4. Сопоставление ионного давления в ионосфере и давления в экваториальной плоскости указывает на то, что в магнитоспокойных условиях граница $b2i$ проецируется на геоцентрическое расстояние ~ 7.5 Re. По сравнению со спокойным периодом в фазу зарождения суббури граница $b2i$ смещается к Земле на более близкие расстояния до 5–6 Re.

5. Проведены оценки яркости аврорального свечения в эмиссии 557.7 нм, рассчитанные по наблюдениям средней энергии и потока энергии высыпавшихся электронов спутником F7. Показано, что в спокойные периоды и перед началом суббури сияния регистрируются в области изотропных высыпаний к полюсу от границы $b2i$.

6. В начальный период фазы развития суббури статистически показано существование локального, узкого, четко выраженного пика электронных высыпаний на границе $b2i$, ассоциируемого с яркой дугой сияния интенсивностью в зеленой линии $I_{557.7} \sim 30$ кРл.

Положение максимально яркой дуги сияния после начала фазы развития суббури на границе $b2i$, по-видимому, свидетельствует о том, что авроральный брейкап начинается в области максимального ионного давления на ионосферных высотах. Полученные в работе результаты дают основание предположить, что область аврорального брейкапа проецируется в магнитосферу Земли на геоцентрические расстояния ~ 5 –6 Re.

Движение экваториальной границы аврорального овала в более низкие широты с началом фазы зарождения суббури было открыто в 70-х годах прошлого столетия. Смещение границы $b2i$ к экватору во время вытягивания магнитных силовых линий в хвост магнитосферы отмечалось еще в работе (Newell et al., 1998) и рассматривалось как результат динамики тока хвоста магнитосферы. Однако сравнения статистически полученных значений давления на малых высотах и вблизи экваториальной плоскости с учетом положения границы $b2i$ до настоящего времени не проводились. В результате исследований, выполненных в настоящей работе, удалось определить величину сдвига $b2i$ при переходе от магнитоспокойных условий (~ 7.5 Re) к началу фазы развития суббури (5–6 Re). Существование такого сдвига указывает на локализацию начала взрывной фазы суббури глубоко внутри кольцевого тока и может свидетельствовать в поддержку утверждения об отсутствии качественных различий механизмов развития изолированных суббурь от суббурь во время магнитной бури. Однако проверка последнего утверждения требует дополнительных исследований.

Необходимо также обсудить подход работы Newell et al. [1998], в которой вытягивание магнитных силовых линий связывается с развитием токов хвоста магнитосферы. Результаты анализа данных миссии THEMIS позволили выделить окружающую Землю область плазмы с характеристиками, соответствующими “ближней к Земле области плазменного слоя” и выделить окружающее Землю плазменное кольцо [Antonova et al., 2013, 2014]. Было показано, что усредненный радиальный градиент плазменного давления в кольце направлен к Земле, что свидетельствует о наличии внешней области кольцевого тока. Такой ток сосредоточен вблизи экватора только в вечерние, ночные и утренние часы, а в дневные часы в результате

сжатия магнитосферы солнечным ветром и сдвигом минимумов магнитного поля в высокие широты, размазан вдоль магнитной силовой линии (см. обзор [Antonova et al., 2018]). Внешняя граница области такого тока локализована на геоцентрических расстояниях $\sim 10\text{--}13 R_E$, что значительно превышает геоцентрическое расстояние локализации проекции $b2i$ на экваториальную плоскость. При развитии кольцевого тока в области, где давление плазмы становится сопоставимым с давлением магнитного поля, происходит вытягивание магнитных силовых линий в радиальном направлении и формируется магнитный диск. Такая структура появилась при моделировании магнитосферы Земли, начиная с модели Ц-89 [Tsyanenko, 1989]. Вытягивание магнитных силовых линий, наблюдаемое во время предварительной фазы суббури на геостационарной орбите, скорее всего, в основном, связано с развитием кольцевого тока, включая его внешнюю часть. Наблюдаемые диполизации внутри кольцевого тока можно связывать с развитием неустойчивости распределения плазмы и крупномасштабных продольных токов, что позволяет не рассматривать процессы в турбулентном магнитосферном хвосте в качестве обязательного механизма суббуревых возмущений.

Наблюдаемое в момент начала взрывной фазы суббури уярчение ближайшей к экватору дуги третьего, а, в ряде случаев, и четвертого класса яркости, хорошо укладывается в описанную выше схему суббуревых процессов. Такое уярчение соответствует формированию пучка холодных в поперечном направлении ионосферных электронов, проникающих в область продольного падения потенциала. Плотность холодных электронов ионосферного происхождения на высотах области продольного ускорения ($\sim 10\text{--}10^2 \text{ см}^{-3}$) на один-два порядка превышает плотность электронов магнитосферы, что приводит к появлению свечений третьего и четвертого класса яркости. Описанный выше сценарий существенно отличается от общепринятых. Поэтому еще много предстоит сделать для проверки описанной выше картины развития суббуревых процессов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят команды проектов DMSP и THEMIS за возможность использования данных, опубликованных на сайтах (<https://themis.ssl.berkeley.edu/data/themis/>) и (<https://dmsp/bc/edu/>). Параметры ММП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>) и (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования, выполненные Воробьевым В.Г., поддержаны Российским научным фондом РНФ, проект 22-12-20017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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 аэрономия. Т. 53. № 6. С. 757–761. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794013060163>
- Деспирак И.В., Клейменова Н.Г., Любич А.А., Малышева Л.М., Громова Л.И., Ролдугин А.В., Козелов Б.В. Магнитные суббури и сияния в полярных широтах Шпицбергена: Событие 17 декабря 2012 г. Изв. РАН. Сер. Физическая. Т. 86. № 3. С. 340–348. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0367676522030097>
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Распределение давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 6 до $10 R_E$ по данным международного проекта THEMIS // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 4. С. 456–461. 2011.
- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Малышева Л.М., Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Волновая структура магнитных суббурь в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 785–793. 2012.
- Akasofu S.-I. The development of the auroral substorm // Planet. Space Sci. V. 12. № 4. P. 273–282. 1964. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(64\)90151-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90151-5)
- Antonova E.E. The results of INTERBALL/Tail observations, the inner magnetosphere substorm onset and particle acceleration // Adv. Space Res. V. 30. № 7. P. 1671–1676. 2002. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00434-9](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00434-9)
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Vovchenko V.V., Stepanova M.V., Riazantseva M.O., Pulnits M.S., Ovchinnikov I.L., Znaatkova S.S. Characteristics of plasma ring, surrounding the Earth at geocentric distances $\sim 7\text{--}10 R_E$, and magnetospheric current systems // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 99. P. 85–91. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.08.013>
- 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. 115–116. P. 32–40. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.12.005>
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., 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. – Space. V. 94. № 7. P. 9139–9144. 1989. <https://doi.org/10.1029/JA094iA07p09139>

- Baker D.N., Pulkkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. Neutral line model of substorms: Past results and present view // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 101. № 6. P. 12975–13010. 1996. <https://doi.org/10.1029/95JA03753>
- Dubyagin S.V., Sergeev V.A., Carlson C.W., Marple S.R., Pulkkinen T.I., Yahnin A.G. Evidence of near-Earth breakup location // *Geophys. Res. Lett.* V. 30. № 6. ID 1282. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002GL016569>
- Goertz C.K., Baumjohann W. On the thermodynamics of the plasma sheet // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 96. № 12. P. 20991–20998. 1991. <https://doi.org/10.1029/91JA02128>
- Kim H.-J., Kim K.-C., Noh S.-J., Lyons L., Lee D.-Y., Choe W. New perspective on phase space density analysis for outer radiation belt enhancements: The influence of MeV electron injections // *Geophys. Res. Lett.* V. 50. № 14. ID e2023GL104614. 2023. <https://doi.org/10.1029/2023GL104614>
- Kirpichev I.P., Antonova E.E., Stepanova M., Eyelade 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*. V. 126. № 10. ID e2021JA029409. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029409>
- Lui A.T.Y. Current disruption in the Earth's magnetosphere: Observations and models // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 101. № 6. P. 13067–13088. 1996. <https://doi.org/10.1029/96JA00079>
- Mende S.B., Carlson C.W., Frey H.U., Peticolas L.M., Østgaard N. FAST and IMAGE-FUV observations of a substorm onset // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 108. № 9. ID 1344. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009787>
- Newell P.T., Feldstein Ya.I., Galperin Y.I., Meng S.-I. The morphology of nightside precipitation // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 101. № 5. 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 (b_{2i}) and the ion isotropy boundary // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 103. № 3. P. 4739–4745. 1998. <https://doi.org/10.1029/97JA03622>
- Nosé M., Keika K., Kletzing C.A., Spence H.E., Smith C.W., MacDowall R.J., Reeves G.D., Larsen B.A., Mitchell D.G. Van Allen Probes observations of magnetic field dipolarization and its associated O^+ flux variations in the inner magnetosphere at $L < 6.6$ // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 121. № 8. P. 7572–7589. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016JA022549>
- Nosé M., Matsuoka A., Kasahara S., et al. Magnetic field depolarization and its associated ion flux variations in the dawnside deep inner magnetosphere: Arase observations // *Geophys. Res. Lett.* V. 45. № 16. P. 7942–7950. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018GL078825>
- Persson M.A.L., Opgenoorth H.J., Pulkkinen T.I., et al. Near-earth substorm onset: A coordinated study // *Geophys. Res. Lett.* V. 21. № 17. P. 1875–1878. 1994. <https://doi.org/10.1029/94GL01426>
- Paschmann G., Haaland S., Treumann R. Auroral plasma physics // *Space Sci. Rev.* V. 103. № 1–4. 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.
- Stepanova M.V., Antonova E.E., Bosqued J.M., Kovrazhkin R.A., Aubel K.R. Asymmetry of auroral electron precipitations and its relationship to the substorm expansion phase onset // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 107. № 7. ID 1134. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA003503>
- 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. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // *Planet. Space Sci.* V. 37. № 1. P. 5–20. 1989. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90066-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90066-4)
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Starkov G.V., Feldstein Ya.I. A substorm in midnight auroral precipitation // *Ann. Geophys.* V. 21. № 12. P. 2271–2280. 2003. <https://doi.org/10.5194/angeo-21-2271-2003>
- Vorobjev V.G., Antonova E.E., Yagodkina O.I. How the intensity of isolated substorms is controlled by the solar wind parameters // *Earth Planets Space*. V. 70. № 1. ID 148. 2018. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0922-5>
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Antonova E.E. Ionospheric features of polar cusp dayside precipitation under a northern IMF // *Geomagn. Aeronomy*. V. 64. № 3. P. 302–312. 2024. <https://doi.org/10.1134/S0016793224600103>
- Wing S., Newell P.T. Center plasma sheet ion properties as inferred from ionospheric observations // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 103. № A4. P. 6785–6800. 1998. <https://doi.org/10.1029/97JA02994>

Latitudinal Distribution of Nighttime Auroral Precipitation During Magnetic Calm and Near the Time of Substorm Onset

V. G. Vorobjev¹, O. I. Yagodkina¹, E. E. Antonova^{2,3}, I. P. Kirpichev³

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk Region, Russia*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

³*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The unresolved problems of the physics of auroral substorms include the issue of localization and the mechanism of the start of the substorm expansion phase. The new information needed to solve this problem can be obtained by comparing the results of observations from low-altitude spacecraft with observations in the equatorial plane of the magnetosphere. For this purpose, the morphological projection method was used, which does not require knowledge about the configuration of the magnetic field. This paper considers the latitudinal profiles of the auroral precipitation characteristics at ionospheric altitudes obtained from DMSP F7 spacecraft observations and the radial distribution of ion pressure in the equatorial plane according to the THEMIS mission during periods of magnetic calm and at time intervals close to the auroral breakup. Special attention was paid to the position of the maximum energy flux of the precipitation of ions with energy larger than 3 keV and ion pressure profiles. The average ion pressure latitudinal profiles at low altitudes were determined and compared with the average pressure distributions in the equatorial plane of the magnetosphere under similar to averaged values of solar wind and geomagnetic activity parameters. It is shown that, if under geomagnetic calm the pressure maximum at low altitudes is mapped to geocentric distances of $\sim 7\text{--}8\text{ }Re$, before the substorm onset it is mapped to a distance of $\sim 5\text{--}6\text{ }Re$. The averaged values of the pressure maxima during the magnetic calm, as well as before and after substorm onset were obtained. The brightness of the auroral luminosity in the 557.7 nm emission was estimated from DMSP F7 observations of the average energy and energy flux of the precipitated electrons.

Keywords: auroral precipitation, magnetospheric substorm, substorm phases, ion pressure, latitudinal profiles and radial distributions of ion pressure, auroral brightness

УДК 550.385.4

УЧЕТ ПРОЦЕССА ЗАГРУЗКИ МАГНИТОСФЕРЫ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ЗАДАЧЕ КЛАССИФИКАЦИИ ИЗОЛИРОВАННЫХ СУББУРЬ

© 2025 г. Н. А. Бархатов¹, *, С. Е. Ревунов¹, О. М. Бархатова²,
В. Г. Воробьев³, Е. А. Ревунова², О. И. Ягодкина³

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

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет (НГАСУ),
Нижний Новгород, Россия

³Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты (Мурманская обл.), Россия
*e-mail: nbarkhatov@inbox.ru

Поступила в редакцию 27.05.2024 г.

После доработки 06.08.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

В исследовании выполнена классификация изолированных магнитосферных суббурь по временным характеристикам фаз суббури совместно с данными о параметрах солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Результаты классификации демонстрируют причинно-следственные связи суббуревой активности с характеристиками потока солнечного ветра, натекающего на земную магнитосферу. При этом используются комбинации параметров солнечного ветра, учитывающие процесс загрузки кинетической энергии солнечного ветра в полярную магнитосферу. Нейросетевые эксперименты показали, что динамические параметры суббуревой активности содержат в себе информацию о характеристиках плазменных потоков. Это выразилось в обнаружении классов изучаемых образов, отвечающих физическим представлениям о генерации высокоширотной геомагнитной активности.

Ключевые слова: суббури, магнитосфера, классификация, нейросети

DOI: 10.31857/S0016794025020024, **EDN:** CWN YUZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение солнечного ветра и прогнозирование геомагнитных возмущений, опирающееся на данные патрульных космических аппаратов, находящихся за пределами магнитосферы, продолжает быть одной из задач современной гелиогеофизики. Существует ряд факторов, которые способствуют интересу к этим проблемам. Известно, что наиболее заметная перестройка токовых систем в магнитосфере и высокоширотной ионосфере происходит в периоды магнитосферных суббурь, следующих за воздействием замagnetиченного потока солнечного ветра на земную магнитосферу [Gallardo-Lacourt et.al., 2012]. Индикатором таких событий, в частности, является динамика AL -индекса, характеризующая фазы развития суббуревых процессов. Считается, что

началом активной фазы суббури является взрывной переход накопленной потенциальной энергии искаженного магнитного поля полярной магнитосферы в кинетическую энергию заряженных частиц, заполняющих кольцевой ток и плазменный слой магнитосферы и ионизирующих высокоширотную атмосферу [Henderson et.al., 1996]. Накопление энергии в магнитосфере, происходящее в период подготовительной фазы суббури, обеспечивается усилением крупномасштабного западного электрического поля конвекции поперек хвоста магнитосферы [Nishimura et.al., 2010].

Решение задач классификации геомагнитных суббурь, наряду с развитием фундаментальных научных теорий их возникновения, также представляет научный интерес, поскольку способствует лучшему пониманию особенностей взаи-

модействия земной магнитосферы с солнечным ветром. В работе [Воробьев и др., 2016] по результатам визуального анализа вариаций геомагнитного поля в высоких широтах предложено разделение суббурь на 5 типов в зависимости от значений B_z -компоненты ММП до и в период начала фазы развития суббури. Авторы уделяют основное внимание суббурям, фаза развития которых проходила при южной ориентации ММП (тип 1) и суббурям, начало которых ассоциировалось с поворотом на север B_z -компоненты ММП (тип 3). В исследовании [Бархатов и др., 2023] выполнена автоматическая нейросетевая классификация аналогичного набора изолированных суббурь также на 5 классов, с учетом признаков, характеризующих особенности генерации различных суббуревых фаз. Анализ полученных классов позволил сформулировать их особенности и сделать физические выводы. Однако при использовании в качестве классификационных признаков только продолжительности фаз их причинно-следственные связи с параметрами солнечного ветра и ММП учитывались косвенно.

В настоящем исследовании нейросетевая классификация выполнена с прямым учетом параметров солнечного ветра, и поэтому такой подход должен отражать существующую в суббуревом процессе их причинно-следственную физическую связь. При этом рассмотрение динамики суббури и всех её фаз крайне затруднительно, если учитывать только мгновенные значения основных параметров межпланетного магнитного поля (ММП) и плазмы солнечного ветра (B_z , N , V), так как процесс постепенного накопления в магнитосфере магнитной энергии солнечного ветра протекает в условиях непрерывного поступления в магнитосферу кинетической энергии частиц (NV^2) солнечного ветра (N – плотность, а V – скорость солнечного ветра). Ранее в работе [Бархатов и др., 2017] для описания процесса формирования суббури и прогнозирования ее динамики было предложено использование интегрального параметра в виде кумулятивной суммы $\sum NV^2$ наравне с другими геоэффективными параметрами солнечного ветра. Однако, данный параметр может быть использован не только для прогнозирования, но и для классификации магнитосферных суббурь. Таким образом в данной работе классификация изолированных суббурь выполняется при учете продолжительности фазы зарождения, фазы развития и фазы восстановления суббури, длительности всей суббури, а также значений B_z -компоненты межпланетного магнитного поля, кумулятивного параметра $\sum NV^2$, амплитудных значений индекса AL и электрического поля E в потоке солнечного ветра.

Целью данной работы является демонстрация результатов решения задачи нейросетевой классификации изолированных суббуревых событий при учёте процесса загрузки кинетической энергии солнечного ветра полярной магнитосферы.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Материалом для исследования послужили изолированные суббури, выбранные по вариациям минутных значений индекса AL за все зимние сезоны 1995–2012 гг. Первичный отбор суббурь проводился визуально по суточным вариациям AL -индекса. Дополнительным признаком появления суббури являлось наличие соответствующих вариаций в индексах магнитной активности $SYM/H(D)$ или $ASYM/H(D)$ [Воробьев и др., 2016]. Было использовано 106 изолированных суббуревых событий различной интенсивности, каталог которых представлен на страницах (<http://pgia.ru/lang/en/data/>). Данные по индексам магнитной активности и по параметрам межпланетной среды с разрешением в 1 мин взяты на портале OMNI Web (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

Ранее в работе [Бархатов и др., 2023] нами была выполнена нейросетевая классификация изолированных суббурь, с учетом признаков, характеризующих особенности генерации различных суббуревых фаз. Для этого были выбраны такие классификационные признаки, как продолжительность фазы зарождения, фазы развития, фазы восстановления и длительность всей суббури в целом, а также неявно учитывалась особенность поведения компоненты B_z ММП. Под последним признаком подразумевается поворот компоненты B_z -компоненты ММП к югу, который определяет начало фазы зарождения суббури. Непосредственно компонента B_z в число классификационных параметров не входила. Рассмотренные признаки были приняты в качестве входных рядов для создаваемых самообучающихся нейросетевых моделей [Бархатов и др., 2023]. Результатом работы классификационных нейросетей являлось формирование графических образов набора указанных классификационных признаков, каждый из которых содержал информацию о продолжительности фаз рассматриваемых суббурь. Классификационные нейросетевые эксперименты, проведенные в работе [Бархатов и др., 2023], позволили разделить суббури на пять классов. Физические особенности выделенных классов, по все вероятности, определяются причинно-следственными связями продолжительности суббуревых фаз с параметрами солнечного ветра и особенностями ММП.

Классификационные нейросетевые эксперименты, представленные в настоящем исследовании, проводились с использованием нейросети ранее уже обученной на четырех классификационных признаках суббури [Бархатов и др., 2023]: продолжительность фазы зарождения ($P1$), фазы развития ($P2$), фазы восстановления ($P3$) суббури и длительность всей суббури в целом ($P4$). При сохранении числа учитываемых признаков мы теперь привлекаем и ряд других параметров, а именно, Bz -компоненту ММП, кумулятивный параметр $\sum NV^2$ (вычислен за 2 ч до начала развития суббури), амплитуду индекса AL_{\max} и электрического поля E_{\max} солнечного ветра. Применяемая нейросеть содержит зафиксированные для нее ранее оптимальные весовые коэффициенты на входах и в её слоях. Задача по обнаружению классов суббурь в случае применения других признаков должна, как и ранее, отвечать следующим критериям/ограничениям:

1. Количество входов нейросети (классификационных параметров) должно быть всегда равно 4.

2. Количество классов, на которые нейросеть пытается разделить выборку из имеющихся событий, всегда равно 5.

3. Применение исходных классификационных параметров ($P1$, $P2$, $P3$, $P4$) позволяет получить эталонную/референсную картину классификации, с которой следует сравнивать классификационные исходы при других наборах параметров.

4. Замену исходных классификационных параметров ($P1$, $P2$, $P3$, $P4$) классификационными признаками (Bz , $\sum NV^2$, AL , E) организуем последовательно, с целью выяснения вклада каждого нового параметра.

5. Результаты каждого классификационного эксперимента с определенным набором параметров сравниваем с референсной картиной классификации и делаем соответствующие выводы.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты каждого выполненного классификационного эксперимента с определенным набором параметров сравнивались с референсной картиной классификации. Для этого выполнялся учёт проиндексированных суббуревых событий отнесенных нейросетью в один и тот же класс в разных экспериментах. Результаты такой индексации с оценкой качества классификации (соответствия нового исхода классификации предыдущим выводам) приведены в табл. 1 для наиболее показательных экспериментов.

Как видно из табл. 1, для указанных комбинаций классификационных параметров более 70% суббуревых событий отнесены нейросетью в классы, обнаруженные ранее в работе [Бархатов и др., 2023], когда в качестве признаков использовались только продолжительности различных суббуревых фаз. Можно заметить, что в комбинациях параметров всегда фигурируют продолжительности фазы зарождения ($P1$) и фазы развития ($P2$). Это говорит о важности указанных классификационных признаков для определения типа суббури, фактически они определяют особенности классов событий. Вместе с тем, параметры, отвечающие за продолжительность фазы восстановления ($P3$) или всей суббури ($P4$), могут быть заменены одним из новых классификационных признаков.

Таблица 1. Процент совпадения классификационных исходов с референсной классификацией

Номер эксперимента из общего числа, равного 7920	Комбинация параметров	Количество точно совпадающих классификационных исходов с референсной классификацией	Процент совпадения классификационных исходов с референсной классификацией
301	$P1, P2, P4, \sum NV^2$	74	70
1422	$P1, P2, P3, Bz_{To}$	79	75
1604	$P1, P2, P3, E_{To}$	78	74
2499	$P1, P2, Bz_{\max}, P3$	77	73
5012	$P1, P2, P3, E_{\max}$	82	77
3284	$P1, P2, P3, AL_{\max}$	84	79
6826	$P1, P2, P3, Bz_{\max}$	84	79

Демонстрация полученных результатов выполнена с помощью разработанного в [Barkhatov et. al., 2020] алгоритма визуализации данных. Он позволяет представлять графическими образами существующие причинно-следственные связи. На рисунках 1–5 демонстрируются данные эксперимента № 6826, для которого наблюдается максимальное совпадение результатов классификационного эксперимента при использовании набора параметров ($P1$, $P2$, $P3$, Bz_{\max}) с референсной

картиной классификации (84 из 106 событий или 79%). Визуальную оценку можно выполнить по цветовой кодировке классов: класс 1 – белый в черной рамке (суббури с продолжительным развитием и восстановлением и с укороченной фазой зарождения), класс 2 – темно-серый в черной рамке (суббури с продолжительной фазой зарождения), класс 3 – белый в серой рамке (суббури с равновеликими фазами), класс 4 – черный в серой рамке (суббури с продолжительной фазой

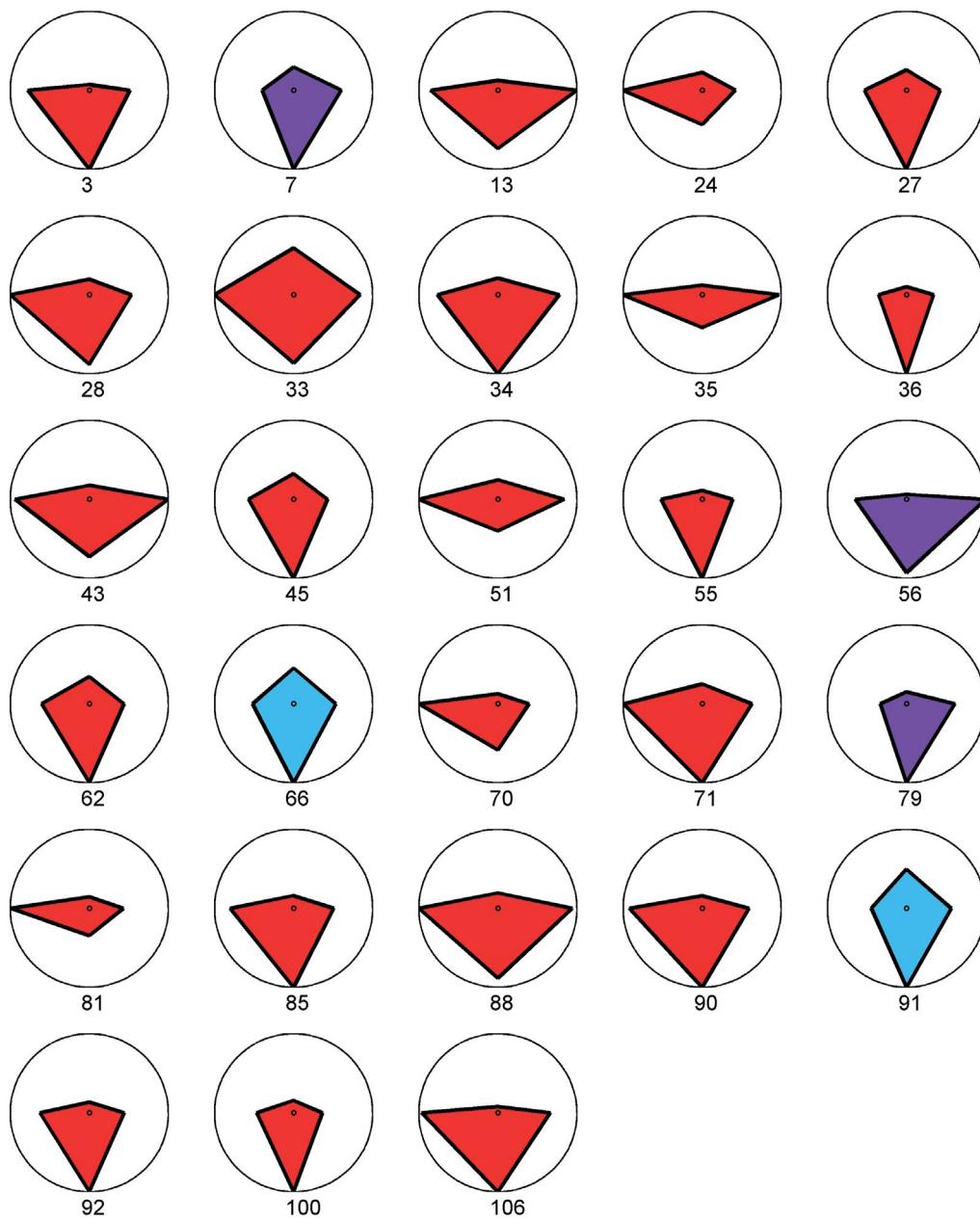


Рис. 1. Новый класс 1 включает суббури с продолжительным развитием и восстановлением и с укороченной фазой зарождения.

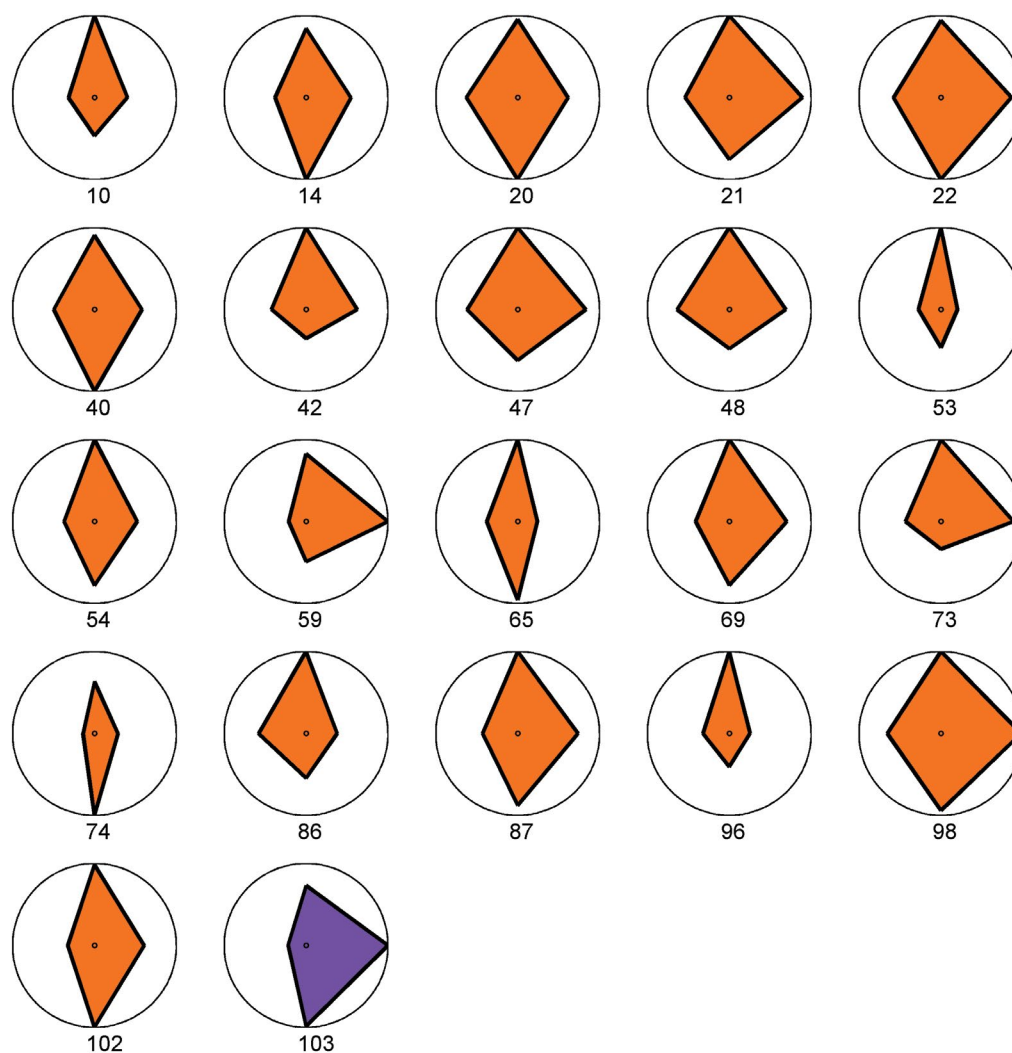


Рис. 2. Новый класс 2 включает суббури с продолжительной фазой зарождения.

развития), класс 5 — светло-серый в черной рамке (суббури с короткой фазой восстановления). Под каждым графическим образом указан номер суббурового события. Погрешности в определении классов по новому набору данных обнаруживаются при перемешивании цветности.

Можно заметить, что наиболее перемешанным оказался класс 5 (рис. 5), который в референсной классификации соответствовал суббуревым событиям с короткой фазой восстановления. В других экспериментах именно этот класс поддается выделению наиболее проблематично. Привлечение новых классификационных параметров солнечного ветра или межпланетного магнитного поля здесь не проявляется в условиях требуемой классификации. Это можно объяснить тем обстоятельством, что эти параметры физически не принима-

ют участия на фазе восстановления суббурового процесса. Полученные результаты классификации подтверждают причинно-следственную связь высокоширотной геомагнитной активности с анализируемыми параметрами околоземного космического пространства. Всего было обнаружено 5 классов. При этом установлено, что: класс 1 предполагает продолжительное развитие и восстановление суббури с укороченной фазой зарождения, которая наблюдается в основном при южной ориентации ММП; классы 2 и 3 с продолжительной фазой зарождения и равновеликими фазами развития и восстановления суббури ассоциируются с поворотом на север B_z -компоненты ММП, при этом наблюдаются наибольшие отклонения в индексе AL ; класс 4 связан с продолжительной фазой развития и характеризуется вы-

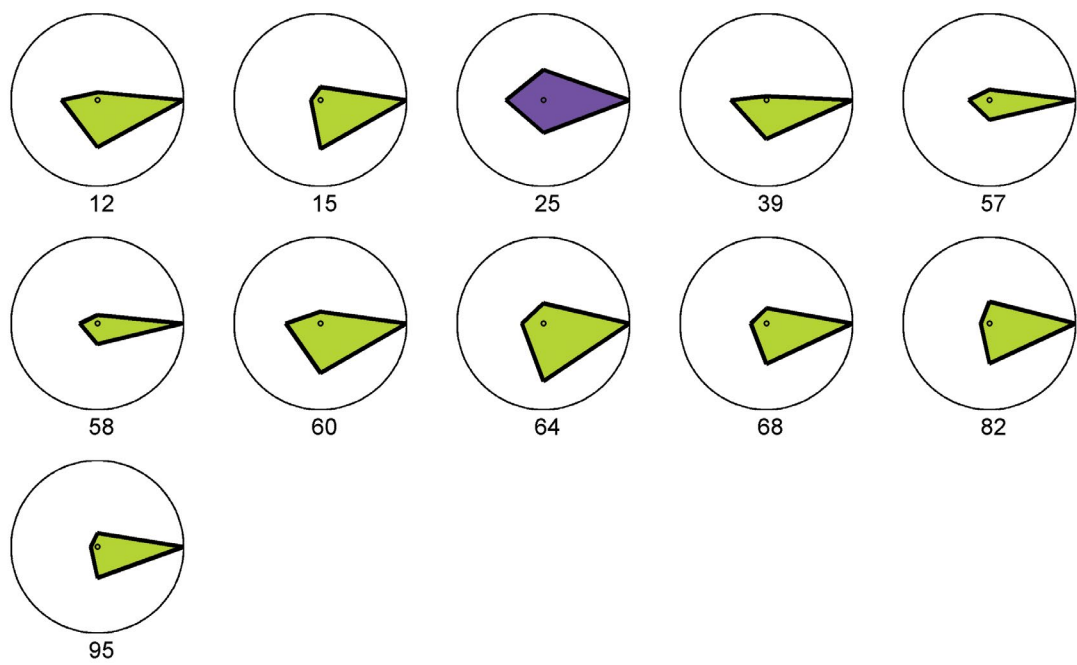


Рис. 3. Новый класс 3 включает суббури с равновеликими фазами.

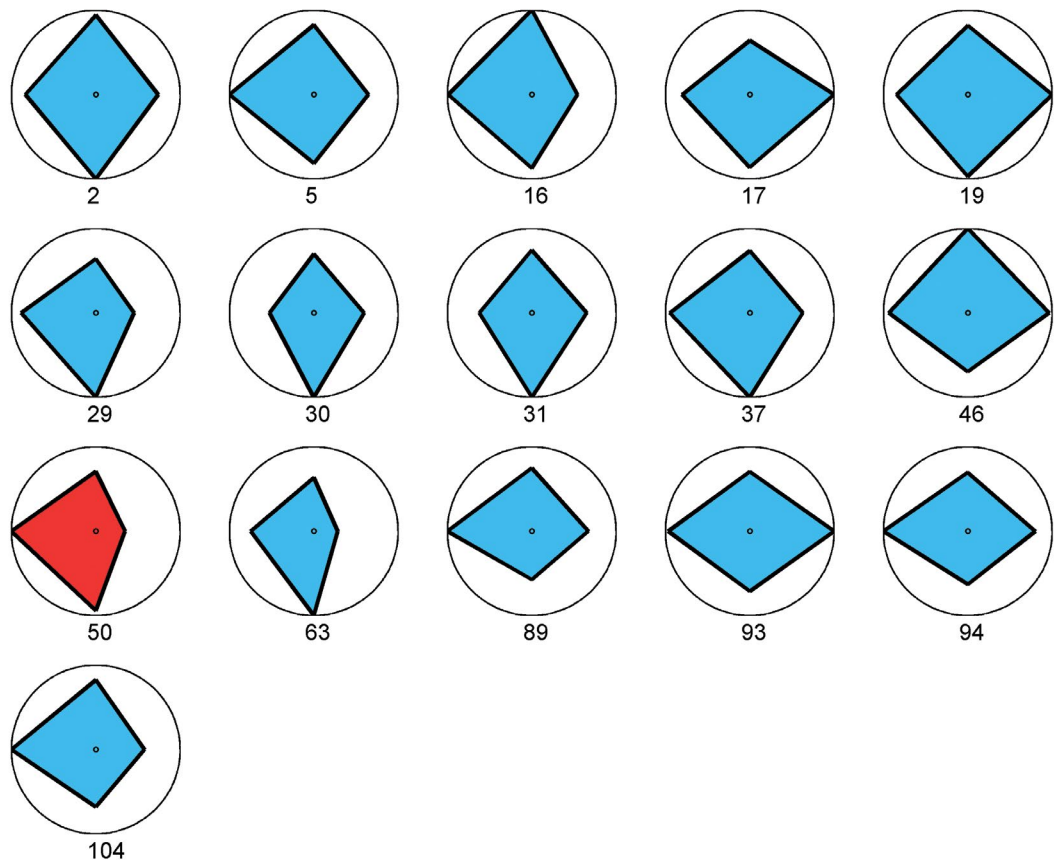


Рис. 4. Новый класс 4 включает суббури с продолжительной фазой развития.

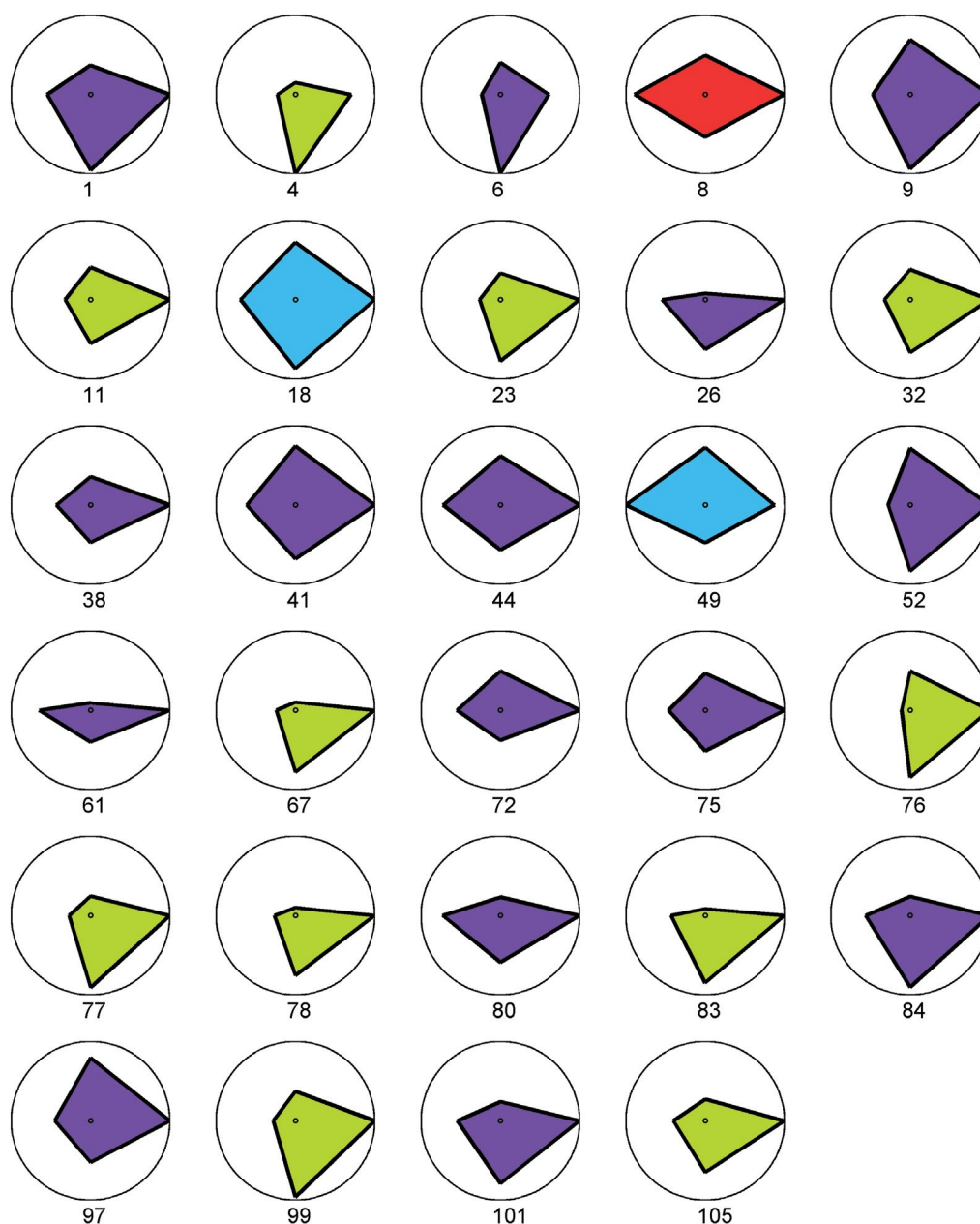


Рис. 5. Новый класс 5 включает суббури с короткой фазой восстановления.

сокими отрицательными значениями B_z ; класс 5 содержит суббури с короткой фазой восстановления, для которого привлечение новых классификационных параметров солнечного ветра или межпланетного магнитного поля не проявляется в условиях требуемой классификации. Физические особенности обнаруженной классификации обуславливаются причинно-следственные связи продолжительности суббуревых фаз с параметрами солнечного ветра и ММП.

Как показали эксперименты, учет кинетической энергии солнечного ветра через кумулятивный параметр NV^2 является ключевым элементом для выявления особенностей воздействия космических плазменных потоков на высокоширотную магнитосферу. Использование интегрального параметра в виде кумулятивной суммы $\sum NV^2$ наравне с другими геоэффективными параметрами солнечного ветра позволяет точнее моделировать эти воздействия и разрабатывать методы защиты

от их негативных последствий. Это важно для обеспечения безопасности космических полетов, защиты сотовых сетей и других систем связи, а также сохранения работоспособности космических аппаратов в условиях повышенной солнечной активности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено классификационное нейросетевое исследование характеристик изолированных суббурь, которые были отобраны по вариациям 1-мин значений *AL*-индекса. Для выбора суббурь использовались специальные критерии, подробно рассмотренные в [Воробьев и др., 2016]. Автоматическая нейросетевая классификация выполнена с учетом параметров солнечного ветра и поэтому такой подход отражает существующую в суббуревом процессе причинно-следственную физическую связь явлений в солнечном ветре и магнитосфере Земли. При использовании разных наборов параметров продемонстрировано, что исследуемые конфигурации динамики *AL*-индекса содержат в себе информацию о характеристиках плазменных потоков. Показано, что в комбинациях классификационных параметров всегда фигурируют продолжительности фазы зарождения и фазы развития суббурь. Это говорит о важности указанных классификационных признаков для определения типа суббури при совместном учете параметров солнечного ветра. Таким образом, определяются особенности классов событий и причинно-следственные связи внутри групп классификационных параметров. Результаты настоящего исследования можно признать более объективными по сравнению с предыдущими выводами, поскольку наряду с параметрами суббурь, как следствий физического процесса, были учтены и параметры солнечного ветра, как причины происходящего.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них отсутствует конфликт интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность модераторам вэб-узла NASA's Space Physics Data Facility за воз-

можность получения данных по параметрам солнечного ветра и межпланетного магнитного поля.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена без финансовой поддержки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуревой активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 3. С. 273–279. 2017.
- Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Бархатова О.М., Ревунова Е.А., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Классификация изолированных суббурь при учете условий генерации и характеристик фаз // Космические исследования. Т. 63. № 1. С. 71–78. 2025.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Зверев В.Л. Исследование изолированных суббурь: условия генерации и характеристики различных фаз // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 6. С. 721–732. 2016.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние параметров плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 311–323. 2018.
- Barkhatov N.A., Vorobjev V.G., Revunov S.E., Barkhatova O.M., Revunova E.A., Yagodkina O.I. Neural network classification of substorm geomagnetic activity caused by solar wind magnetic clouds // Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics. V. 205. № 105301. 2020. /https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105301
- Gallardo-Lacourt B., Nishimura Y., Lyons K.R., Donovan E. External triggering of substorms identified using modern optical versus geosynchronous particle data // Ann. Geophysicae V. 30. P. 667–673. 2012. https://doi.org/10.5194/angeo-30-667-2012
- Henderson M.G., Reeves G.D., Belian R.D., Murphree J.S. Observations of magnetospheric substorms occurring with no apparent solar wind/ IMF trigger // J. Geophys. Res. V. 101 № A5. P. 10773–10792. 1996 https://doi.org/10.1029/96JA00186
- Nishimura Y., Lyons R. L., Zou S., Angelopoulos V. Substorm triggering by new plasma intrusion: THEMIS all sky imager observations // J. Geophys. Res. V. 115. № A07222. 2010. https://doi.org/10.1029/2009JA015166

Accounting of the Process of Magnetospheric Loading by the Kinetic Energy of the Solar Wind in the Problem of Classification of Isolated Substorms

N. A. Barkhatov^{1, *}, S. E. Revunov¹, O. M. Barkhatova², V. G. Vorobjev³, E. A. Revunova²,
O. I. Yagodkina³

¹*Nizhny Novgorod State Pedagogical University (Minin University), Nizhny Novgorod, Russia*

²*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

**e-mail: nbarkhatov@inbox.ru*

The study classifies isolated magnetospheric substorms according to the temporal characteristics of substorm phases together with data on the solar wind and interplanetary magnetic field parameters. The classification results demonstrate causal relations of substorm activity with the characteristics of the solar wind flux flowing to the Earth's magnetosphere. Combinations of solar wind parameters are utilized to account for the process of solar wind kinetic energy loading into the polar magnetosphere. Neural network experiments have shown that the dynamic parameters of substorm activity contain information about the characteristics of plasma flows. This was expressed in the detection of classes of the studied patterns that correspond to the physical concepts of generation of high-latitude geomagnetic activity.

Keywords: substorms, magnetosphere, classification, neural networks

УДК 524.1

ПРОГНОЗ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ТЕКУЩЕЕ СТОЛЕТИЕ

© 2025 г. П. Г. Кобелев¹ *, Л. А. Трефилова¹, А. В. Белов¹, Р. Т. Гущина¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail:kobelev@izmiran.ru

Поступила в редакцию 13.07.2024 г.

После доработки 17.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Для диагностики и прогноза состояния гелиосферы, а также космической погоды и климата необходимы знания о временных изменениях потока галактических космических лучей на орбите Земли. Целью работы является прогнозирование потока космических лучей на ближайшее столетие, основываясь на связи модуляции галактических космических лучей с характеристиками солнечной активности. Для долговременного прогноза были использованы модели одного параметра солнечной активности, определяющего модуляцию галактических космических лучей – числа солнечных пятен либо потенциала солнечной модуляции космических лучей. В результате, на основе анализа десятка моделей поведения солнечной активности на ближайшее столетие, был получен долговременный прогноз потока космических лучей. Проведенный анализ позволяет предположить, что вопреки более ранним прогнозам вероятность большого солнечного минимума в конце 21 века невелика. Это показывают большинство опубликованных различными авторами и проанализированных нами долговременных прогнозов солнечной активности. Ожидается почти двукратное повышение уровня солнечной активности к середине века и последующий переход приблизительно к современному уровню в конце века. На орбите Земли к середине века ожидается пониженная интенсивность галактических космических лучей.

Ключевые слова: солнечная активность, число солнечных пятен, прогноз, модуляция, интенсивность галактических космических лучей

DOI: 10.31857/S0016794025020032, EDN: CWRVER

1. ВВЕДЕНИЕ

Галактические космические лучи (КЛ) воздействуют на атмосферу Земли, оказывая существенное влияние не только на космическую погоду, но и на земной климат [Mogner, 2015; Vinos, 2022]. Для понимания будущего развития климата Земли необходимы долговременные и точные прогнозы солнечных циклов и полученные на их основе прогнозы потока галактических КЛ. Прогнозирование в основном проводится только для ближайшего солнечного цикла. Изменение солнечной активности в масштабе одного цикла является актуальной задачей и имеет как научный (поскольку понимание солнечной активности определяет точность ее прогноза), так и практический интерес (для долгосрочного планирования деятельности в космосе).

Изменение солнечной активности в долговременном масштабе приводит к фундаментальным последствиям для климата Земли и для всей жизни на Земле [Gray et al., 2010; Vinos, 2022; Херапидеас А., 2024]. Поэтому понимание изменений солнечной активности в прошлом, настоящем и будущем находится в центре внимания многих исследований, являясь актуальной задачей.

Рассматривается ряд механизмов солнечного воздействия на климат Земли. Наиболее очевидный механизм солнечного воздействия связан с изменением нагрева атмосферы Земли, происходящего из-за изменения полного потока солнечной радиации по всему спектру. По данным прямых измерений, изменения, наблюдаемые в течение солнечного цикла, составляют

всего 1 Вт/м², и за последние 9000 лет они практически не менялись [Gulev et al., 2023].

Другой механизм влияния Солнца на климат Земли включает в себя прямое воздействие наблюдаемых изменений солнечного ультрафиолетового излучения на стратосферный озон, с соответствующими изменениями температуры из-за возникновения градиентов температуры и ветра.

Солнечная модуляция галактических КЛ также рассматривается в качестве механизма влияния солнечной активности на климат Земли через способность потока КЛ влиять на облачный покров Земли. Ионизация воздуха вторичными КЛ приводит к возникновению многих атмосферных процессов. Это образование облачности [Palle et al., 2004; Vinos, 2022] и осадков [Kniveton, 2004], формирование аэрозолей как центров конденсации [Лушников, 2014], процессы эволюции барических систем в нижней атмосфере [Веретененко и др., 2012; Янчуковский, 2024] и возникновения или развития циклонической циркуляции [Tinsley, 2012], а также изменения прозрачности атмосферы [Кудрявцев и др., 2011] и параметров глобальной электрической цепи [Tinsley et al., 2006; Tinsley, 2012]. Вклад модулированного потока КЛ в ионизацию тропосферы непрерывен. Это указывает, что ионизация атмосферы КЛ является одним из звеньев солнечно-атмосферных связей.

Долгосрочные тенденции солнечной активности активно рассматривались другими исследователями. До последнего десятилетия существовало несколько прогнозов долгосрочной солнечной активности [например, Бонев и др., 2004 г.; Abreu et al., 2010; Барнард и др., 2011; Локвуд, 2010; Локвуд и др., 2011; Usoskin, 2017; Biswas et al., 2023]. Все эти исследования в основном базируются на инструментальном ряде числа солнечных пятен длиной 400 лет, реже на восстановленном ряде тысячелетней солнечной активности, полученным из космогенных радионуклидов (¹⁰Be и ¹⁴C) [Knudsen et al., 2009].

Мы в обсуждаемой работе выделили только те долгосрочные прогнозы солнечной активности, которые опирались на наблюдаемом 400-летнем ряде числа солнечных пятен и на 9400-летнем ряде индексов солнечной активности, восстановленных по данным космогенных радионуклидов. Такие работы в основном были выполнены за последнее десятилетие.

Целью работы является долгосрочный прогноз потока КЛ на ближайшее столетие на основании имеющихся данных о связи модуляции галактических КЛ с прогнозируемой солнечной активностью. Задачи: 1) провести анализ опубли-

кованных долгосрочных прогнозов числа солнечных пятен и потенциала солнечной модуляции КЛ на текущее столетие; 2) построить парную модель вариаций КЛ как функцию числа солнечных пятен, а также использовать приближение силового поля для связи потенциала и потока КЛ; 3) для различных сценариев прогноза солнечной активности выполнить прогноз интенсивности галактических КЛ на ближайшую сотню лет.

Научная новизна заключается в критическом обзоре имеющихся прогнозов индекса солнечной активности на ближайшее столетие и потенциала солнечной модуляции КЛ и проведение на их основе по единой методике оценки потоков КЛ с позиции применения для прогноза климата Земли.

2. ДАННЫЕ ПРОГНОЗА ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

При прогнозировании солнечной активности на сотни лет необходимо привлекать тысячелетние данные прошлых эпох. В настоящее время единственным способом получить такой длинный ряд данных солнечной активности является метод космогенных изотопов, базирующийся на природных архивах содержания углерода в годовых кольцах деревьев или бериллия в ледяных ядрах. В результате калибровки содержания радионуклидов формируется ряд числа солнечных пятен или потенциала солнечной КЛ.

Солнечные циклы различаются по продолжительности, форме и амплитуде, а также периодически входят в периоды почти неактивного состояния, называемые большими минимумами солнечной активности. Но эти характеристики циклов не могут быть получены по данным космогенных изотопов, поскольку возможности датировки содержания радионуклидов ограничены временным разрешением в ~10 лет и только с 1510 года — однолетним [Stuiver et al., 1998]. Все данные прогноза солнечной активности приводятся для средних значений либо для 11- или 22-летних сглаженных значений.

Прогнозы солнечной активности на XXI век, полученные различными методами, приведены в табл. 1. Наиболее часто используется спектральная информация, содержащаяся в прошлой солнечной активности. Некоторые авторы привлекают модель, базирующуюся на теории возмущения солнечного динамо, основанную на взаимодействии планет с Солнцем. Популярна также модель суперпозиции наблюдаемых низкочастотных периодичностей (11, 22, 53 года, модулированных 88-летним циклом Глейсберга, 208-летним ци-

клом де Вриса или даже 2300-летним циклом Холлстатта). Ниже в табл. 1 приведен список привлекаемых данных и методы прогноза. Для всех прогнозов, перечисленных в табл. 1, графический

материал можно найти в папке “Forecast_2100” на ресурсе Yandex Disk (<https://disk.yandex.ru/d/mKNMM2dztqNoHw>), папка Forecast_2100. Ниже приведем результаты прогнозов как числа

Таблица 1. Список используемых работ прогноза числа солнечных пятен R_z или потенциала ϕ солнечной модуляции космических лучей

Метод прогноза и прогнозируемая СА вблизи 2100 года (~31 цикл)	
Индекс солнечной активности – число солнечных пятен R_z (рис. 1)	
1	Прогноз солнечной активности был смоделирован как низкочастотный гармонический осциллятор (периоды 22, 53, 88, 106, 208 и 420 лет). К середине текущего столетия прогнозируется солнечная активность ~200, сразу после 2100 года – более низкая, близкая к дальтоновскому минимуму [Clilverd et al., 2006]
2	На основе авторегрессионной модели (моделирование вынужденных и затухающих гармонических осцилляторов от предыдущих 22-х циклов) сделан прогноз будущих 15-ти циклов до 2175 года. Для 31-го цикла СА (2087–2098 годы) прогнозируется низкая солнечная активность ~60 [Hiremath, 2008]
3	Эпигноз в результате спектрального анализа временных рядов среднего числа солнечных пятен за 10 лет и 1000-летний прогноз солнечной активности. Для текущего столетия прогнозируется умеренная СА ~120, для конца столетия – очень низкая солнечная активность ~25 [Rigozoet al., 2010]
4	Модель базируется на теории возмущения солнечного динамо, основанной на взаимодействии планет с Солнцем и представляющая собой четыре взаимодействующие частоты (орбитальные параметры планет 22.14, 19.528, 19.858, 21.005 лет), модулированные волнами 178.8 и 1253 лет. Модель предсказывает, что Солнце входит в грандиозный минимум, и этот минимум может сохраняться в течение длительного периода времени: низкая солнечная активность на протяжении всего столетия: максимальная ~80 и очень низкая СА ~40 к 2100 году [Salvador, 2013]
5	Прогноз до 3500 года, базирующийся на модели динамо; случайность и нелинейность возникновения биполярных магнитных областей в модели приводят к изменчивым магнитным циклам. Прогноз удовлетворительно согласуется с более поздними прогнозами, например, [Herrera et al., 2021] за исключением начала нынешнего столетия [Karak et al., 2017]
6	Эпигноз и прогноз с применением алгоритмов и анализа машинного обучения к временным рядам солнечных пятен (1700–2019 гг.). Для текущего столетия прогнозируется достаточно высокая СА, около 200, которая не снижается к 2100 году [Herrera et al., 2021]
7	Прогнозы от метода ARIMA до современных подходов долгой краткосрочной памяти (LSTM) с различной архитектурой нейронных сетей. Для текущего столетия прогнозируется высокая СА с некоторым снижением к 31-му циклу СА [Nasirpour et al., 2021]
8	Прогноз методом спектрального анализа временных рядов среднего числа солнечных пятен для пяти различных частотных рядов. К середине текущего столетия прогнозируется солнечная активность ~200, с тенденцией снижения к концу и после 2100 года (Vinos, 2022; https://judithcurry.com/2023/07/04/solar-activity-solar-cycle-25-surpasses-cycle-24)
9	Для текущего столетия прогнозируется достаточно низкая СА около ~100 [Barnard et al., 2011]
Индекс солнечной активности – потенциал ϕ солнечной модуляции КЛ (рис. 2)	
1	Прогнозирование потенциала солнечной модуляции космических лучей для периода 2000–2080 методом полиномиального экстраполирования. К концу столетия прогнозируется умеренное значение потенциала солнечной модуляции космических лучей ~400 MV, близкое к современному значению [Barnard et al., 2011]
2	Прогнозирование потенциала солнечной модуляции космических лучей для периода 2000–2500 годы методами Фурье анализ и вейвлет разложения. К концу ~2100 года прогнозируется достаточно низкое значение потенциала солнечной модуляции космических лучей ~ 200 MV и ниже [Steinhilber et al., 2013]

солнечных пятен, так и потенциала солнечной модуляции КЛ на ближайшие 100 лет.

3. ПРОГНОЗЫ ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Число солнечных пятен — это наиболее легко наблюдаемый индикатор уровня солнечной активности и источник наиболее длительно регистрируемого ряда данных об истории активности Солнца.

Для оценок в работе анализировались девять долговременных прогнозов солнечной активности, для которых удалось получить данные в цифровом виде. В приведенных работах, наряду с продолжительностью солнечного цикла, прогнозировались или максимальное число солнечных пятен в цикле [Clilverd et al., 2006; Hiremath, 2008; Salvador, 2013; Barnard et al., 2011; Karak et al., 2017] или максимальное и минимальное число пятен [Nasirpour et al., 2021; Herrera et al., 2021; Vinos, 2022], реже — среднее число пятен в цикле [Rigozo et al., 2010]. После приведения всех данных к одному масштабу, все прогнозы и краткое описание методов прогноза сведены в табл. 1, а графическое сравнение проведено на рис. 1 (верхняя панель). Для прогноза числа солнечных пятен [Barnard et al., 2011] приведен также коридор ошибок. Ошибки прогноза

велики, например, для крайне правого момента времени 2080 года $R_z = 84 \pm 76$, т.е. около 100%.

Можно выделить 3 прогноза [Herrera et al., 2021; Nasirpour et al., 2021; Vinos, 2022], выполненных в последние несколько лет. У них близкий временной ход, кроме того, в работах [Nasirpour et al., 2021; Vinos, 2022] достаточно точно прогнозируется максимум 25 цикла солнечной активности. В дальнейшем будем использовать только эти прогнозы (отдельно они показаны на нижней панели рис. 1). Из рисунка видно, что принятые нами прогнозы в начальный момент согласуются по фазе, но потом к концу столетия прогноз [Vinos, 2022] постепенно уходит по фазе примерно на 4 года. Этот уход связан с трудно прогнозируемой длительностью солнечного цикла.

4. ПРОГНОЗЫ ПОТЕНЦИАЛА СОЛНЕЧНОЙ МОДУЛЯЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Публикуются прогнозы и других индексов солнечной активности, например, потенциала солнечной модуляции КЛ, однако, этот индекс имеет смысл исключительно только по отношению к потокам КЛ в гелиосфере и прямое сравнение такого прогноза с прогнозом числа солнечных пятен невозможно. Восстановление интенсивности КЛ выполняется на основе модели силового поля (раздел 6).

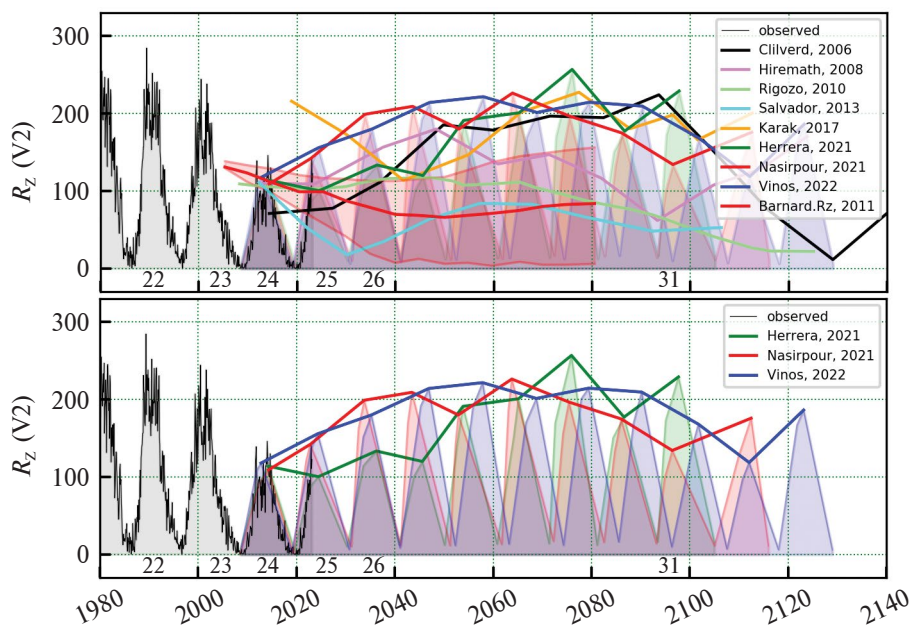


Рис. 1. Долгосрочные прогнозы числа солнечных пятен R_z согласно табл. 1. Непрерывной линией соединены максимумы числа солнечных пятен для каждого прогноза. Для прогноза [Barnard et al., 2011] приведен также коридор ошибок. На верхней панели показаны все имеющиеся 9 прогнозов, на нижней панели — 3 выделенных прогноза.

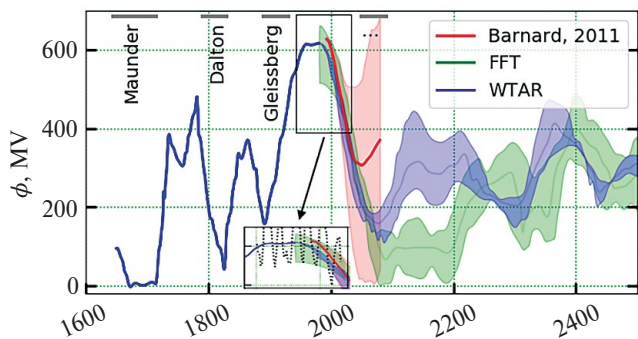


Рис. 2. Реконструированный до ~2000 года и прогнозируемый потенциал ϕ солнечной модуляции космических лучей для двух моделей прогноза (FFT и WTAR) на период 2000–2500 годы (22-летнее сглаживание) [Steinhilber et al., 2013] и прогноз потенциала из работы [Barnard et al., 2011]. Вставкой показаны среднегодовые значения потенциала солнечной модуляции КЛ по данным наземной сети нейтронных мониторов [Usoskin et al., 2017].

Мы рассмотрели два прогноза потенциала солнечной модуляции КЛ, которые базировались на 9300-летней записи 25-летних средних значений солнечного модуляционного потенциала [Steinhilber et al., 2008] по данным космогенных изотопов и нейтронных мониторов, но выполненные по разной методике (см. табл. 1).

Первый прогноз потенциала солнечной модуляции КЛ для периода 2000–2080 гг. был выполнен в работе [Barnard et al., 2011] методом полиномиального экстраполирования (рис. 2). Коридор ошибок, например, для крайне правого момента времени $\phi = 370 \pm 320$ МВ, т.е. около 100%.

Другой прогноз потенциала солнечной модуляции КЛ для периода 2000–2500 гг. был выполнен в работе [Steinhilber et al., 2013] двумя методами: методом Фурье анализа (FFT) и методом вейвлет разложения в сочетании с моделью авто-регрессии (WTAR) данных потенциала солнечной модуляции КЛ в прошлом. Результат прогноза потенциала солнечной модуляции КЛ приведен на рис. 2. Оба метода к концу XXI века предсказывают минимум солнечной активности, который будет сопоставим с дальтоновским минимумом. Сразу отметим, что это не подтверждается прогнозами, приведенными выше на рис. 1. К сожалению, интересующий нас диапазон XXI века получен с низким разрешением, и из представленных данных следует только быстрое снижение потенциала солнечной модуляции КЛ к концу текущего столетия. Прогнозы работ [Barnard et al., 2011] и [Steinhilber et al., 2013], выполненные на

одном экспериментальном материале [Steinhilber et al., 2008], но различными методами, согласуются между собой.

5. МОДЕЛЬ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Если прогноз солнечной активности выполнен для числа солнечных пятен, то для оценки ожидаемых вариаций КЛ необходимо: 1) по данным наземной сети детекторов КЛ получить ожидаемые вариации v КЛ в межпланетном пространстве (глобально-спектрографический метод – GSM) и 2) построить модель долговременных вариаций либо интенсивности потока КЛ как функцию числа солнечных пятен R_z (модель долговременных вариаций – LTV).

1) Оценка методом GSM ожидаемых в изотропном приближении в межпланетном пространстве вариаций КЛ v проведена по данным Мировой сети детекторов КЛ [Belov et al., 2018; Белов и др., 2018]. Если на магнитосферу и атмосферу падает спектр первичных частиц $J(R)$, то скорость счета N^i i -го наземного детектора определяется как

$$N^i = \int_{R_c^i}^{R_U} m(h_0^i, R) \cdot J(R) dR \quad (i \approx 1 \div 50),$$

где $m(h_0^i, R)$ – интегральная кратность генерации, т.е. число частиц определенного типа, которое образуется в атмосфере от одной первичной частицы и регистрируется детектором, R_c^i – жесткость геомагнитного обрезания. Варьируя последнее выражение и переходя к относительным величинам, получим

$$\begin{aligned} \frac{\delta N^i}{N^i} &= \int_{R_c^i}^{R_U} \frac{m(h_0^i, R) J}{N^i} \cdot \frac{\delta J}{J}(R) \cdot dR = \\ &= \int_{R_c^i}^{R_U} W^i(R_c^i, h_0^i, R) \cdot \frac{\partial J}{J}(R) \cdot dR, \end{aligned}$$

где $W^i(R_c^i, h_0^i, R)$ функции связи (определяются экспериментально или расчетным путем), $\delta J/J$ – спектр вариаций первичных КЛ (протоны, ядра).

Эффективные жесткости частиц детекторов (стратосферного зондирования, нейтронных мониторов и мюонных телескопов) от ~0.5 ГВ до 70 ГВ, что позволяет исследовать энергетические характеристики вариаций. Окончательно, наблюдаемые вторичные вариации v^i связаны со спектром первичных вариаций $\delta J/J$ КЛ системой интегральных уравнений Фредгольма I-го рода:

$$v^i = \int_{R_c^i}^{R_U} W^i(R_c^i, h_0^i, R) \frac{\partial J}{J}(R) dR,$$

где в качестве ядра интегрального уравнения выступает функция связи $W^i(R_c^i, h_0^i, R)$, а в качестве неизвестной функции — спектр вариаций $\delta J/J$, т.е. энергетическая зависимость вариаций КЛ.

В нашем случае важным обстоятельством является то, что искомый спектр вариаций $v = \delta J/J$ можно искать в виде аналитической функции с некоторым числом параметров. Мы рассматривали трехпараметрический спектр $\delta J/J = a \cdot (R_0 + R)^{-\gamma}$. Для долговременных вариаций $\gamma = 1 \div 2$ и меняется с СА, R_0 зависит от полярности магнитного поля Солнца, a — амплитуда спектра вариаций, которая показана на рис. 1.

2) Найденный спектр вариаций используется для построения простейшей однопараметрической модели LTV, т.е. модели линейной парной корреляции между вариациями КЛ $v(R)$ в гелиосфере и числом солнечных пятен R_z :

$$v^i = a_0 + a_1 \cdot R_z^i \pm \sigma^i, \quad (1)$$

решение которой для периода 1985–2023 годов

$$v_{model} = - (1.56 \pm 0.30) - (0.078 \pm 0.001) R_z [\%].$$

На рис. 3 проводится сравнение наблюдаемых и модельных значений вариаций КЛ с жесткостью 10 ГВ и их невязка. Вариации вычислены относительно базового периода 2009 года, который также указан на рисунке. Для такой простой модели невязка составляет несколько процентов, однако в отдельные периоды она может быть существенно больше.

Для рассмотренной модели коэффициент множественной детерминации $R^2 = 0.709$, т.е. 71% объясняется учтенными факторами; стандартная ошибка модели $\sigma = 3.21\%$; число обусловленности, как показатель устойчивости решения систе-

мы, равен $cond = 143$, т.е. система достаточно хорошо обусловлена и при возмущении правой части уравнения (1) на δX , левая часть изменится не более $\delta Y = cond \delta X$.

Для прикладных задач важно знать изменения интенсивности КЛ J на орбите Земли за пределами магнитосферы, которые связаны с найденными вариациями КЛ v . Для такого перехода проведена калибровка детектора “сеть NM” для базового периода 2009 г. по данным PAMELA (“Нагрузка по исследованию антиматерии и астрофизики лёгких ядер”) [Янке и др. 2023]. По определению $v = J/J_{2009} - 1$, откуда интенсивность на орбите Земли равна $J = J_{2009}(v + 1)$ для интенсивности в базовый период $J_{2009} = J_{PAMELA} = 26.869$ р/(м² с ср ГВ) для 10 ГВ с ошибкой $\sim 4\%$.

Можно выполнить преобразование баз и перейти от базового уровня J_{2009} к уровню межзвездной интенсивности J_{LIS} : вариации интенсивности J_{2009} относительно интенсивности КЛ J_{LIS} на границе гелиосферы равны $\Delta_{2009} = J_{2009}/J_{LIS} - 1$. Откуда $J_{2009} = J_{LIS}(\Delta_{2009} + 1)$ и

$$J = J_{2009}(v + 1) = J_{LIS}(\Delta_{2009} + 1)(v + 1), \quad (2)$$

здесь $J_{LIS} = 33.2$ р/(м² ср ГВ) [Bisschoff et al., 2019] интенсивность 10 ГВ частиц на границе гелиосферы с ошибкой $\sim 25\%$, $\Delta_{2009} = -0.19$ [Янке и др. 2023] амплитуда остаточной модуляции галактических КЛ в гелиосфере для базового периода 2009 года.

6. МОДЕЛЬ СИЛОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Если прогноз солнечной активности выполнен для потенциала ϕ солнечной модуляции КЛ, то оценку ожидаемых вариаций можно выпол-

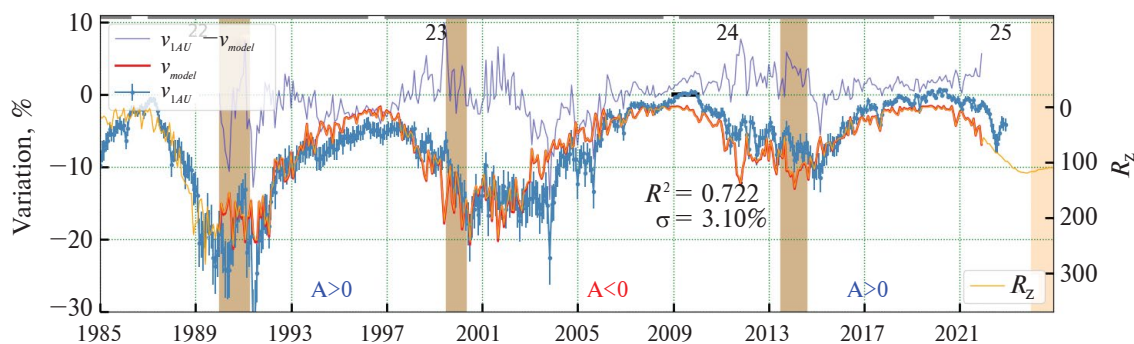


Рис. 3. Сравнение экспериментально найденных методом GSM амплитуды вариаций v галактических космических лучей жесткостью 10 ГВ за пределами магнитосферы и вариаций, определяемые моделью v_{model} (1). Показаны также невязки модели $v - v_{model}$

нить в приближении силового поля. Для описания эффекта солнечной модуляции в этом приближении была разработана упрощенная параметрическая модель силового поля [Gleeson et al., 1968; Moraal, 2013; Vas et al., 2015]. Ее основой в режиме квазистационарности является уравнение диффузии, описывающее распространение частиц в сферически-симметричной гелиосфере с коэффициентом диффузии, зависящим только от жесткости частиц R и расстояния от Солнца r ; при этом отсутствуют источники КЛ. Аналитическое выражение, связывающее измеренный спектр и спектр частиц типа i на границе гелиосферы задается следующей однопараметрической формулой:

$$J_i(r, E_i) = J_{LIS,i}(r \rightarrow \infty, E + \Phi_i) \frac{E^2 - m^2}{(E + \Phi_i)^2 - m^2}, \quad (3)$$

где E — полная энергия частицы, m — масса частицы, $J(r, E + \Phi)$ — измеряемый поток КЛ, $J(r \rightarrow \infty, E + \Phi)$ — локальный межзвездный поток КЛ, $\Phi_i(r, t, E, Z/A) = \phi \cdot (eZ_i/A_i)$ — средние потери энергии частиц с зарядом Z_i и массовым числом A_i в гелиосфере, определяемые потенциалом ϕ солнечной модуляции КЛ.

Данное приближение обеспечивает хорошее описание долговременных эффектов модуляции частиц с жесткостью от ~ 0.6 ГВ до десятков ГВ и включает эффективную (10 ГВ) жесткость частиц для нейтронных мониторов [Caballero-Lopez et al., 2004]. Методика оценки потенциала модуляции КЛ по космогенным данным описана в работе [Poluianov et al., 2016].

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наша задача — предсказать интенсивность КЛ на ближайшее столетие по известным долговременным прогнозам солнечной активности. При-

чем, как отмечалось, мы привлекли два типа данных солнечной активности — числа солнечных пятен и потенциала солнечной модуляции КЛ. Это позволяет максимально независимо получить планируемый результат. Все прогнозы солнечной активности получены на тысячелетних временных рядах, хотя при создании модели вариаций КЛ мы вынуждены были ограничиться периодом космической эры, т.е. периодом проведения наземного мониторинга КЛ.

В разделе 3 были выделены три наименее противоречащих между собой прогноза солнечной активности (рис. 1) с неопределенностью до 100% [Barnard et al., 2011]. Оценка ожидаемой интенсивности КЛ по прогнозируемому числу солнечных пятен R_z выполнена на основе модели линейной парной корреляции (уравнение 1) между вариациями КЛ и числом солнечных пятен R_z .

Сравнение ожидаемых вариаций КЛ или соответствующих интенсивностей КЛ по трем прогнозам числа солнечных пятен [Herrera et al., 2021; Nasirpour et al., 2021; Vinos, 2022] проведено на рис. 4. Как и исходные данные числа солнечных пятен (рис. 1), полученные интенсивности КЛ для разных рядов данных в начальный момент в фазе, но к концу столетия постепенно расходятся примерно на 4 года. Непрерывной линией соединены точки максимумов вариаций (минимумы интенсивности) КЛ.

В работах [Steinhilber et al., 2013; Barnard et al., 2011] сделаны прогнозы потенциала ϕ солнечной модуляции КЛ. Для оценки интенсивности $J_i = (r, K, \phi)$ галактических КЛ вблизи Земли для жесткостей ~ 10 ГВ необходимо использовать приближение силового поля (3). В работе [Steinhilber et al., 2013] прогнозы потенциала солнечной модуляции КЛ выполнены двумя методами: Фурье

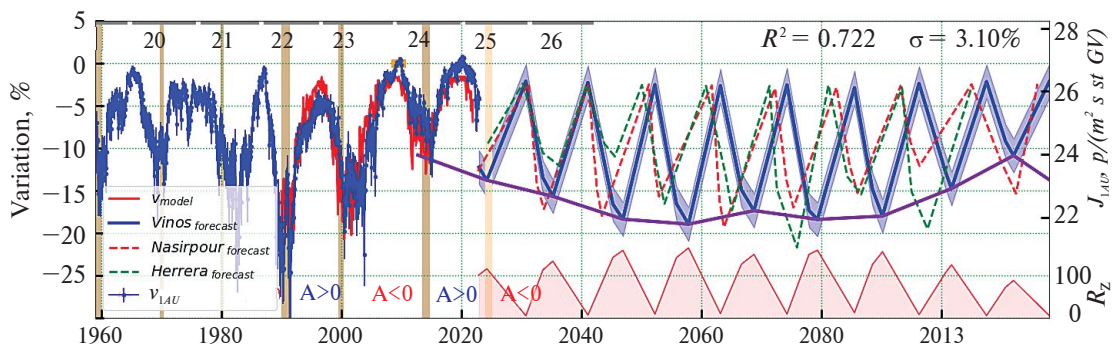


Рис. 4. Сравнение прогнозируемых вариаций/интенсивности для 10 ГВ (левая/правая шкала) на орбите Земли v_{LAU} в текущем столетии для трех прогнозов числа солнечных пятен [Herrera et al., 2021; Nasirpour et al., 2021; Vinos, 2022]. Непрерывной линией соединены максимумы вариаций (минимумы интенсивности) для прогноза [Vinos, 2022]. Схематически показана интенсивность КЛ в межзвездной среде J_{LIS} .

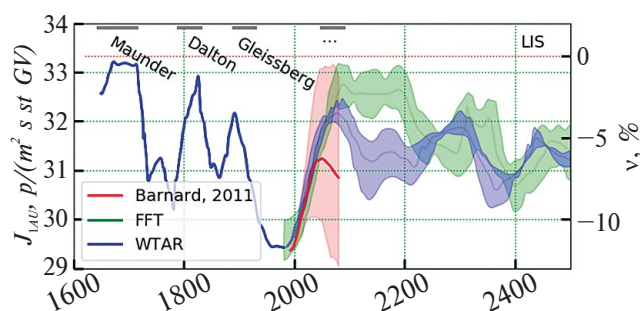


Рис. 5. Восстановленная интенсивность космических лучей J_{LAU} (левая шкала) и их вариации (правая шкала) на орбите Земли по прогнозируемому потенциалу солнечной модуляции космических лучей для трех моделей прогноза: [Steinhilber et al., 2013] – (FFT) и WTAR) и [Barnard et al., 2011] (рис. 2).

анализ и вейвлет разложение, которые прогнозируют существенно различающиеся временные изменения интенсивности космических лучей (рис. 5). При этом метод Фурье анализа дает интенсивность КЛ для конца XXI века, характерную для минимума Дальтона, что явно противоречит всем прогнозам по числу солнечных пятен. Метод вейвлет разложения дает более реалистичный прогноз. Прогноз интенсивности КЛ на основе прогноза потенциала солнечной модуляции КЛ, выполненного в работе [Barnard et al., 2011], качественно согласуется с прогнозом [Steinhilber et al., 2013] только до середины XXI столетия и сильно расходится к его концу.

8. ВЫВОДЫ

Все долговременные прогнозы солнечной активности на XXI столетие базируются на общем экспериментальном материале – на наблюдаемом 400-летнем ряде числа солнечных пятен или на 9400-летнем ряде индексов солнечной активности, восстановленному по данным космогенных радионуклидов [Stuiver et al., 1998; Steinhilber et al., 2008], но прогнозы проводятся различными методами. Неопределенность прогнозов параметров СА нарастает и в конце столетия достигает ~100% [Barnard et al., 2011; Steinhilber et al., 2013]. Ошибка преобразования от параметра солнечной активности к интенсивности КЛ не превышает 10%.

1. Проведен совместный анализ девяти прогнозов числа солнечных пятен, выполненных различными авторами за последнее десятилетие. Выделено три взаимно не противоречащих прогноза солнечной активности на текущее столетие (рис. 1), выполненные различными методами. Согласно этим прогнозам максимум числа сол-

нечных пятен к середине XXI столетия достигает значений 200 и, в целом, спадает до значений 150 на рубеже веков.

2. Выполнен совместный анализ трех прогнозов потенциала солнечной модуляции КЛ, выполненных различными методами. Прогнозы удовлетворительно согласуются в первой половине XXI века, но противоречивы в конце столетия (рис. 2).

3. Установлено, что по данным прогноза числа солнечных пятен и привлекаемой модели вариаций КЛ (1) в середине XXI столетия ожидается некоторое понижение интенсивности КЛ (~6%) в максимумах солнечной активности (рис. 4), но в конце столетия интенсивность достигнет современных значений. Никакого глобального минимума солнечной активности в конце столетия не просматривается.

4. Также установлено, что для трех прогнозов потенциала солнечной модуляции КЛ наблюдается только качественное согласие для интенсивности КЛ (рис. 5) до середины XXI столетия. К концу столетия прогнозы существенно расходятся, а в случае прогноза [Steinhilber et al., 2013, модель FFT] ожидается даже минимум Дальтона, что противоречит прогнозам по числу солнечных пятен.

5. Предлагается проводить долговременные прогнозы непосредственно для рядов космогенных данных для уменьшения неопределенностей. Оценку интенсивности КЛ в таком случае следует проводить напрямую, без посредников.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам Мировой сети станций космических лучей (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf) и NMDB (База данных нейтронных мониторов) проекта (www.nmdb.eu). Работа проводится в рамках УНУ (Уникальная научная установка) “Российская национальная наземная сеть станций космических лучей (Сеть СКЛ)” (<https://ckprf.ru/catalog/usu/433536>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов с другими исследователями в данной области.

V. G. Yanke – ORCID: 0000-0001-7098-9094,
A. V. Belov – ORCID: 0000-0002-1834-3285,
R. T. Gushchina – ORCID: 0000-0002-5247-7404,
P. G. Kobelev – ORCID: 0000-0002-9727-4395,
L. A. Trefilova – ORCID: 0000-0002-2563-5550.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Веретененко С.В., Огурцов М.Г. Исследование пространственно-временной структуры долгопериодных эффектов солнечной активности и вариаций космических лучей в циркуляции нижней атмосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 52. № 5. С. 626–638. 2012.
- Кудрявцев И.В., Юнгер Х. Вариации прозрачности атмосферы под действием галактических космических лучей как возможная причина их влияния на формирование облачности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 51. № 5. С. 668–676. 2011.
- Лушников А.А., Загайнов В.А., Любовцева Ю.С., Гвишиани А.Д. Образование наноаэрозолей в тропосфере под действием космического излучения // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 50. № 2. С. 175–184. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0002351514020072>
- Янке В.Г., Белов А.В., Гуцина Р.Т., Кобелев П.Г., Трефилова Л.А. Об остаточной модуляции галактических космических лучей в гелиосфере // Космич. исслед. Т. 61. № 1. 2023. С. 43–51. <https://doi.org/10.31857/S0023420622060115>
- Янчуковский В.Л. Реакция атмосферы на средних широтах на спорадические вариации космических лучей // Солнечно-земная физика. Т. 10. № 4. С. 1–8. 2024. <https://doi.org/10.12737/szf-101101101>
- Abreu J.A., Beer J., Ferriz-Mas A. Past and future solar activity from cosmogenic radionuclides // In Astronomical Society of the Pacific Conference Series: Soho-23: Understanding a Peculiar Solar Minimum. V. 428. P. 287–295. 2010.
- Barnard L., Lockwood M., Hapgood M.A., Owens M.J., Davis C.J., Steinhilber F. Predicting space climate change // Geophys. Res. Lett. V. 38. L16103. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011GL048489>
- Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Oleneva V., Abunin A., Abunina M., Papaioannou A., Mavromichalaki E. The Global Survey Method applied to Ground Level Cosmic Ray Measurements // Solar Physics. V. 293. Article number 68. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1277-6>
- Bisschoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M. New very local interstellar spectra for electrons, positrons, protons and light cosmic ray nuclei // The Astrophysical Journal. V. 878. № 1. Article number 59. 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1e4a>
- Biswas A., Karak B.B., Usoskin I., Weisshaar E. Long-Term Modulation of Solar Cycles // Space Science Reviews. V. 219. Article number 19. 2023. <https://doi.org/10.1007/s11214-023-00968-w>
- Bonev B.P., Penev K.M., Sello S. Long-term solar variability and the solar cycle in the 21st century // The Astrophysical Journal. V. 605. № 1. L81–L84. 2004. <https://doi.org/10.1086/420695>
- Caballero-Lopez R.A., Moraal H. // Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. // JGRA. V. 109. Issue A1. A01101. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA010098>
- Gleeson L.J., Axford W.I. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays // Astrophys. J. V. 154. P. 1011. 1968. <https://doi.org/10.1086/149822>
- Clilverd M.A., Clarke E., Ulich T., Rishbeth H., Jarvis M.J. Predicting Solar Cycle 24 and beyond // Space Weather. V. 4. S09005. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005SW000207>
- Gray L.J., Beer J., Geller M., Haigh J.D., Lockwood M., Mathes K., Cubasch U., Fleitmann D., Harrison G., Hood L. et al. Solar influences on climate // Reviews of Geophysics V. 48. Issue 4. RG4001. <https://doi.org/10.1029/2009RG000282>
- Gulev S.K., Thorne P.W. Climate change 2021: The physical science basis. // 6th AR IPCC. London: Cambridge University Press. P. 422. 2023. <https://doi.org/10.1017/9781009157896.004>
- Herrera V.M.V., Soon W., Legate D.R. Does Machine Learning reconstruct missing sunspots and forecast a new solar minimum? // Advances in Space Research. V. 68. Issue 3. P. 1485–1501. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.03.023>
- Hiremath K., 2008. Prediction of solar cycle 24 and beyond // Astrophys. Space Sci. V. 314. P. 45–49. <https://doi.org/10.1007/s10509-007-9728-9>
- Karak B.B., Miesch M. “Solar Cycle Variability Induced by Tilt Angle Scatter in a Babcock–Leighton Solar Dynamo Model” // The Astrophysical Journal. V. 847. Article number 69. 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8636>
- Kniveton D.R. Precipitation, cloud cover and Forbush decreases in galactic cosmic rays // J. Atmos. Solar Terr. Phys. V. 66. Issues 13–14. P. 1135–1142. 2004. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.05.010>
- Knudsen M.F., Riisager P., Jacobsen B.H., Muscheler R., Snowball I., Seidenkrantz M.S. Taking the pulse of the Sun during the Holocene by joint analysis of (14)C and (10) Be // Geophys. Res. Lett. V. 36. L16701. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009GL039439>
- Lockwood M. Solar change and climate: An update in the light of the current exceptional solar minimum. // Proc. R. Soc. A. V. 466. Issue 2114. P. 303–329. 2010. <https://doi.org/10.1098/rspa.2009.0519>
- Lockwood M., Owens M.J., Barnard L., Davis C.J., and Steinhilber F. The persistence of solar activity indicators and the descent of the Sun into Maunder Minimum conditions // Geophys. Res. Lett. V. 38. Issue 22. L22105. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011GL049811>
- Moraal H. Cosmic-ray modulation equations // Space Sci. Rev. V. 176. P. 299–319. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11214-011-9819-3>
- Morner N.A. The approaching new grand solar minimum and little ice age climate conditions // Natural Science. // V. 7. P. 510–518. 2015. <http://dx.doi.org/10.4236/ns.2015.711052>

- *Nasirpour M.H., Sharifi A., Ahmadi M.* Revealing the relationship between solar activity and COVID-19 and forecasting of possible future viruses using multi-step autoregression (MSAR) // *Environmental Science and Pollution Research* V. 28. P. 38074–38084. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11356-021-13249-2>
- *Palle E., Butler C.J., O'Brien K.* The possible connection between ionization in the atmosphere by cosmic rays and low level clouds // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* V. 66. P. 1779–1790. 2004. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.07.041>
- *Poluianov S.V., Kovaltsov G.A., Mishev A.L., Usoskin I.G.* Production of cosmogenic isotopes ^7Be , ^{10}Be , ^{14}C , ^{22}Na , and ^{36}Cl in the atmosphere: Altitudinal profiles of yield functions // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 121. P. 8125–8136. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016JD025034>
- *Rigozo N.R., Nordemann D.J.R., Echer E., Echer M.P.S., Silva H.E.* Prediction of solar minimum and maximum epochs on the basis of spectral characteristics for the next millennium // *Planetary and Space Science*. V. 58. P. 1971–1976. 2010. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.09.020>
- *Salvador R.J.* A mathematical model of the sunspot cycle for the past 1000 yr // *Pattern Recogn. Phys.* V. 1. P. 117–122. 2013. <https://doi.org/10.5194/prp-1-117-2013>
- *Steinhilber F., Abreu J.A., Beer J.* Solar modulation during the Holocene // *Astrophys. Space Sci. Trans.* V. 4. P. 1–6. 2008. <https://doi.org/10.5194/astra-4-1-2008>
- *Steinhilber F., Beer J.* Prediction of solar activity for the next 500 years // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 118. P. 1861–1867. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50210>
- *Stuiver M., Reimer P.J., Braziunas T.* High-precision radiocarbon age calibration for terrestrial and marine samples // *Radiocarbon*, V. 40. № 3. P. 1127–1151. 1998. <https://doi.org/10.1017/S0033822200019172>
- *Tinsley B.A., Zhou L.* Initial results of a global circuit model with stratospheric and tropospheric aerosols // *J. Geophys. Res.* V. 111. D16205. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JD006988>
- *Tinsley B.A.* A working hypothesis for connections between electrically-induced changes in cloud microphysics and storm vorticity, with possible effects on circulation // *Adv. Space Res.* 2012. V. 50. Issue 6. P. 791–805. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.04.008>
- *Usoskin I.G.* A history of solar activity over millennia // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 14. Article number 3. 2017. <https://doi.org/10.1007/s41116-017-0006-9>
- *Vinos J.* Climate of the Past, Present and Future. A Scientific Debate // Madrid: Critical Science Press. 279 p. 2022. <https://judithcurry.com/wp-content/uploads/2022/09/Vinos-CPPF2022.pdf>
- *Vos E.E., Potgieter M.S.* New Modeling of Galactic Proton Modulation during the Minimum of Solar Cycle 23/24 // *Astrophys. J.* V. 815. № 2. Article number 119. 2015. <https://doi.org/doi:10.1088/0004-637X/815/2/119>
- *Херпачеас А.* Uncertainty and climate change: The IPCC approach vs decision theory // *Journal of Behavioral and Experimental Economics*. V. 109. 102188. 2024. <https://doi.org/10.1016/j.socec.2024.102188>
- *Yanke V.G., Belov A.V., Gushchina R.T., Kobelev P.G., Trefilova L.A.* “Forecast of Modulation of Cosmic Rays with Hardness of 10 GV in the 25th Solar Activity Cycle” // *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 64. No. 2. P. 201–210. 2024. <https://doi.org/10.1134/S0016793223601072>

Cosmic Ray Intensity Forecast for the Current Century

P. G. Kobelev^{1, *}, L. A. Trefilova¹, A. V. Belov¹, R. T. Gushchina¹, V. G. Yanke¹

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

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

To diagnose and forecast the state of the heliosphere, as well as space weather and climate, it is necessary to know the temporal changes of galactic cosmic rays flux at the Earth's orbit. The aim of the work is to forecast the cosmic ray flux for the next century based on the relationship between the modulation of galactic cosmic rays and the characteristics of solar activity. For a long-term forecast, one parameter models of solar activity were used that determines the modulation of galactic cosmic rays — the number of sunspots or the potential of cosmic rays solar modulation. As a result, a long-term forecast of the cosmic ray flux was obtained based on the analysis of a dozen models of solar activity behavior for the next century. The analysis suggests that, contrary to earlier forecasts, the probability of a large solar minimum at the end of the 21st century is small. This is shown by the majority of long-term solar activity forecasts by various authors which was analyzed by us. An almost twofold increase in the level of solar activity is expected by the middle of the century and a subsequent transition to approximately current level at the end of the century. Reduced intensity of galactic cosmic rays is expected at the Earth's orbit by mid-century.

Keywords: solar activity, sunspot number, forecast, modulation, intensity of galactic cosmic rays

УДК 550.385.4

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ НА ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ $Pi3$

© 2025 г. Н. А. Куражковская¹, *, Б. И. Клайн¹, **, А. Ю. Куражковский¹, ***

¹Геофизическая обсерватория “Борок” — филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ГО “Борок” ИФЗ РАН), пос. Борок (Ярославская обл.), Россия

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

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

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

Поступила в редакцию 04.07.2024 г.

После доработки 04.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Исследовано влияние интенсивности суббурь, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) на характер распределений амплитуд (перемежаемость) всплесков пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в ночном секторе магнитосферы во время развития суббурь. Для анализа использовались одномоментные цифровые данные наблюдений магнитного поля обсерваторий Арктики и Антарктики (о. Хейса и Мирный). В качестве основной характеристики перемежаемости пульсаций $Pi3$ рассматривался показатель α , отражающий наклон кумулятивной функции распределения амплитуд всплесков $Pi3$. Показано, что распределения амплитуд всплесков $Pi3$ в зависимости от условий космической погоды подчинялись разным степенным законам. Обнаружено, что величина α в северном и южном полушарии была больше во время развития слабых суббурь, чем во время развития сильных и умеренных суббурь. Показано, что значения α в двух полушариях сравнимы, когда всплески $Pi3$ возбуждались на фоне медленных потоков солнечного ветра, при северном направлении V_z -компоненты ММП и высоком уровне турбулентности плазмы солнечного ветра. При других анализируемых условиях обнаружена асимметрия в изменении показателя α . Предполагается, что показатель перемежаемости α на качественном уровне характеризует уровень турбулентности плазмы в области возбуждения всплесков пульсаций $Pi3$.

Ключевые слова: высокоширотная магнитосфера, геомагнитные пульсации, космическая погода, суббури, перемежаемость, турбулентность

DOI: 10.31857/S0016794025020047, EDN: CWUQPY

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, иррегулярные геомагнитные пульсации с периодами >150 с, имеющие вид всплесков с нестационарным спектром частот, относятся к диапазону $Pi3$ [Пудовкин и др., 1976; Saito, 1978]. Согласно классификации [Saito, 1978] пульсации $Pi3$ разделяются на два вида по диапазону периодов: Pip ($T < 400$ с) и Psb ($T \sim 400–600$ с). Однако обычно исследователи все длиннопериодные иррегулярные пульсации, наблюдаемые в ночном секторе авроральной зоны и связанные с интенсификацией суббурь, рассматривают их как один вид $Pi3$, например, [Nagano et al., 1981].

Интенсивность $Pi3$ существенно выше, чем других типов пульсаций, возбуждаемых во время суббурь, и изменяется от десятков до сотен нТл. Одной из характерных особенностей пульсаций $Pi3$ является то, что они могут наблюдаться как очень локализовано по широте, так и глобально в широком диапазоне широт и долгот, например, [Клейменова и др., 1998; Han et al., 2007].

Пространственно-временные, спектральные, поляризационные и другие характеристики пульсаций $Pi3$ отражены во многих публикациях, например, [Suzuki et al., 1981; Matsuoka et al., 1995; Моисеев и др., 2020; Куражковская и Клайн,

2021; Martines-Bedenko et al., 2022]. В существующей литературе обсуждаются различные возможные механизмы и области возбуждения иррегулярных пульсаций $Pi3$. В некоторых исследованиях [Han et al., 2007] даже утверждается, что механизмы генерации пульсации $Pi3$ на разных широтах должны быть различны. Считается, что источники $Pi3$ могут находиться как на дневной стороне магнитосферы, так и на ночной. Например, в работе [Han et al., 2007] предполагается, что глобальные пульсации $Pi3$ могут быть обусловлены импульсивными изменениями динамического давления солнечного ветра, и их источником является дневная сторона магнитосферы. В ряде работ, например [Клейменова и др., 1998; Козырева и др., 2009], в качестве источника возбуждения локальных по широте иррегулярных всплесков $Pi3$ рассматривается ночная ионосфера. Согласно работе [Клейменова и др., 1998], к генерации $Pi3$ может приводить интенсификация крупномасштабных трехмерных электрических токов в ионосфере во время развития суббурь на ночной стороне магнитосферы. Синхронные наблюдения высыпаний энергичных электронов, всплесков риометрического поглощения и геомагнитных пульсаций диапазона $Pi3$ в ночном секторе высоких широт свидетельствуют о том, что областью возбуждения $Pi3$ является ионосфера [Козырева и др., 2009]. Возбуждение пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в полярных шапках, авторы [Yagova et al., 2004] предположительно связывают с перемежающейся турбулентностью магнитослоя и колебаниями хвостовых долей магнитосферы. Разнообразие источников пульсаций $Pi3$, обсуждаемых в публикациях, говорит о том, что некоторые аспекты морфологических закономерностей этого типа пульсаций остаются еще не до конца исследованными.

Ранее нами [Клайн и др., 2008; Куражковская и Клайн, 2021] было показано, что кумулятивная функция распределения (*cumulative distribution function* — CDF) амплитуд всплесков $Pi3$, наблюдаемых во время развития суббурь в ночном секторе магнитосферы, следует степенному закону $f(A) = A^{-\alpha}$, где A — амплитуда всплесков, α — показатель степени. Следовательно, всплескам пульсаций $Pi3$ присущи свойства перемежаемости. При этом показатель степени α , отражающий наклон кумулятивной функции распределения амплитуд всплесков, может рассматриваться как характеристика перемежаемости и связанной с ней турбулентности среды, в которой возникают всплески [Малинецкий и Потапов, 2000]. Вопрос о том, влияют ли условия межпланетной среды и интенсификация авроральных процессов на свойства перемежаемости пульсаций $Pi3$,

и, соответственно, на турбулентность в области возбуждения пульсаций пока остается открытым.

Вместе с тем известно, что процесс развития суббурь тесно связан с условиями космической погоды, о чем свидетельствуют многочисленные публикации, например, [Tanskanen et al., 2011; Newell et al., 2013; Воробьев и др., 2018]. Спектр параметров гелиосферы и их комбинаций, обсуждаемых в литературе в связи с возникновением суббурь довольно широк. Одним из наиболее геоэффективных параметров, приводящих к развитию суббурь и определяющих их интенсивность, безусловно, является вертикальная Bz -компонента ММП [Akasofu, 1975]. Кроме того, появление и интенсивность суббурь зависят от направления Vx - и Vy -компонент ММП [Воробьев и др., 2018; Kubyshkina et al., 2018]. В работе [Newell et al., 2016] показана четкая зависимость вероятности появления суббурь от скорости солнечного ветра. Другие параметры, если и не приводят к развитию суббурь, то оказывают определенное влияние на процессы обтекания магнитосферы потоками солнечного ветра и на проникновение энергии в хвост магнитосферы. Влияние параметров космической погоды на морфологию суббурь, по-видимому, не может не отразиться на свойствах пульсаций $Pi3$, поскольку формирование их режима происходит во время развития суббурь.

В связи с вышесказанным и тесной связью пульсации $Pi3$ с развитием суббурь представляется интересным исследовать влияние параметров межпланетной среды на характер распределений амплитуд всплесков $Pi3$ в северном и южном полушариях. Актуальность исследования новых особенностей пульсаций $Pi3$ возрастает еще и в связи с тем, что возмущения геомагнитного поля в диапазоне $Pi3$, наряду с магнитными бурями и суббурями, могут приводить к возбуждению геоиндуцированных токов, которые являются одним из факторов космической погоды, оказывающих влияние на линии электропередач и другие наземные технологические системы [Pilipenko et al., 2023]. В рамках данной работы мы исследуем влияние интенсивности суббурь, скорости солнечного ветра и компонент ММП на закономерности перемежаемости пульсаций $Pi3$. Кроме того, мы рассмотрим влияние на свойства перемежаемости $Pi3$ плазменного параметра β солнечного ветра. Параметр β равен отношению теплового давления к магнитному: $\beta = NkT/(B^2/8\pi)$, где N и T — плотность (см^{-3}) и температура ($^\circ\text{K}$) плазмы протонов солнечного ветра, B — величина межпланетного магнитного поля (нТл). Как известно, параметр β является одним из параметров, контролирующих развитие процессов пере-

соединения межпланетного и геомагнитного поля и состояние турбулентности плазмы солнечного ветра [Phan et al., 2010; Wang et al., 2018]. Спутниковые наблюдения показали, что при $0 < \beta \leq 1.3$ плазма солнечного ветра высоко турбулизована, а при $\beta > 1.3$ слабо турбулизована [Wang et al., 2018]. Влияние параметра β солнечного ветра на перемежаемость $Pi3$, связанной с турбулентностью плазмы в области возбуждения пульсаций, ранее не исследовалось.

Целью данной работы является исследование влияния интенсивности суббурь, скорости солнечного ветра, направления компонент ММП и параметра β на свойства перемежаемости иррегулярных пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в высоких широтах северного и южного полушарий Земли во время развития суббурь.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Исходным материалом для анализа перемежаемости всплесков пульсаций $Pi3$ служили одномоментные цифровые данные наблюдений магнитного поля обсерваторий Арктики и Антарктики: о. Хейса (код HIS, исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = 74.80^\circ$, $\Lambda' = 144.46^\circ$) за период 1997–1998 гг. и Мирный (код MIR, исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -76.93^\circ$, $\Lambda' = 122.92^\circ$) за период 1995–1998 гг. из Мирового Центра Данных по Солнечно-Земной Физике, Москва (http://www.wdcb.ru/stp/data/geo_min.val/Variational_Measurements/Database_Earth_Magnetic_Field_Variations/). За этот же период среднечасовые параметры солнечного ветра и ММП получены из базы данных OMNI 2 (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>). Одноминутные данные AL -индекса и часовые значения AE -индекса взяты из Word Data Centre for Geomagnetism, Kyoto (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>). Кроме того, использовался “Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2002 гг.” (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/>), описание которого приведено в работе [Ермолаев и др., 2009].

В качестве характеристики перемежаемости пульсаций $Pi3$, как и в предыдущих работах [Клайн и др., 2008; Куражковская и Клайн, 2021], мы рассматривали показатель α , получаемый в результате аппроксимации кумулятивной функции распределения амплитуд всплесков $Pi3$ степенной функцией. Для каждого всплеска $Pi3$ рассматривалась максимальная амплитуда (A) волнового пакета $Pi3$, которая находилась из выражения: $A = \sqrt{H^2 + D^2}$, где H и D — максимальные значения меридиональной и азимутальной составляющих магнит-

ного поля. Более подробно методика получения показателя α изложена в работе [Куражковская и Клайн, 2015]. Кроме того, для предварительного сравнительного анализа свойств пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в северном и южном полушарии, рассматривались характеристики: 1) продолжительность волнового пакета пульсаций $Pi3 - t$; 2) максимальная спектральная плотность отдельных всплесков $Pi3 - S_{\max}$; 3) частота, соответствующая максимальной спектральной плотности — f . Предварительно одномоментные данные наземных магнитных наблюдений фильтровались в полосе частот (1.2–3.4) мГц. Далее проводился спектрально-временной анализ всплесков $Pi3$ на основе метода быстрого преобразования Фурье. По полученным амплитудным спектрам всплесков $Pi3$ оценивалась величина максимальной спектральной плотности S_{\max} и частота ей соответствующая f .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Сравнение характеристик пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в HIS и MIR

Для проведения данного исследования был использован список случаев наблюдения всплесков $Pi3$, который был составлен ранее в работе [Куражковская и Клайн, 2021]. За анализируемые периоды по данным регистрации магнитного в HIS и MIR поля исследовались 306 и 416 случаев всплесков $Pi3$ соответственно. Прежде чем переходить к анализу свойств перемежаемости пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в HIS и MIR, сравним их некоторые характеристики и морфологические закономерности на двух обсерваториях. На рис. 1 приведены типичные примеры наблюдения всплесков пульсаций $Pi3$ (H -компонента) в HIS — 9.11.1997 и MIR — 13.03.1995. Спектры анализируемых пульсаций на временном интервале их наблюдения показаны справа. В нижней части рисунка дана динамика AL -индекса, отражающего интенсивность западного электроджета в авроральной зоне. По обыкновению, пульсации $Pi3$ наблюдались на фоне отрицательных бухт в динамике AL -индекса продолжительностью более 20 мин и минимальной величиной AL -индекса менее -100 нТл, что соответствовало развитию магнитосферных суббурь [Hsu and McPherron, 2007]. Таким образом, пульсации $Pi3$ в двух полушариях возбуждались во время развития суббурь в ночном секторе магнитосферы. В это время обсерватории HIS и MIR располагались в области северной и южной полярной шапки. Далее будет проведено сравнение некоторых характеристик пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в полярных обла-

стях магнитосферы. Как правило, всплески $Pi3$, наблюдаемые в северном и южном полушарии, имели каплеобразную форму. Средняя продолжительность всплесков $Pi3$ в HIS и MIR была примерно одинаковой и составляла $t \sim 65$ мин.

Средняя амплитуда всплесков в HIS ($A = 440$ нТл) была существенно выше, чем в MIR ($A = 302$ нТл).

Амплитудные спектры пульсаций $Pi3$, полученные на интервалах наблюдения пульсаций в HIS и MIR, имели несколько пиков, что свиде-

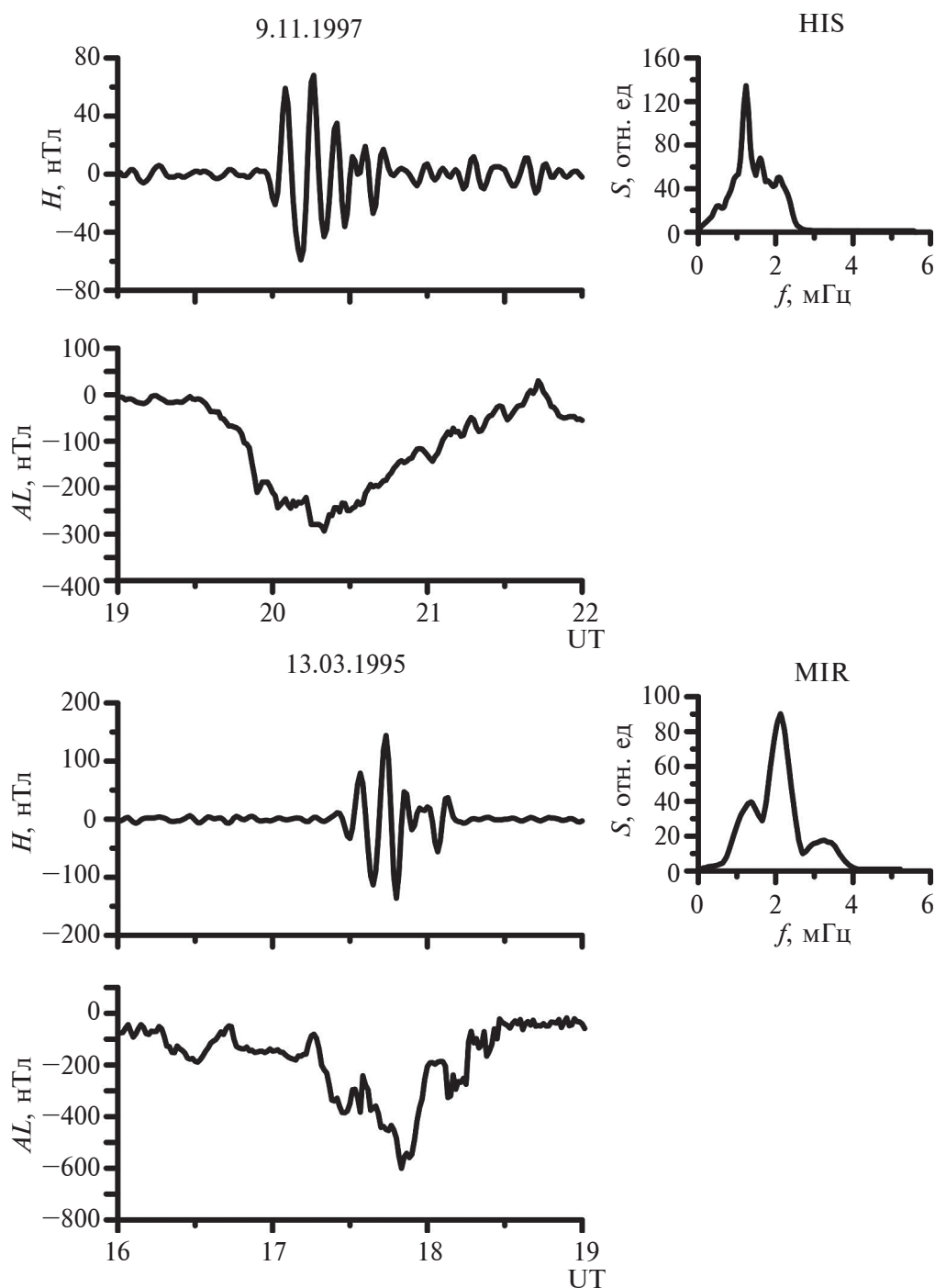


Рис. 1. Типичные примеры наблюдения пульсаций $Pi3$ (H – компонента) в обсерваториях о. Хейса (9.11.1997) и Мирный (13.03.1995). Справа показаны амплитудные спектры пульсаций $Pi3$ на интервале их наблюдения. Ниже приведена динамика AL -индекса.

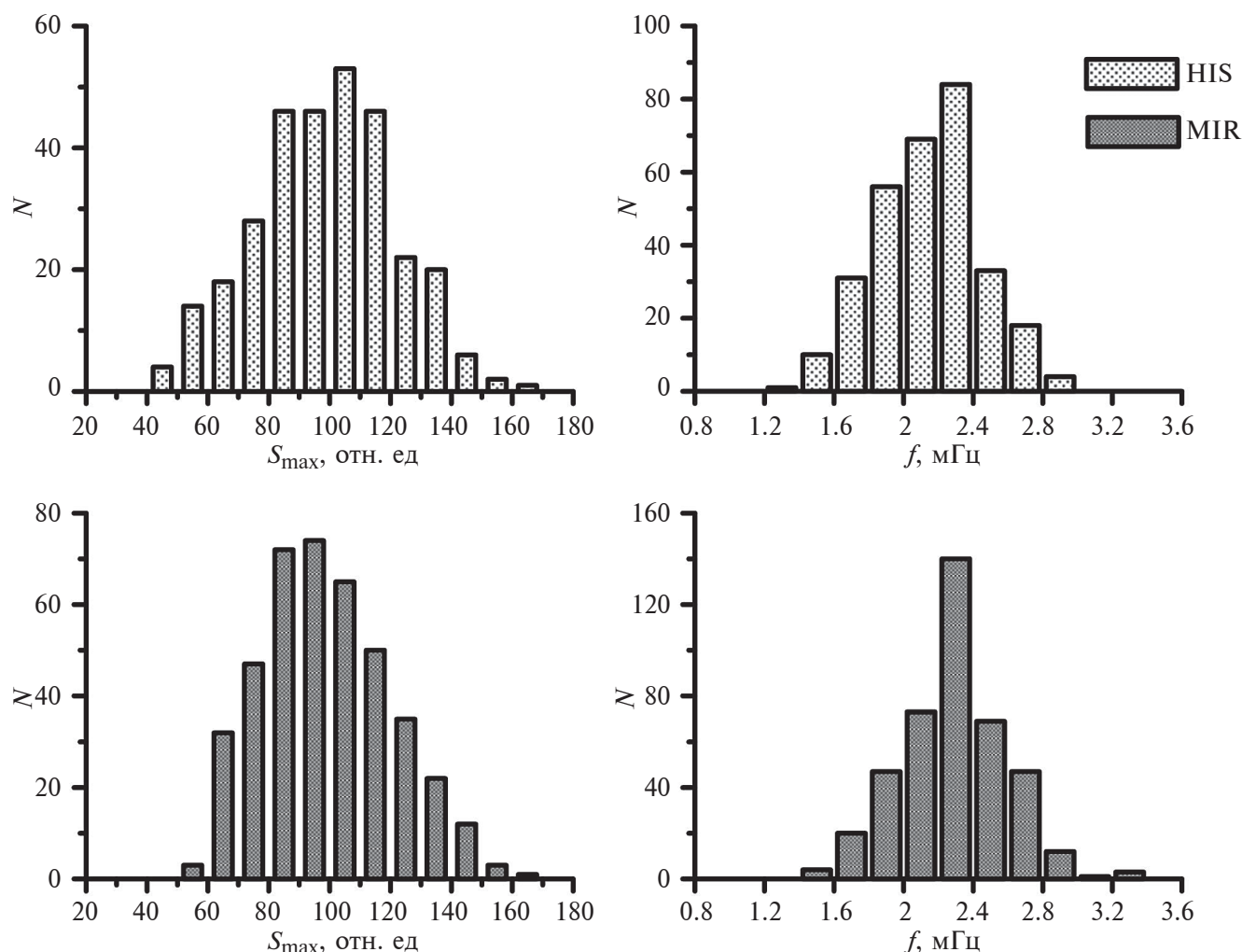


Рис. 2. Зависимость частоты наблюдения N пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от максимальной спектральной плотности волновых пакетов S_{\max} и соответствующей ей частоты f .

тельствовало о сложной структуре колебаний. Для каждого случая наблюдения пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR по спектрам были оценены спектральная плотность основного максимума S_{\max} и частота f , ему соответствующая. Сравнение спектрального состава колебаний $Pi3$ (распределений S_{\max} и f) в двух полушариях представлено на рис. 2. Диапазоны изменения максимальной спектральной плотности всплесков $Pi3$ в HIS и MIR были примерно подобны и изменялись в пределах от 40–50 до 170 (в относительных единицах). Однако в доминирующем числе случаев величина максимальной спектральной плотности всплесков $Pi3$ в HIS была выше ($S_{\max} = 100–110$), чем в MIR ($S_{\max} = 90–100$). Частота волновых пакетов f , соответствующая S_{\max} , в HIS занимала диапазон от 1.2 до 3.0 мГц, а в MIR

от 1.4 до 3.4 мГц. Всплески $Pi3$ с наибольшей спектральной плотностью наблюдались как в HIS, так и в MIR преимущественно на частоте $f = 2.2–2.4$ мГц.

3.2. Зависимость частоты наблюдения пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от максимальной интенсивности суббурь

Как уже отмечалось выше, случаи регистрации $Pi3$ в HIS и MIR наблюдались во время развития суббурь в ночном секторе. На рис. 3 приведена зависимость частоты наблюдения всплесков $Pi3$ в HIS и MIR от максимальной интенсивности суббурь (AE_{\max}), характеризуемой величиной AE -индекса. Видно, что интенсивность суббурь, во время развития которых наблюдались пульсации $Pi3$, изменялась в широком диапазоне от

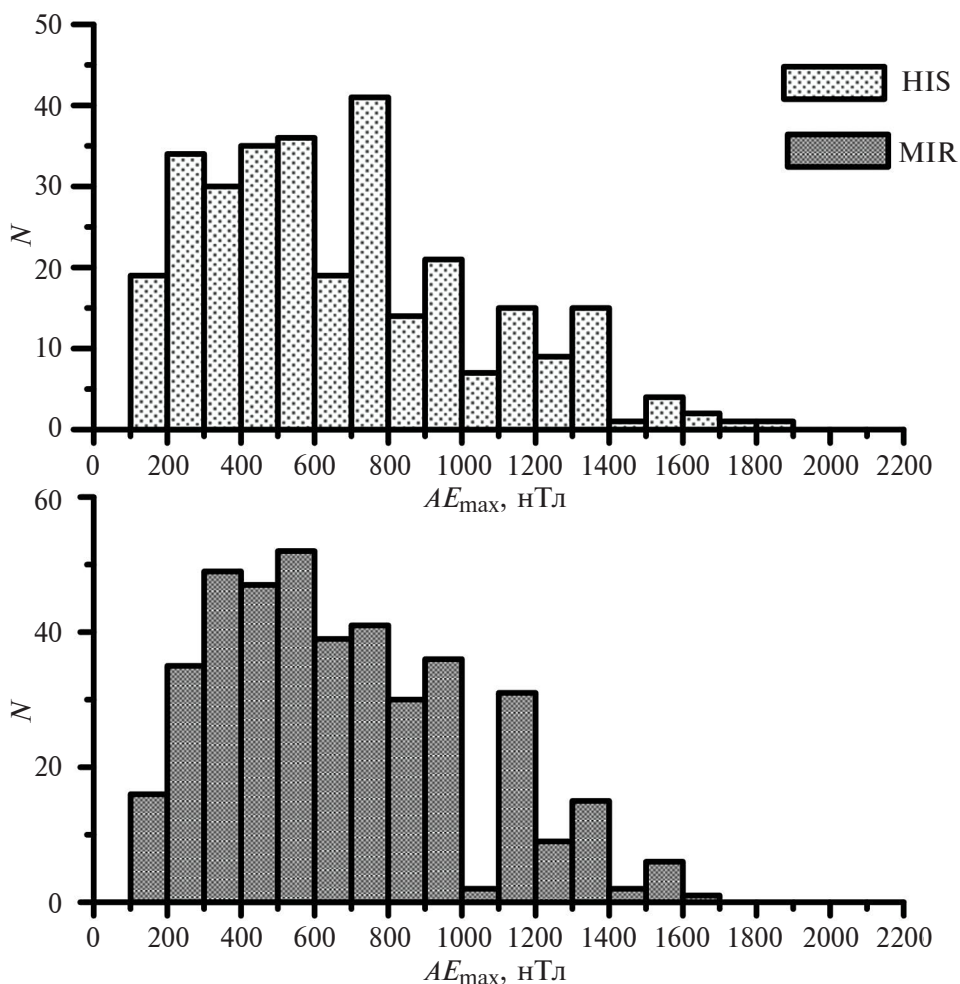


Рис. 3. Зависимость частоты наблюдения N пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от максимальной интенсивности суббурь, характеризуемой величиной AE -индекса.

100 нТл до 1000 нТл и более. В HIS пульсации $Pi3$ преимущественно наблюдались во время суббурь, интенсивность которых составляла 700–800 нТл, а в MIR величина AE_{max} в доминирующем числе случаев была 500–600 нТл. Обычно для классификации суббурь по интенсивности используют величину AL – [Воробьев и др., 2018] или AE – [Fu et al., 2021] индексов. Например, согласно [Fu et al., 2021], если максимальная величина AE -индекса (AE_{max}) суббурь принадлежит диапазонам $100 \text{ нТл} < AE_{max} \leq 500 \text{ нТл}$, $500 \text{ нТл} < AE_{max} \leq 1000 \text{ нТл}$ или $AE_{max} > 1000 \text{ нТл}$, то суббури считаются слабыми, умеренными или сильными соответственно. Судя по распределению AE_{max} (рис. 3), в северном и южном полушарии всплески $Pi3$ возбуждались как во время слабых и умеренных, так и сильных по интенсивности суббурь. Причем, преимущественно, всплески $Pi3$ в обоих полушариях наблюдались во время развития умеренных суббурь (43% в HIS

и 48% случаев в MIR). Вероятность наблюдения пульсаций $Pi3$ во время развития слабых суббурь была немного ниже (38% в HIS и 36% случаев в MIR). Во время развития сильных суббурь наблюдалось меньше всего случаев пульсаций $Pi3$ (18% в HIS и 16% в MIR). Таким образом, можно отметить, что возбуждение всплесков $Pi3$ в северном и южном полушарии происходило, главным образом, на фоне суббурь низкой и средней интенсивности. Средняя амплитуда всплесков $Pi3$ возрастала с увеличением интенсивности суббурь и примерно была в два раза больше во время сильных суббурь по сравнению со слабыми суббурами.

3.3. Суточные вариации всплесков $Pi3$ в HIS и MIR

Подтверждением преимущественного появления пульсаций $Pi3$ в ночном секторе магнитосферы является их суточная вариация частоты на-

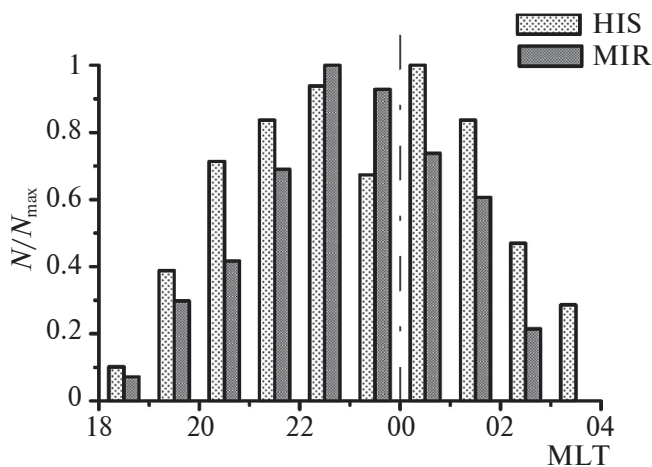


Рис. 4. Суточная вариация частоты наблюдения, нормированной на максимальное число случаев N/N_{\max} пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR.

блюдения. На рис. 4 показана нормированная на максимальное число случаев зависимость частоты наблюдения N/N_{\max} всплесков $Pi3$ в HIS и MIR от локального времени. Наиболее вероятное время наблюдения всплесков $Pi3$ в двух полушариях приходится на интервал от вечерних до ранних утренних часов. Видно, что суточные вариации всплесков $Pi3$ в HIS и MIR ассиметричны относительно полуночного меридиана. Распределения N/N_{\max} в HIS и MIR подобны по форме, но различаются по положению максимумов частоты наблюдения. Так, в HIS максимум частоты наблюдения соответствует послеполуночному часу (00:00–01:00 MLT). В MIR максимум суточной вариации наблюдается в предполуночное время (22:00–23:00 MLT).

3.4. Зависимость частоты наблюдения всплесков $Pi3$ в HIS и MIR от крупномасштабных течений солнечного ветра

В работе [Дэспирак и др., 2019] показано, что на появление магнитосферных суббурь существенное влияние оказывают крупномасштабные структуры потоков солнечного ветра. Поскольку исследуемые пульсации $Pi3$ наблюдались в двух обсерваториях во время развития суббурь, представлялось целесообразным выяснить, во время каких типов потоков солнечного ветра происходит их возбуждение. Для этого мы использовали “Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2002 гг.”, в котором отражены как квазистационарные, так и возмущенные типы солнечного ветра. Проводилось одновременное сопоставление временных интер-

валов регистрации пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR и наблюдения различных типов крупномасштабных течений солнечного ветра. Результаты анализа показали, что всплески $Pi3$ наблюдались в HIS и MIR на фоне семи типов крупномасштабных структур солнечного ветра. Эти структуры идентифицированы в каталоге [Ермолаев и др., 2009], как 1) медленное квазистационарное течение плазмы солнечного ветра из корональных стримеров – SLOW; 2) высокоскоростное течение солнечного ветра из корональных дыр – FAST; 3) выбросы корональной массы (*Coronal Mass Ejection* – CME); 4) область сжатой плазмы на фронте быстрых течений из полярных корональных дыр и медленных течений из корональных стримеров (*Corotating Interaction Region* – CIR); 5) область сжатия перед передним фронтом поршня – SHEATH; 6) гелиосферный токовый слой (*Heliospheric Current Sheet* – HCS); 7) магнитные облака (*Magnetic Cloud* – MC). Однако, как следует из гистограммы зависимости частоты наблюдения всплесков $Pi3$ в двух обсерваториях от перечисленных выше типов течений солнечного ветра (рис. 5), доминирующая часть всплесков $Pi3$ в HIS (33% случаев) наблюдалась на фоне SLOW, а в MIR (39% случаев) на фоне FAST. Число случаев всплесков $Pi3$, наблюдавшихся в HIS на фоне других течений было существенно меньше и составило: FAST – 21%, CME – 16%, CIR – 9%. В MIR всплески $Pi3$ наблюдались на фоне SLOW – в 22% случаев, CME – в 14% случаев, CIR – в 11% случаев. На фоне SHEATH, HCS и MC как в HIS, так и в MIR наблюдалось менее 10% случаев (рис. 5).

Таким образом, сравнение характеристик всплесков $Pi3$, наблюдаемых в двух полушариях,

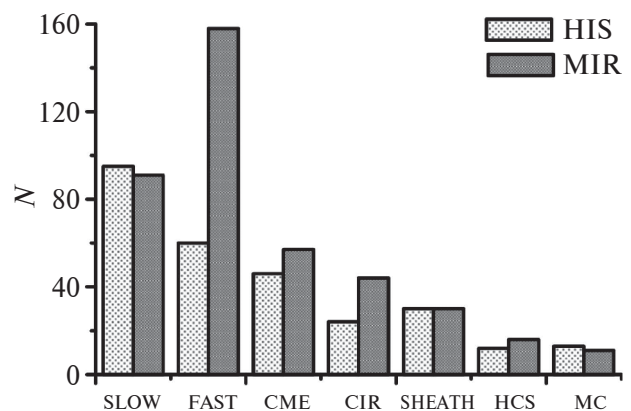


Рис. 5. Распределение частоты появления N пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от крупномасштабных течений солнечного ветра.

показало, что они имели примерно одинаковый спектральный состав, продолжительность волновых пакетов, но различались по уровню амплитуд, величине спектральной плотности, интенсивности суббурь, во время которых происходило их преимущественное возбуждение. Кроме того, выявлены различия в суточной вариации и в типах потоков солнечного ветра, на фоне которых происходит возбуждение пульсаций $Pi3$.

Далее перейдем к анализу амплитудных закономерностей всплесков $Pi3$, наблюдаемых в HIS и MIR в зависимости от условий космической погоды. Поскольку суббури являются одним из геомагнитных эффектов космической погоды, первоначально рассмотрим влияние интенсивности суббурь на перемежаемость всплесков $Pi3$.

3.5. Зависимость перемежаемости всплесков $Pi3$ в HIS и MIR от интенсивности суббурь

Как уже отмечалось выше, интенсивность суббурь во время наблюдения пульсаций $Pi3$ изменялась в широком диапазоне (рис. 3). Используя принцип классификации суббурь из работы [Fu et al., 2021], мы разделили все случаи всплесков $Pi3$ как в HIS, так и в MIR на три кластера: пульсации $Pi3$, возбуждаемые во время слабых, умеренных и сильных суббурь. Для каждого кластера отдельно был проанализирован характер распределений амплитуд всплесков $Pi3$, наблюдаемых в двух полушариях. На рис. 6 представлены полученные распределения амплитуд $N(A)$ всплесков $Pi3$ в HIS и MIR (черная и серая кривые соответственно). В правой части рисунка показаны CDF амплитуд всплесков $Pi3$ в HIS и MIR (темные и светлые кружки соответственно), начиная с некоторого порогового значения A_0 , в логарифмическом масштабе и их аппроксимации степенной функцией. Черная и серая линии соответствуют степенному закону распределения амплитуд всплесков $Pi3$, наблюдаемых в HIS и MIR соответственно. Для удобства сопоставления свойств перемежаемости пульсаций $Pi3$ в северном и южном полушарии на каждом из графиков распределения амплитуд и аппроксимация их CDF даны попарно (в HIS и MIR).

Как видно из рис. 6, независимо от интенсивности суббурь распределения амплитуд пульсаций $Pi3$ в северном и южном полушарии имеют негауссову форму (сильнее выражены хвосты распределений). Заметим, что подобные распределения называют распределениями с “тяжелыми хвостами” (*heavy tails* или *fat tails*). По обыкновению хвосты таких распределений довольно хорошо аппроксимируются степенной функцией вида: $f(x) = x^{-\alpha}$ (α — показатель степени) при всех x ,

превышающих некоторый порог x_0 ($x > x_0$) [Малинецкий, Потапов, 2000]. Применительно к пульсациям $Pi3$ распределения амплитуд всплесков для трех кластеров, выделенных по признаку интенсивности суббурь, следуют степенному закону $f(A) = A^{-\alpha}$, где A — амплитуда всплесков, α — показатель степени. Однако, степенные законы в HIS и MIR, которым подчиняются распределения амплитуд всплесков $Pi3$, значительно различаются, о чем свидетельствуют разные наклоны аппроксимирующих прямых. Одной из особенностей полученных распределений является существенное различие величины показателя α в HIS и MIR. В северном полушарии величина показателя α существенно меньше, чем в южном полушарии ($\alpha_{\text{HIS}} < \alpha_{\text{MIR}}$), и иногда может различаться примерно в 2 раза. Более того, значения показателя α в HIS меньше, чем в MIR независимо от того, к какому кластеру относятся пульсации $Pi3$. Другой особенностью полученных распределений является то, что как в HIS, так и в MIR показатель α больше по величине во время слабых суббурь, чем во время умеренных и сильных. Так, в HIS показатель перемежаемости во время слабых суббурь равен $\alpha = 1.75$, а во время умеренных и сильных $\alpha = 1.30$ и $\alpha = 1.55$ соответственно. Аналогичная тенденция изменения параметра α характерна для случаев наблюдения в $Pi3$ в MIR. Величина показателя α в MIR для кластера слабых суббурь составляет $\alpha = 3.50$, а для умеренных и сильных суббурь $\alpha = 2.79$ и $\alpha = 3.05$ соответственно.

3.6. Зависимость закономерностей перемежаемости всплесков $Pi3$ в HIS и MIR от условий космической погоды

Исследование свойств перемежаемости пульсаций $Pi3$ в зависимости от условий космической погоды по аналогии с предыдущим разделом также основано на делении всех анализируемых случаев на кластеры. Так, из рис. 5 следует, что всплески $Pi3$ в HIS и MIR, главным образом, наблюдаются во время SLOW и FAST соответственно. Согласно каталогу [Ермолаев и др., 2009] плазменные потоки, скорость которых $V < 450$ км/с, рассматриваются как медленные потоки — SLOW, а потоки с $V \geq 450$ км/с как быстрые потоки — FAST. Исследование зависимости частоты наблюдения пульсаций $Pi3$ от скорости солнечного ветра показало, что в HIS 55% и 45% случаев пульсаций $Pi3$ наблюдалось при $V < 450$ км/с и $V \geq 450$ км/с соответственно. В MIR пульсации $Pi3$ преимущественно (61% случаев) наблюдались при $V \geq 450$ км/с, а при $V < 450$ км/с в MIR наблюдалось всего 39% всплесков $Pi3$. В связи

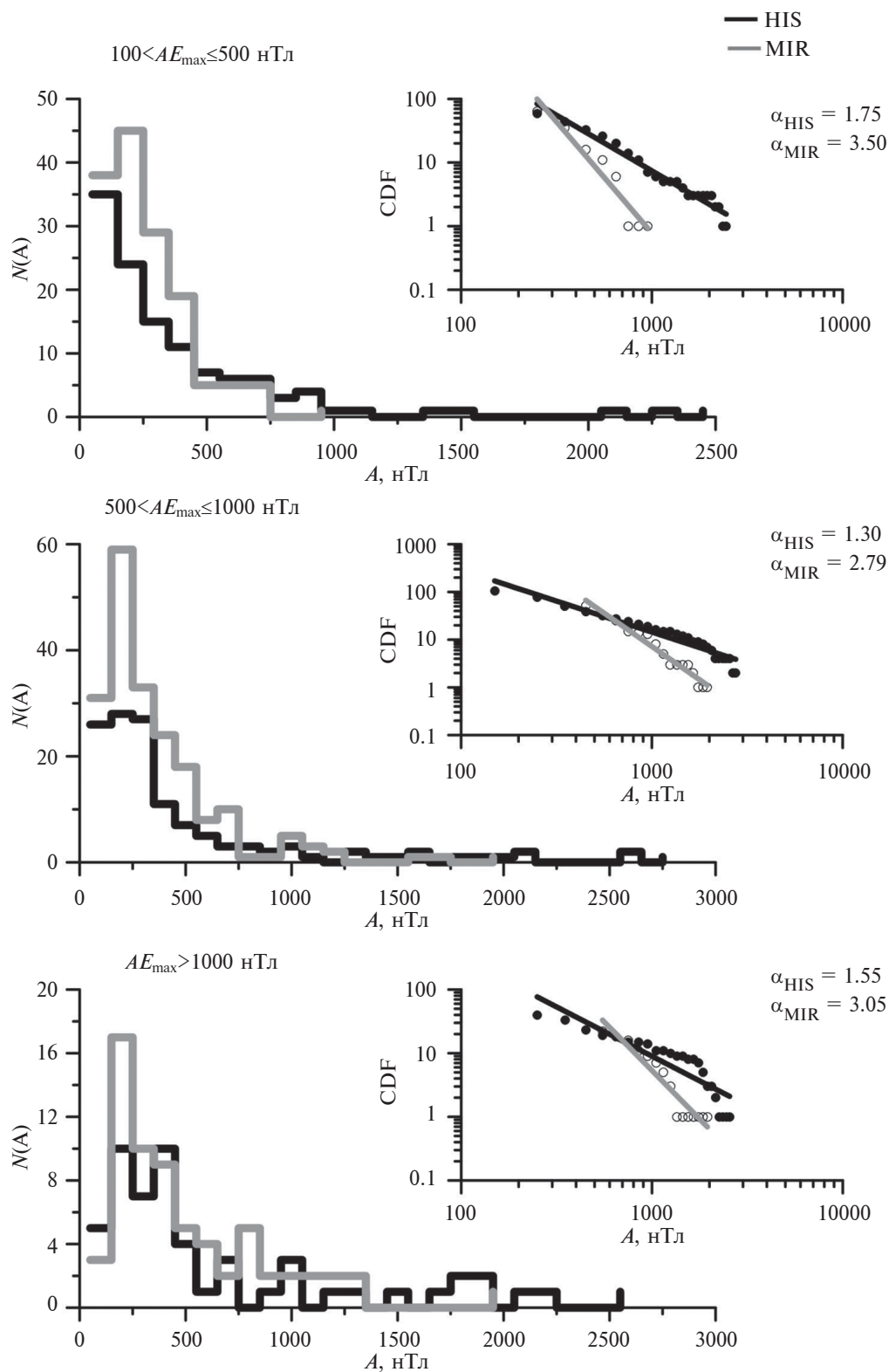


Рис. 6. Зависимость пережимаемости пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от максимальной интенсивности суббурь. Слева показаны распределения $N(A)$ амплитуд всплесков пульсаций $Pi3$ в HIS (черная кривая) и MIR (серая кривая). Справа приведены кумулятивные функции распределений CDF амплитуд пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR (темные и светлые кружки соответственно) и их аппроксимация степенной функцией (черная и серая линии соответственно).

с этим представляется целесообразным сравнить характер распределений амплитуд всплесков $Pi3$ на каждой из обсерваторий для двух кластеров: всплесков $Pi3$, наблюдаемых при $V < 450$ км/с и при $V \geq 450$ км/с.

Анализ поведения компонент ММП во время наблюдения всплесков $Pi3$ показал, что примерно 70% случаев $Pi3$ в HIS и MIR регистрировались при $B_z < 0$ и 30% при $B_z > 0$. Пульсации $Pi3$ в HIS и MIR наблюдались как при $B_x < 0$ (45% случаев), так и $B_x > 0$ (55% случаев). В зависимости от направления B_y -компоненты в 55% случаев $Pi3$ наблюдались при $B_y < 0$ и в 45% случаев при $B_y > 0$ как в HIS, так и в MIR. Преимущественное наблюдение пульсаций $Pi3$ в двух полушариях при отрицательном значении B_y -компоненты ММП является благоприятным условием для генерации суббурь низкой и средней интенсивности [Воробьев и др., 2018]. Действительно, как следует из раздела 3.2, пульсации $Pi3$ в HIS и MIR наблюдались на фоне развития слабых и умеренных суббурь, что согласуется с результатами работы [Воробьев и др., 2018]. Учитывая направление компонент ММП, все случаи $Pi3$ на каждой из обсерваторий были разделены на 6 кластеров в зависимости от знака B_x -, B_y - и B_z -компонент ММП: всплески $Pi3$, наблюдаемые при $B_x < 0$ и $B_x > 0$; $B_y < 0$ и $B_y > 0$; $B_z < 0$ и $B_z > 0$.

С целью выяснения влияния турбулентности плазмы солнечного ветра на свойства перемежае-

мости всплесков $Pi3$, использован параметр β . Судя по результатам работы [Wang et al., 2018], различают два диапазона изменения величины параметра β солнечного ветра: $0 < \beta \leq 1.3$ и $\beta > 1.3$, один из которых отражает высокую, другой низкую степень турбулентности плазмы солнечного ветра. Основываясь на результатах этой работы, все события всплесков $Pi3$ в HIS и MIR были разделены на два кластера: всплески $Pi3$, наблюдаемые при $0 < \beta \leq 1.3$ и $\beta > 1.3$. Таким образом, в зависимости от величины скорости солнечного ветра, направления компонент ММП и величины β параметра было сформировано 10 кластеров. С учетом трех кластеров, выделенных в зависимости от интенсивности суббурь, всего было образовано 13 кластеров. Для каждого из кластеров выполнялось отдельное исследование характера CDF амплитуд пульсаций $Pi3$ и получены оценки показателя α . В табл. 1 приведены обозначения кластеров, число случаев всплесков $Pi3$, их средняя амплитуда и показатели перемежаемости α , полученные в каждом кластере.

Результаты анализа характера распределений амплитуд всплесков $Pi3$ в зависимости от скорости солнечного ветра, направления компонент ММП и β параметра представлены на рисунках 7–9. Из оценок показателя α , приведенных на рисунках и табл. 1, следует, что всплески пульсаций $Pi3$, наблюдаемые в HIS и MIR, всегда возбуждались в высокотурбулизованной среде (ве-

Таблица 1. Оценки средних значений амплитуд всплесков $Pi3$ и показателя перемежаемости α в HIS и MIR в зависимости от интенсивности суббурь и параметров солнечного ветра и ММП

Параметр	HIS			MIR		
	N	A , нТл	α	N	A , нТл	α
$100 \text{ нТл} < AE \leq 500 \text{ нТл}$	118	340	1.75	147	218	3.50
$500 \text{ нТл} < AE \leq 1000 \text{ нТл}$	131	459	1.30	198	317	2.79
$AE > 1000 \text{ нТл}$	55	618	1.55	66	454	3.05
$V < 450 \text{ км/с}$	166	342	2.02	162	201	2.69
$V \geq 450 \text{ км/с}$	137	548	1.21	251	368	3.16
$B_x < 0$	136	444	1.63	186	299	2.92
$B_x \geq 0$	168	429	1.70	227	306	2.34
$B_y < 0$	168	468	1.49	231	303	2.34
$B_y \geq 0$	136	396	1.79	182	303	3.24
$B_z < 0$	221	462	1.38	288	324	3.00
$B_z \geq 0$	83	364	2.30	125	253	2.48
$0 < \beta \leq 1.3$	134	413	2.56	157	294	2.56
$\beta > 1.3$	169	453	1.65	255	308	3.90

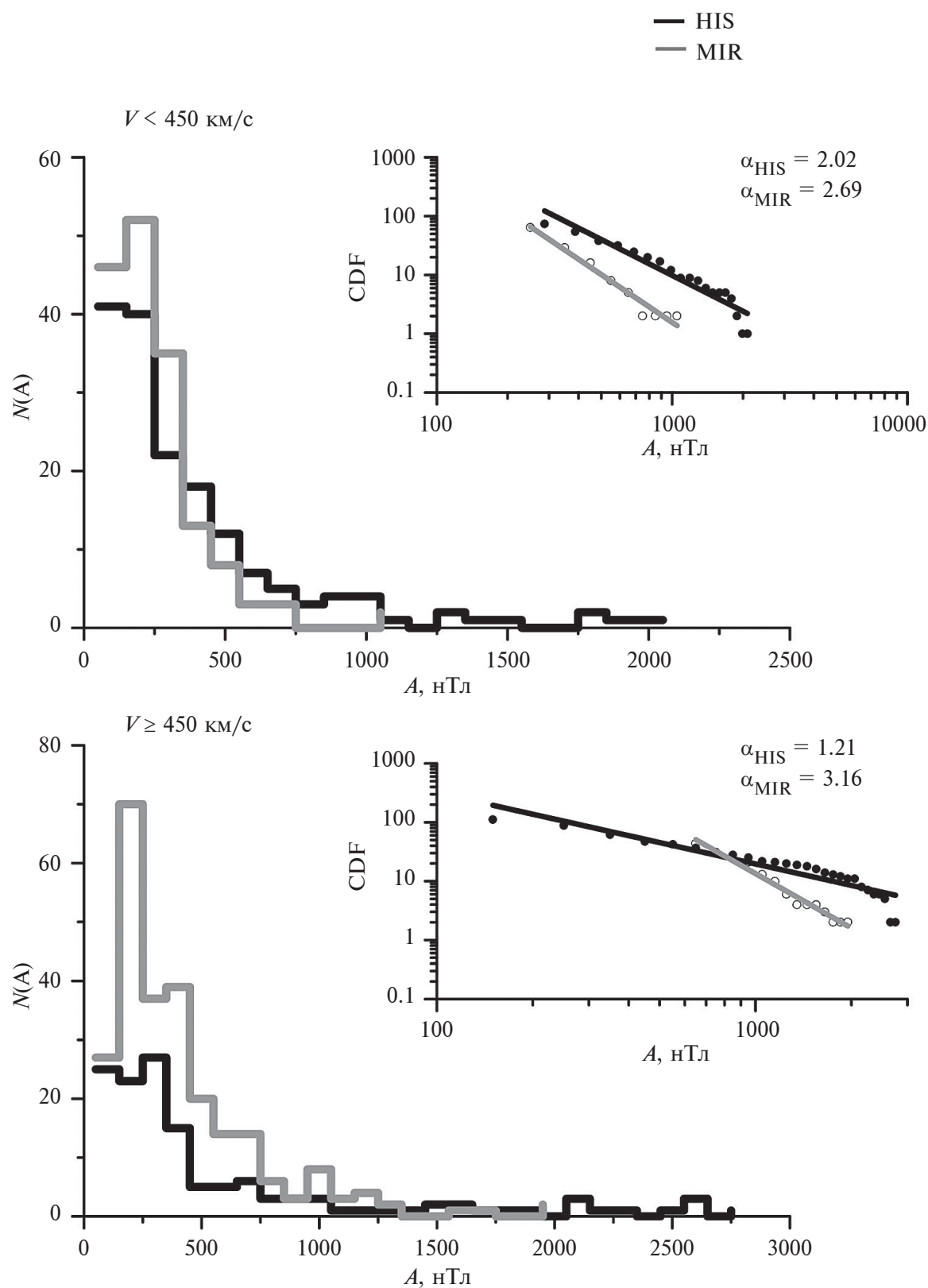


Рис. 7. Зависимость пережимаемости пульсаций $P\bar{I}3$ в HIS и MIR от скорости медленного и быстрого потоков солнечного ветра. Обозначения такие же, как на рис. 6.

личина показателя $\alpha > 1$ и в отдельных случаях была > 3). Независимо от рассмотренных параметров (V , B_x -, B_y - и B_z -компоненты ММП и β) в MIR величина показателя α всегда была больше, чем HIS. Распределения амплитуд всплесков $Pi3$ в каждом из кластеров (при $V < 450$ км/с и $V \geq 450$ км/с, $B_x < 0$ и $B_x > 0$; $B_y < 0$ и $B_y > 0$; $B_z < 0$ и $B_z > 0$, $0 < \beta \leq 1.3$ и при $\beta > 1.3$) подчинялись, в основном, разным степенным законам. Тем не менее, в 3-х из 10-ти кластеров обнаруживается подобие наклона аппроксимирующих прямых в Северном и Южном полушарии. Так, например, при медленном солнечном ветре ($V < 450$ км/с) характер распределений амплитуд всплесков $Pi3$ таков, что в HIS и MIR аппроксимирующие прямые практически параллельны друг другу и показатели α близки по величине (рис. 7). Аналогичное поведение наклона аппроксимирующих прямых в двух полушариях наблюдается при $B_z > 0$ и $0 < \beta \leq 1.3$ (рис. 8 и рис. 9). Неожиданным ока-

залось подобие степенных законов в HIS и MIR при $0 < \beta \leq 1.3$, т.е., когда плазма солнечного ветра сильно турбулизована. В данном случае величина показателя $\alpha_{HIS} = \alpha_{MIR} = 2.56$.

Обращает на себя внимание асимметричное поведение показателя α в двух полушариях практически в зависимости от всех параметров. Так, в HIS величина показателя α больше при медленном потоке солнечного ветра ($V < 450$ км/с), чем при быстром ($V \geq 450$ км/с) и составляет 2.02 и 1.21 соответственно. В MIR отмечается обратная тенденция: распределение амплитуд всплесков $Pi3$, наблюдаемых во время FAST, аппроксимировалось степенной функцией с большим показателем α (3.16), чем во время SLOW (2.69). Также асимметричное поведение α в двух полушариях магнитосферы типично при разных направлениях радиальной и вертикальной компоненты ММП. Если в HIS при $B_x < 0$ и $B_z < 0$ величина α меньше, чем при $B_x > 0$ и $B_z > 0$, то

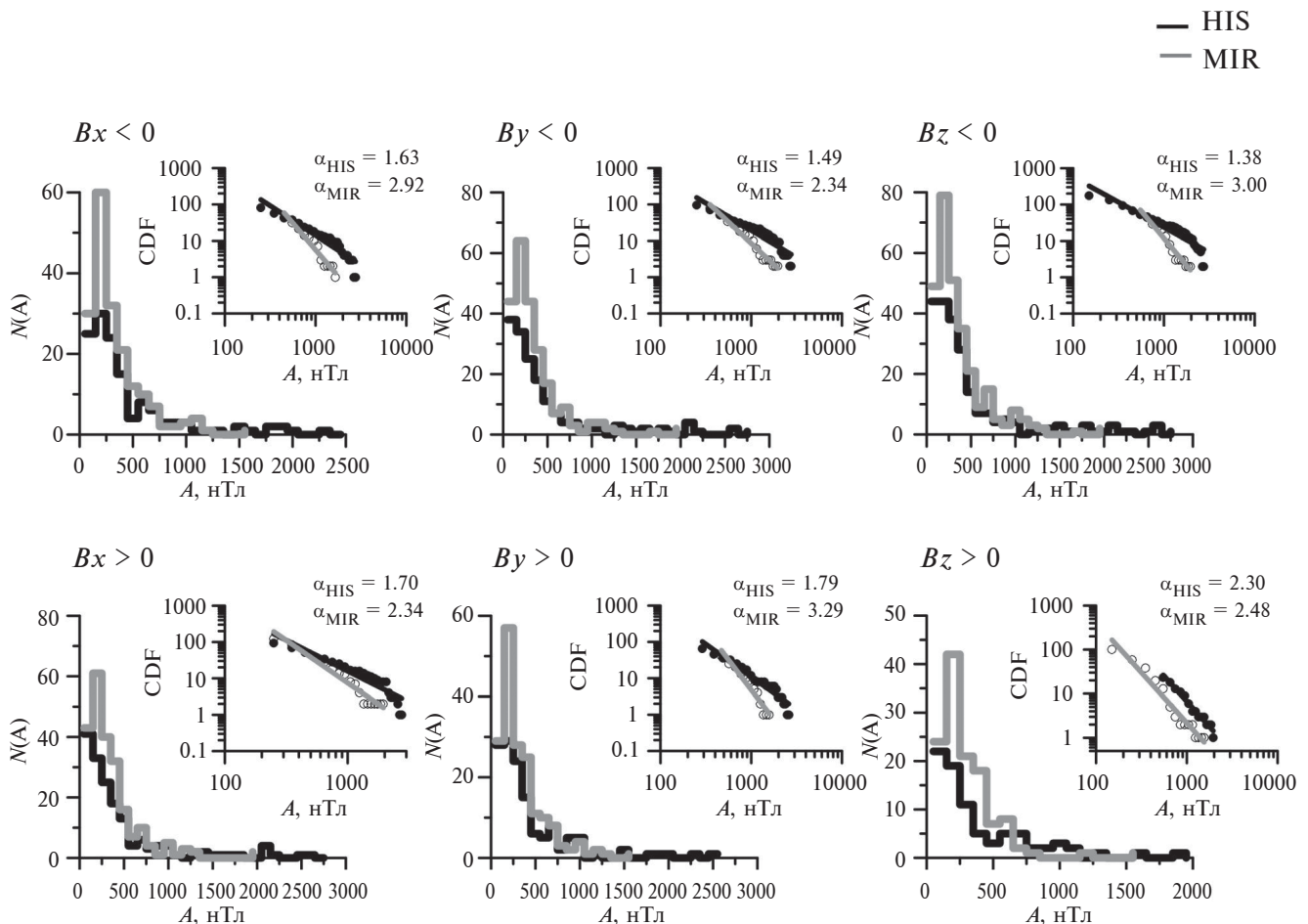


Рис. 8. Зависимость пережимаемости пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от направления B_x -, B_y - и B_z -компонент ММП. Обозначения такие же, как на рис. 6.

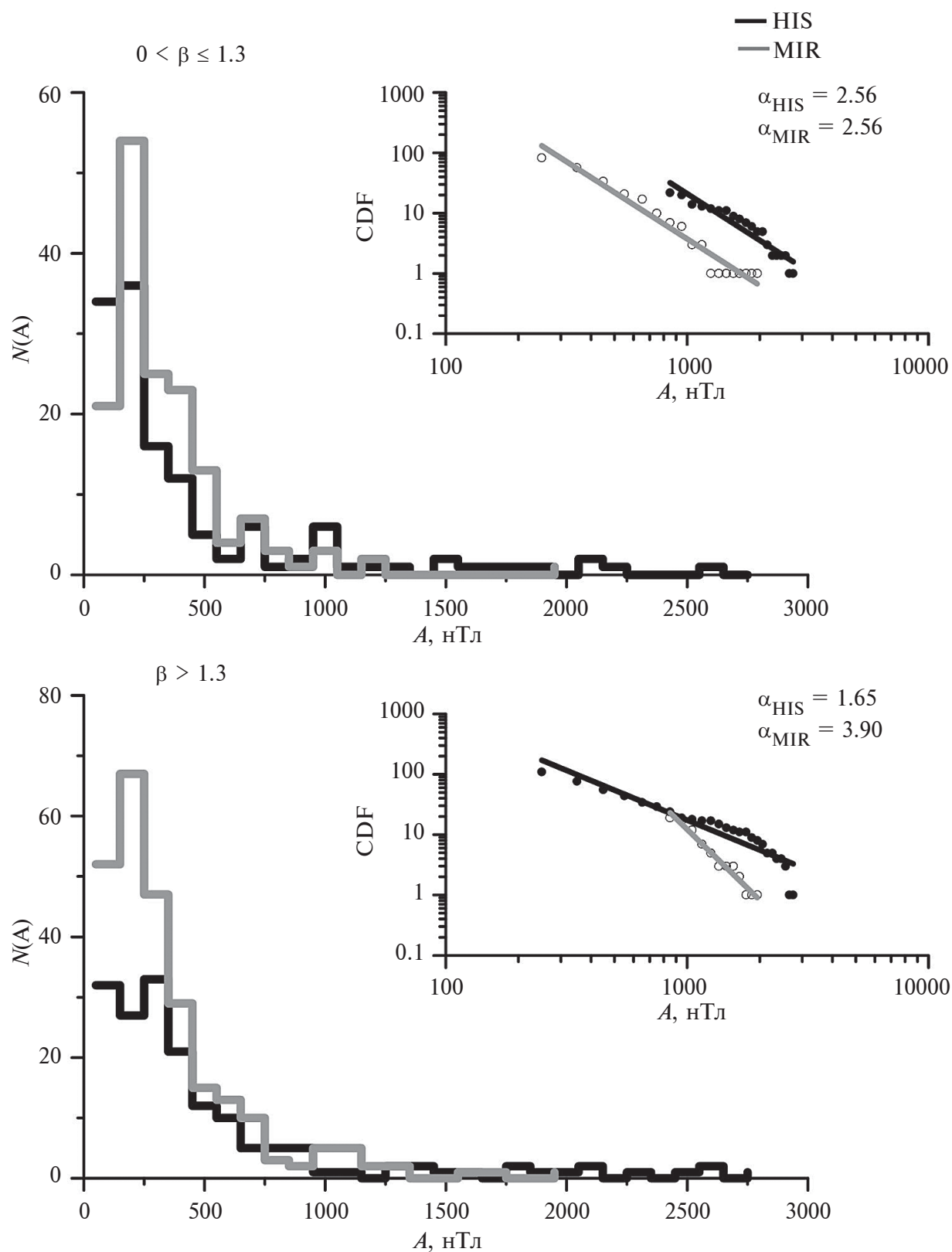


Рис. 9. Зависимость перемежаемости пульсаций $Pi3$ в HIS и MIR от величины плазменного параметра β . Обозначения такие же, как на рис. 6.

в MIR, наоборот, при положительном знаке этих компонент ММП показатель α меньше, чем при отрицательном знаке. В HIS величина показателя α при сильной турбулентности солнечного ветра ($0 < \beta \leq 1.3$) больше, чем при слабой турбулентности ($\beta > 1.3$) и составляет 2.56 и 1.63 соответственно. В MIR при слабой турбулентности солнечного ветра показатель α больше (3.90), чем при сильной турбулентности солнечного ветра (2.56). Исключение составляет зависимость характера распределений амплитуд всплесков $Pi3$ от знака B_y -компоненты ММП. Тенденция поведения α при $B_y < 0$ и $B_y > 0$ в двух полушариях подобна. При $B_y < 0$ показатель α в HIS и MIR равен 1.49 и 2.34 соответственно, что меньше, чем при $B_y > 0$ (1.79 и 3.24). Таким образом, при условиях $V \geq 450$ км/с, $B_z < 0$, $B_x < 0$, $B_x > 0$, $\beta > 1.3$ отмечалось четкое различие степенных законов распределений амплитуд всплесков $Pi3$ в двух полушариях и соответственно различие показателей перемежаемости.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе выполнено сравнение некоторых морфологических закономерностей пульсаций $Pi3$ и проанализированы их свойства перемежаемости по данным наблюдений двух обсерваторий Арктики и Антарктики, расположенных в примерно сопряженных областях. Обсерватории HIS и MIR смещены относительно друг друга всего на ~ один часовой пояс по геомагнитной долготе и на ~ два градуса по геомагнитной широте. Исходя из расположения обсерваторий в квазисопряженных областях магнитосферы, следовало ожидать подобия как морфологических характеристик, так и закономерностей перемежаемости пульсаций $Pi3$ в северном и южном полушарии. Однако в результате сравнительного анализа пульсаций $Pi3$, регистрируемых в HIS и MIR, были выделены их не только подобные, но и различные закономерности. Так, в HIS и MIR пульсации $Pi3$ имели примерно одинаковый спектральный состав и среднюю продолжительность волновых пакетов. В северном и южном полушариях всплески $Pi3$ наблюдались в ночном секторе полярных широт преимущественно во время развития умеренных суббурь ($500 \text{ нТл} < AE_{\text{max}} \leq 1000 \text{ нТл}$). Кроме того, возбуждение всплесков $Pi3$ происходило при некоторых подобных параметрах гелиосферы. Например, наибольшая вероятность появления всплесков $Pi3$ в обоих полушариях отмечалась при одинаковом направлении компонент ММП ($B_z < 0$, $B_x > 0$ и $B_y < 0$). Также всплески $Pi3$ как в HIS, так и в MIR в доминирующем числе случаев наблюдались при величине параметра $\beta > 1.3$ (при относительно слабой турбулентности солнечного ветра).

Согласно результатам работы [Куражковская и Клайн, 2021] пульсации $Pi3$ обладают эллиптической поляризацией. В связи с этим пульсации $Pi3$ можно отождествить с альвеновскими волнами, распространяющимися вдоль внешнего магнитного поля Земли. Приемлемой моделью для таких волн может служить нелинейное уравнение Шредингера [Захаров и др., 1988]:

$$\psi_t + \psi_{xx} + R(|\psi|^2)\psi = 0. \quad (1)$$

Простая модель, учитывающая основные особенности уравнения (1), основывается на принципах реализации переключающей перемежаемости [Bartucelli et al., 1990; Малинецкий и Потапов, 2000]. Основные выводы этих работ сводятся к тому, что плотность вероятности амплитуд выбросов, как и в работе [Захаров и др., 1988], характеризуется степенной асимптотикой: $f(A) = A^{-\alpha}$. При исследовании характера распределений амплитуд пульсаций $Pi3$ этот факт был принят нами как гипотеза.

Проведенное исследование показало, что в обоих полушариях распределения амплитуд всплесков $Pi3$ независимо от условий космической погоды подчинялись степенному закону. Как правило, в северном и южном полушарии величина показателей перемежаемости α была > 1 и в отдельных случаях > 3 . Следовательно, всплески $Pi3$ в обоих полушариях возбуждались в высоко турбулизованной среде [Малинецкий и Потапов, 2000]. При некоторых условиях космической погоды наклоны прямых, аппроксимирующих CDF амплитуд всплесков $Pi3$, были подобны в двух полушариях, а показатели перемежаемости α были практически одинаковыми по величине. Это означает, что распределения амплитуд всплесков $Pi3$ в двух полушариях характеризуются примерно подобными степенными законами. Например, при межпланетных условиях $V < 450$ км/с, $B_z > 0$ и $0 < \beta \leq 1.3$ значения показателей перемежаемости в HIS и MIR отличались незначительно. Исходя из этого, можно предположить, что при медленном солнечном ветре, отсутствии процессов пересоединения на передней границе магнитосферы и высоком уровне турбулентности плазмы солнечного ветра всплески $Pi3$ возбуждались в двух полушариях в среде с примерно одинаковой турбулентностью. Иными словами, при этих условиях свойства перемежаемости были практически симметричны в двух полушариях. Поскольку CDF амплитуд всплесков $Pi3$ при $V < 450$ км/с, $B_z > 0$ и $0 < \beta \leq 1.3$ подчинялись примерно одинаковым степенным законам, то они могли проникать из одного источника в северное и южное полушарие

и иметь одинаковые механизмы генерации. Судя по суточной вариации частоты наблюдения пульсаций $Pi3$ и их тесной связи с суббури, предположительно область возбуждения пульсаций $Pi3$, скорее всего, находится в хвосте магнитосферы, плазма которого сильно турбулизована [Будаев и др., 2011; Левашов и др., 2022].

Однако помимо сходства характеристик всплесков $Pi3$ в двух полушариях имелись и существенные различия между ними. Пульсации $Pi3$ в HIS и MIR различались по уровню средних амплитуд и величине спектральной плотности (рис. 2). В основном, средняя амплитуда и спектральная плотность всплесков $Pi3$ в северном полушарии была выше, чем в южном. Выявлены различия в суточной вариации частоты наблюдения всплесков $Pi3$ по местному магнитному времени. В северном полушарии всплески $Pi3$ появлялись чаще после полуночи, а в южном полушарии до полуночи (рис. 4). Всплески $Pi3$ генерировались в HIS и MIR на фоне различных типов крупномасштабных потоков солнечного ветра (рис. 5).

Степенные законы в HIS и MIR, которыми подчиняются распределения амплитуд всплесков $Pi3$, значительно различались в зависимости от типа суббурь, а также от направления компонент ММП (за исключением условия $B_z > 0$) и от величины параметра β (а именно при $\beta > 1.3$), о чем свидетельствовали разные наклоны аппроксимирующих прямых. Показано, что при $V \geq 450$ км/с, $B_z < 0$, $B_x < 0$, $B_x > 0$, $\beta > 1.3$ отмечалась асимметрия в обоих полушариях магнитосферы в поведении показателя α . В зависимости от направления B_y -компоненты различий в тенденции поведения показателя α в HIS и MIR не выявлено. В связи с тенденцией следования CDF амплитуд $Pi3$ разным степенным законам, есть основания полагать, что всплески $Pi3$ могут иметь различное происхождение в двух полушариях и возможно разные механизмы генерации.

Полученные результаты позволяют на качественном уровне оценить степень турбулентности плазмы в области возбуждения пульсаций $Pi3$. Так, исходя из результатов, представленных на рис. 6, можно предположить, что во время развития суббурь плазма в области генерации пульсаций $Pi3$ сильнее турбулизована в южном, чем в северном полушарии. Одним из объяснений наблюдаемых различий степени турбулентности в области возбуждения пульсаций $Pi3$ может быть их принадлежность к разному типу суббурь. Согласно [Клейменова и др., 2012] различают суббури полярные и высокоширотные. В работе [Дэспирак и др., 2019] показано, что полярные и высокоширотные суббури наблюдаются при различных условиях

в солнечном ветре. Полярные суббури наблюдаются на геомагнитных широтах $> 70^\circ$ преимущественно во время SLOW ($V < 450$ км/с). Высокоширотные суббури (аналог классических суббурь), возбуждаясь на широтах $< 70^\circ$, перемещаются в область полярной шапки и наблюдаются, главным образом, на фоне FAST ($V \geq 450$ км/с). Не исключено, что в HIS возбуждение всплесков $Pi3$ связано с полярными суббури, а в MIR с высокоширотными, поскольку вероятность наблюдения двух типов суббурь и всплесков $Pi3$ в зависимости от типа потоков солнечного ветра совпадает. Исходя из полученных результатов, следует ожидать более высокий уровень турбулентности плазмы в области возбуждения пульсаций $Pi3$ во время развития классических суббурь, чем полярных суббурь.

Некоторые морфологические различия и особенности перемежаемости всплесков $Pi3$, наблюдаемых в двух полушариях, могут быть обусловлены также топологическими особенностями магнитосферы, поскольку расположение обсерваторий HIS и MIR таково, что между ними имеется небольшой сдвиг по геомагнитной широте и долготе. Другим фактором, влияющим на различие свойств всплесков $Pi3$, может быть специфика режима обтекания северного и южного полушарий Земли солнечным ветром.

Однако не во всех случаях удастся предложить объяснение наблюдаемым закономерностям перемежаемости пульсаций $Pi3$. Так, непонятно, почему уровень турбулентности в области генерации всплесков $Pi3$ в двух полушариях выше всего во время развития слабых бурь? Почему высокая турбулентность солнечного ветра (при $0 < \beta \leq 1.3$) одинаковым образом влияет на турбулентность среды, в которой возбуждаются всплески $Pi3$ в северном и южном полушарии. Вместе с тем влияние слабой турбулентности солнечного ветра ($\beta > 1.3$) различно в двух полушариях.

В заключение необходимо отметить, что закономерности перемежаемости характерны и для самих суббурь. Так, например, в работе [Dobias and Wanliss, 2009] отмечается, что AE - и AL -индексы подчиняются степенному закону, а интервалы между пиками AE -индекса распределены по экспоненте [Consolini and Michelis, 2002]. Согласно [Малинецкий и Потапов, 2000] степенное распределение амплитуд пиков и экспоненциальное распределение межпиковых интервалов являются основными признаками перемежаемости. Следовательно, сам процесс генерации суббурь имеет перемежающийся характер, что также свидетельствует о турбулентности плазмы хвоста магнитосферы. В связи с вышесказанным наземные наблю-

дения пульсаций $Pi3$ могут быть использованы для качественной оценки турбулентности плазмы хвоста магнитосферы в зависимости от изменяющихся условий космической погоды во время развития суббурь различной интенсивности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние интенсивности суббурь, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля на закономерности перемежаемости всплесков пульсаций $Pi3$, наблюдаемых в ночном секторе магнитосферы во время развития суббурь. Обнаружены подобные и различные морфологические закономерности, а также свойства перемежаемости всплесков $Pi3$, наблюдаемых в северном и южном полушарии. В HIS и MIR пульсации $Pi3$ наблюдались в ночном секторе полярных широт преимущественно во время развития суббурь, имели примерно одинаковый спектральный состав и среднюю продолжительность волновых пакетов. Анализ параметров межпланетной среды показал, что возбуждение всплесков $Pi3$ происходило преимущественно при одинаковом направлении ММП ($B_z < 0$, $B_x > 0$ и $B_y < 0$) и при величине параметра $\beta > 1.3$ в обоих полушариях.

Пульсации $Pi3$ в HIS и MIR существенно различались по уровню средних амплитуд и величине спектральной плотности. Выявлены различия в суточной вариации частоты наблюдения всплесков $Pi3$ по местному магнитному времени. Показано, что распределения амплитуд всплесков $Pi3$ в зависимости от интенсивности суббурь, скорости солнечного ветра, направления компонент ММП и величины параметра β подчинялись степенным законам с показателем перемежаемости α , превышающим 1. Последнее свидетельствовало о том, что всплески пульсаций $Pi3$ в двух полушариях возбуждались в высоко турбулентной среде. Величина показателя α как в HIS, так и в MIR была больше во время развития слабых суббурь, по сравнению с умеренными и сильными по интенсивности суббурями. Показатели перемежаемости α_{HIS} и α_{MIR} были сравнимы по величине, когда всплески $Pi3$ возбуждались на фоне медленных потоков солнечного ветра ($V < 450$ км/с), при северном направлении вертикальной компоненты ММП ($B_z > 0$) и $0 < \beta \leq 1.3$. Обнаружена асимметрия изменения величины показателя α в северном и южном полушарии при $V \geq 450$ км/с, $B_x < 0$, $B_x > 0$, $B_z \leq 0$, $\beta > 1.3$. В зависимости от направления B_y -компоненты различий в тенденции поведения показателя α в HIS и MIR не выявлено. Обнаруженные закономерности перемежаемости всплесков $Pi3$ могут быть использованы для качественной оценки степени турбулентно-

сти плазмы хвоста магнитосферы (который предположительно является областью возбуждения данных пульсаций) в зависимости от условий космической погоды. Предполагается, что в северном полушарии турбулентность плазмы в области возбуждения всплесков $Pi3$ выше при $V < 450$ км/с, $B_x > 0$, $B_z \geq 0$, $0 < \beta \leq 1.3$, а в южном полушарии, наоборот, при $V \geq 450$ км/с, $B_x < 0$, $B_z \leq 0$, $\beta > 1.3$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Мирового Центра Данных по Солнечно-Земной Физике (Москва) за предоставленную возможность использования геомагнитных данных обсерваторий о. Хейса и Мирный, создателям базы данных OMNI 2 (Goddard Space Flight Center, NASA, USA), Word Data Centre for Geomagnetism (Kyoto), авторам “Каталога крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2002 гг.” (ИКИ РАН, Москва) за возможность пользоваться этими данными.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Будаев В.П., Савин С.П., Зеленый Л.М. Наблюдение перемежаемости и обобщенного самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса // УФН. Т. 18. № 9. С. 905–952. 2011. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0181.201109a.0905>
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние параметров плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 311–323. 2018. <https://doi.org/10.7868/S001679401803001X>
- Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г. Разные типы потоков солнечного ветра и суббури в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 1. С. 3–9. 2019. <https://doi.org/10.1134/S001679401901005X>
- 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.
- Захаров В.Е., Пушкарёв А.Н., Швеи В.Ф., Яньков В.В. О солитонной турбулентности // Письма в ЖЭТФ. Т. 48. Вып. 2. С. 79–82. 1988.

- Клайн Б.И., Куражковская Н.А., Куражковский А.Ю. Перемежаемость в волновых процессах // Физика Земли. № 10. С. 25–34. 2008.
- Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Биттерли Ж., Биттерли М. Длиннопериодные ($T=8-10$ мин) геомагнитные пульсации в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 4. С. 38–48. 1998.
- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Малышева Л.М., Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Волновая структура магнитных суббурь в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 785–793. 2012.
- Козырева О.В., Мягкова И.Н., Антонова Е.Е., Клейменова Н.Г. Высыпания энергичных электронов и геомагнитные пульсации $Pi3$ в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 6. С. 777–785. 2009.
- Куражковская Н.А., Клайн Б.И. Влияние геомагнитной активности, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) на закономерности перемежаемости геомагнитных пульсаций $Pi2$ // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 3. С. 11–20. 2015. <https://doi.org/10.12737/11551>
- Куражковская Н.А., Клайн Б.И. Поляризационные характеристики высокоширотных геомагнитных пульсаций $Pi3$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 2. С. 195–210. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021010107>
- Левашов Н.Н., Попов В.Ю., Малова Х.В., Зеленый Л.М. Моделирование турбулентности с перемежаемостью в космической плазме // Космич. исслед. Т. 60. № 1. С. 11–16. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0023420622010083>
- Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б. Современные проблемы нелинейной динамики. М.: Эдиториал УРСС, 335с. 2000.
- Мусеев А.В., Стародубцев С.А., Мишин В.В. Особенности возбуждения и распространения по азимуту и меридиану длиннопериодных $Pi3$ колебаний геомагнитного поля 8 декабря 2017 г. // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 3. С. 56–72. 2020. <https://doi.org/10.12737/szf-63202007>
- Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть II. Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л.: Изд-во ЛГУ, 271 с. 1976.
- Akasofu S.I. Roles of north-south component of interplanetary magnetic-field on large-scale auroral dynamics observed by DMSP satellite // Planetary and Space Science. V. 23. № 10. P. 1349–1354. 1975. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(75\)90030-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(75)90030-6)
- Bartucelli M., Constantin P., Doering C.R., Gibbon J.D., Gisselält M. On the possibility of soft and hard turbulence in the complex Ginzburg-Landau equation // Physica D. V. 44. P. 421–444. 1990. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(90\)90156-J](https://doi.org/10.1016/0167-2789(90)90156-J)
- Consolini G., De Michelis P. Fractal time statistics of AE index burst waiting times: evidence of metastability // Nonlinear Processes in Geophysics. V. 9. P. 419–423. 2002. <https://doi.org/10.5194/npg-9-419-2002>
- Dobias P., Wanliss J.A. Intermittency of storms and substorms: is it related to the critical behaviour? // Ann. Geophys. V. 27. P. 2001–2018. 2009. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-2011-2009>
- Fu H., Yue C., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Fu S. Statistical characteristics of substorms with different intensity // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 126, e2021JA029318. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029318>
- Han D.-S., Yang H.-G., Chen Z.-T., Araki T., Dunlop M.W., Nosé M., Iyemori T., Li Q., Gao Y.-F., Yumoto K. Coupling of perturbations in the solar wind density to global $Pi3$ pulsations: A case study // J. Geophys. Res. V. 112. A05217. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA011675>
- Hsu T.-S., McPherron R.L. A statistical study of the relation of $Pi2$ and plasma flows in the tail // J. Geophys. Res. V. 112. A05209. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA011782>
- Kubyshkina M., Semenov V., Erkaev N., Gordeev E., Dubyagin S., Ganushkina N., Shukhtina M. Relations between v_z and B_x components in solar wind and their effect on substorm onset // GRL. V. 45. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017GL076268>
- Martines-Bedenko V.A., Pilipenko V.A., Hartinger M., Partamies N. Conjugate properties of $Pi3/Ps6$ pulsations according to Antarctica-Greenland observations // Russian Journal of Earth Sciences. V. 22. ES4006. 2022. <https://doi.org/10.2205/2022ES000805>
- Matsuoka H., Takahashi K., Yumoto K., Anderson B.J., Sibeck D.G. Observation and modeling of compressional $Pi3$ magnetic pulsations // J. Geophys. Res. V. 100. № A7. P. 12103–12115. 1995. <https://doi.org/10.1029/94JA03368>
- Nagano H., Suzuki A., Kim J. S. $Pi3$ magnetic pulsations associated with substorms // Space Sci. V. 29. №. 5. P. 529–553. 1981. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(81\)90067-2](https://doi.org/10.1016/0032-0633(81)90067-2)
- Newell P.T., Gjerloev J.W., and Mitchell E.J. Space climate implications from substorm frequency // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 118. P. 6254–6265. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50597>
- Newell P.T., Liou K., Gjerloev J.W., Sotirelis T., Wing S., Mitchell E.J. Substorm probabilities are best predicted from solar wind speed // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 146. P. 28–37. 2016. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.04.019>
- Phan T.D., Gosling J.T., Paschmann G., Pasma C., Drake J.F., Øieroset M., Larson D., Lin R.P., Davis M.S. The dependence of magnetic reconnection on plasma β and magnetic shear evidence from solar wind observation // Astrophys J. Lett. V. 719:L199 L203. 2010. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/719/2/L199>
- Pilipenko V., Kozyreva O., Hartinger M., Rastaetter L., Sakharov Y. Is the global MHD modeling of the magnetosphere adequate for GIC prediction: the May 27–28, 2017

- storm // *Cosmic Research*. V. 61. № 2. P. 120–132. 2023. <https://doi.org/10.1134/S0010952522600044>
- Saito T. Long period irregular magnetic pulsations *Pi3* // *Space Sci. Rev.* V. 21. P. 427–467. 1978. <https://doi.org/10.1007/BF00173068>
- Suzuki A., Nagano H., Kim J.S. A statistical study on characteristics of high latitude *Pi3* pulsations // *J. Geophys. Res.* V. 86. № A3. P. 1345–11354. 1981. <https://doi.org/10.1029/JA086iA03p01345>
- Tanskanen E.I., Pulkkinen T.I., Viljanen A., Mursula K., Partamies N., Slavin J.A. From space weather toward space climate time scales: Substorm analysis from 1993 to 2008 // *J. Geophys. Res.* V. 116. A00134. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA015788>
- Yagova N.V., Pilipenko V.A., Lanzerotti L.J., Engebretson M.J., Rodger A.S., Lepidi S., Papitashvili V.O. Two-dimensional structure of long-period pulsations at polar latitudes in Antarctica // *J. Geophys. Res.* V. 109. A03222. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA010166>
- Wang X., Tu C.-Y., He J.-S., Wang L.-H. Ion-scale spectral break in the normal plasma beta range in the solar wind turbulence // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 123. P. 68–75. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024813>

Influence of Space Weather Conditions on the Intermittency of the *Pi3* Irregular Geomagnetic Pulsations

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

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

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

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

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

The influence of substorms intensity, solar wind and interplanetary magnetic field (IMF) parameters on the pattern of amplitude distributions (intermittency) of *Pi3* pulsation bursts observed in the night sector of the magnetosphere during substorms development was studied. One-minute digital magnetic field observation data from Arctic and Antarctic observatories were used for the analysis (Heiss Island and Mirny). The index α , which reflects the slope of the cumulative distribution function of the *Pi3* burst amplitudes, was considered as the main characteristic of the *Pi3* pulsation intermittency. It was shown that the distributions of *Pi3* burst amplitudes, depending on space weather conditions, obeyed different power laws. It was found that the α value in the northern and southern hemispheres was greater during the development of weak substorms than during the development of strong and moderate substorms. It was shown that the α values in the two hemispheres were comparable when *Pi3* bursts were excited against the background of slow solar wind flows, at the northward direction of the IMF B_z component and at a high level of solar wind plasma turbulence. Under other analyzed conditions, an asymmetry in the change in the α index was found. It is assumed that the intermittency index α qualitatively characterizes the level of plasma turbulence in the region of excitation of *Pi3* pulsation bursts.

Keywords: high-latitude magnetosphere, geomagnetic pulsations, space weather, substorms, intermittency, turbulence

УДК 550.594.6

ЭФФЕКТЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НАД КАРИБСКИМ БАССЕЙНОМ ПО ДАННЫМ ШИРОКОПОЛОСНОЙ РЕГИСТРАЦИИ НА СПУТНИКАХ

© 2025 г. О. В. Капустина¹, *, В. И. Гайдук¹

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

*e-mail: olkap@izmiran.ru

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.

После доработки 31.07.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Для исследования электромагнитных сигналов и поиска функциональных связей с источниками возмущений естественного и антропогенного происхождения использованы цифровые эквиваленты записи наблюдений в диапазоне частот от 20 Гц до 20 кГц на спутниках над Карибским бассейном. Построены графики зависимости числа сигналов в минуту от времени вдоль орбиты спутника. Частично диспергированные свистящие атмосферерики с максимумами на частотах ниже 1 кГц (ч. д. КНЧ СА) составили от 30 до 100% от общего числа ч. д. СА. Эта оценка совпадает с результатами наземных наблюдений КНЧ атмосферериков (“хвостов”) в разных условиях. Отмечена повышенная частота появления ч. д. СА и ч. д. КНЧ СА во время действия тайфунов в Тихом Океане, особенно на стадии депрессии, и ураганов в Атлантике, в области, расположенной по обе стороны от меридиана, проходящего через Бразильскую аномалию. Данные результаты подтверждают работы других исследователей.

Ключевые слова: спутник, гроза, циклон, молниевые разряды, электромагнитные волны, атмосферерики, свистящие атмосферерики, частично диспергированные свистящие атмосферерики (ч. д. СА)

DOI: 10.31857/S0016794025020054, EDN: CXCYAH

1. ВВЕДЕНИЕ

Для исследования электромагнитных сигналов и поиска функциональных связей этих сигналов с источниками возмущений природного и антропогенного характера, а также возможностей диагностики окружающей среды используются наблюдения на спутниках. Далее приводится описание спутников, данные которых были использованы в работе.

Спутник Интеркосмос-24 (Проект “Активный”) был запущен 28 сентября 1989 г. на орбиту с параметрами: высота перигея ~500 км, высота апогея ~2500 км. Наклонение орбиты к плоскости экватора составляло 82.6°, период обращения вокруг Земли — $T \sim 115.8$ мин. Для приема электромагнитных сигналов использован УНЧ/ОНЧ бортовой приборный комплекс АНЧ-2МЕ как в широкой полосе (8 Гц–20 кГц), так и на узкополосных фильтрах с центральными частотами 8,

20, 33, 50, 75, 150, 225, 430, 625, 970 Гц; 9 и 15 кГц. Описание аппаратуры и обзор некоторых результатов проведенных исследований опубликованы в работах [Molchanov et al., 1993; Mikhailova et al., 2000], а также в статье [Михайлов, 2015] и в книге [Михайлов, 2018; Mikhailov, 2020].

Спутник Ореол-3 (советско-французский проект “АРКАД 3”) был запущен 21 декабря 1981 г. на орбиту с параметрами: высота апогея 2000 км, высота перигея — 410 км. Наклонение орбиты к плоскости экватора составляло 82.5°. Опубликованы исследования характеристик КНЧ ($f = 10\text{--}1500$ Гц) шумовых излучений в связи с землетрясениями [Larkina et al., 1984]. Экспериментальные результаты сравнивались с теоретическими расчетами характеристик распространения КНЧ электромагнитных волн в многокомпонентной ионной плазме, характерной особенностью ко-

торых является наличие затухания на или ниже локальной частоты протонов [Rauch et al., 1984].

Спутник Космос-1809 (К-1809) был запущен на круговую орбиту с апогеем 980 км, перигеем 950 км, наклонением 82.5° 18 декабря 1986 г. В июне—июле 1992 г. на станции, расположенной в Гаване (Куба), проводилась регистрация аналоговой ОНЧ информации со спутника в области широт 0° – 50° N и долгот 64° – 100° W. Регистрировались сигналы от молниевых разрядов, вызванных тайфунами в Карибском районе, которые сопровождались необычно высокой грозовой активностью [Sobolev et al., 1998; Соболев и др., 2006].

Генерируемые молниевыми разрядами частично-диспергированные свистящие атмосферерики (ч. д. СА) с дисперсией $D \sim 5$ и максимумом на частоте 2.5 кГц, распространяющиеся по короткому пути из волновода Земля—ионосфера до высот спутника, были зарегистрированы над Индонезией 29.11.2006 г. 05:00:00 UT (~ 13 LT) на спутнике Вулкан-Компас-2 [Кузнецов и др., 2011]. В работах Группы исследования космоса при университете Этваша (Будапешт, Венгрия) [Ferencz et al., 2009] было высказано предположение о возможности распространения в дактах мод высоких порядков. Это предположение было подтверждено на основании расчетов распространения свистов с учетом полного волнового уравнения. Рассматривалась замагниченная плазма, в которой распределение электронной плотности образует вокруг H_x -компоненты магнитного поля концентрический волновод, в котором возможно распространение мод высоких порядков — “луковичная структура”.

Возможности диагностики приземной плазмы по спутниковым наблюдениям ОНЧ-КНЧ явлений, в частности протонных свистящих атмосферерики (ПСА), подробно изложены в книге [Лихтер и др., 1988]. Наблюдение протонных свистов начались с первыми полетами спутников, имеющих на борту аппаратуру измерения электромагнитных волн в ОНЧ-КНЧ диапазоне [Gurnett et al., 1965, 1966]. Теория трансформации электронной волны в ионную дана в работе [Будько и Рябов, 1977]. Теоретическое обоснование методики определения температуры протонов представлено в работе [Будько, 1979], пример диагностики приведен в работе [Budko et al., 1980], а также в работе [Михайлова и Капустина, 1979]. Анализ данных ПСА, полученных на спутнике DEMETER, представлен в работе [Shklyar et al., 2012] и докладе [Шкляр и др., 2012], где показаны также ранние спектрограммы ПСА из работ [Gurnett et al., 1965; Gurnett and Shawhan,

1966] и работы [Watanabe and Ondoh, 1976] с предельной частотой ПСА ~ 300 Гц.

В предлагаемой работе основное внимание было направлено на исследование особенностей распространения электромагнитных сигналов, а именно: частично диспергированных свистящих атмосферерики в диапазоне частот ниже 1 кГц (ч. д. КНЧ СА), зарегистрированных над Карибским бассейном.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Пункт приема спутниковой информации, возглавляемый Сильвио Гонзалес Родригес, сотрудником института геофизики и астрономии, ИГА-Агентства по охране окружающей среды, АООС (*Institute of Geophysics and Astronomy, IGA. Environment Agency, Instituto de Geofísica y Astronomía, IGA. Agencia del Medio Ambiente, AMA*), находился в Гаване (Куба): $23^\circ 08' 12''$ N, $82^\circ 21' 32''$ W. Аналоговые широкополосные записи в диапазоне частот от 20 Гц до 20 кГц сохранялись на магнитной пленке с использованием магнитофона “Ростов”. Далее эти записи воспроизводились на аналогичном магнитофоне и через звуковую карту с помощью программы “SoundForge” в формате “*.wav” с частотой оцифровки 48 кГц вводились в компьютер и сохранялись на диске. Первичная обработка состояла в последовательном вычислении спектров на интервале $Dt \sim 0.02$ с и построении динамических спектров по ~ 20 с а экране монитора ПК. При такой обработке фиксировались события в диапазоне частот выше $f = 1/Dt = 1/0.02 = 50$ Гц. Во время просмотра этих кадров подсчитывалось количество в минуту разного типа сигналов, а затем были построены графики зависимости от времени.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 1 приведены динамические спектры разных типов исследуемых сигналов, а именно: частично диспергированные свистящие атмосферерики (СА) и ч. д. КНЧ СА ($f_{\max} < 1$ kHz), протонные СА (ПСА) (а), СА (whistlers) (б), сложный СА с эхо СА (в), дуплет ч. д. СА (г).

На рис. 2 представлены графики зависимости числа сигналов в минуту от времени вдоль орбиты спутника Интеркосмос-24 (ИК-24) на витках 5337 (а); 5338 (б); 5375 (в); 5851 (г); 9413 (д). В табл. 1 внесены дата и время начала приема и результаты анализа данных.

Построены аналогичные графики (рис. 3) по данным спутника Ореол-3 на витках 3533 (а), 3559 (б), 9401 (в), 9408 (г), 9487 (д), 9547 (е), 14847 (ж), а в табл. 2 содержится такая же инфор-

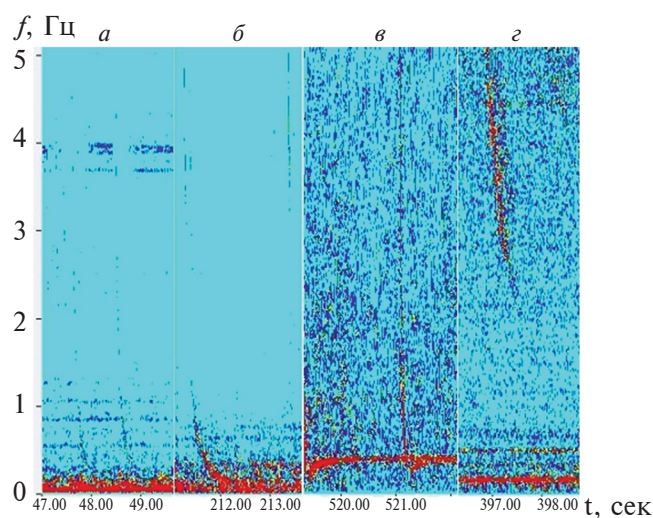


Рис. 1. Примеры динамических спектров: (а, б) – ч. д. СА+ч. д. КНЧ СА; (в) – ПСА; (г) – СА.

мация, что и в табл. 1. Карта Карибского региона представлена на рис. 4, где квадратиками показаны места действия ураганов в Атлантическом океане во время прохождения спутника над ними. Кружочками на этом же рисунке показаны места действия тайфунов в Тихом океане. Цифры у этих пунктов соответствуют обозначениям на картах ресурса “U.S. DEPARTMENT OF COMMERCE, NATIONAL WEATHER SERVICE NORTH ATLANTIC HURRICANE TRACKING CHART”.

На рис. 5 построены графики по данным спутника Космос-1809 на витках 6316 (а), 16387 (б), 16986 (в), 21221 (г), 21222 (д), 23090 (е), 27961 (ж), а в табл. 3 содержится информация, аналогично табл. 1 и табл. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В зимнее время ночью на витках спутника ИК-24 5337 (рис. 2а), 5338 (рис. 2б) и 5375 (рис. 2в) наблюдалось достаточно большое количество ч. д. СА, а именно ~50–80 импульсов в минуту, а также серия ПСА 10–15 сигналов в минуту и до 5 СА в минуту. Относительное количество протонных свистов составляет 14–28% от числа электронных за весь сеанс приема, причем уменьшается ближе к утру. Задержка ионной ветви по отношению к электронной составляет порядка 2 с, что согласуется с оценкой в работах [Шкляр и др., 2012; Shklyar et al., 2012]. Частота максимума ПСА приближается к 300 Гц, как и в работе [Watanabe and Ondoh, 1976], однако не совпадает с данными, представленными в работе [Будько и др., 1980], которые были получены на спутнике Интеркосмос-5, а также в работе [Шкляр и др., 2012] по данным спутника DEMETER. Про-

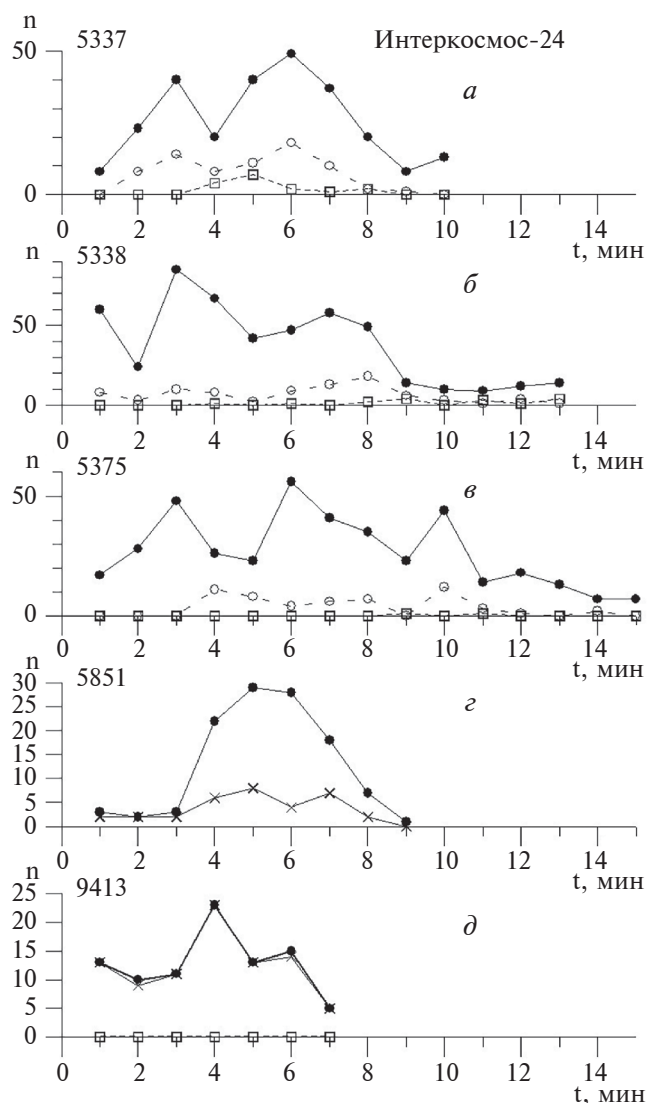


Рис. 2. Зависимость от времени числа сигналов в минуту, $n(t)$ вдоль орбиты спутника ИК-24 на витках: (а) – 5337; (б) – 5338; (в) – 5375; (г) – 5851; (д) – 9413. Сплошная толстая линия и черные точки – ч. д. СА, тонкая линия и крестики – ч. д. КНЧ СА, прерывистая линия и полые кружочки – ПСА, пунктирная линия и полые квадратики – СА разного типа.

тонные свисты наблюдались также на витке 9547 спутника Ореол-3 летом в ночное время, и относительное их количество составило в среднем ~7%. На спутнике Космос-1809 из проанализированных ~30 пролетов можно было видеть только 17 событий ПСА на витке 16387 и по одному на витках 6316 и 27961.

Днем на витке 5851 спутника ИК-24 и в утреннее время на витке 9413 количество атмосфериков (ч. д. СА) значительно меньше, чем но-

Таблица 1. Характеристики ОНЧ-КНЧ событий, наблюдаемых на спутнике ИК-24

Виток	Дата	Начало регистрации, Московское время	Местное время (LT)	Общее число событий и относительно ч. д. СА*			
				ч. д. СА	ч. д. КНЧ	ПСА	СА
5337	01.12.1990	10:56:50	~03 (ночь)	258	—	72 (28%)	16 (6%)
5338	01.12.1990	12:52:05	~05 (ночь)	491	—	86 (~18%)	16 (3%)
5375	04.12.1990	12:15:20	~04 (ночь)	400	—	54 (~14%)	2
5851	01.01.1991	19:45:17	~12 (день)	113	33 (37%)	—	—
9413	24.10.1991	16:40	~09 (утро)	90	88 (79%)	—	—

Примечание. * В таблицу внесено суммарное количество обнаруженных событий каждого типа за время пролета спутника в зоне видимости пункта приема. В скобках в процентах показано количество соответствующих событий относительно количества частично диспергированных свистящих атмосфериков (ч. д. СА) на этом интервале.

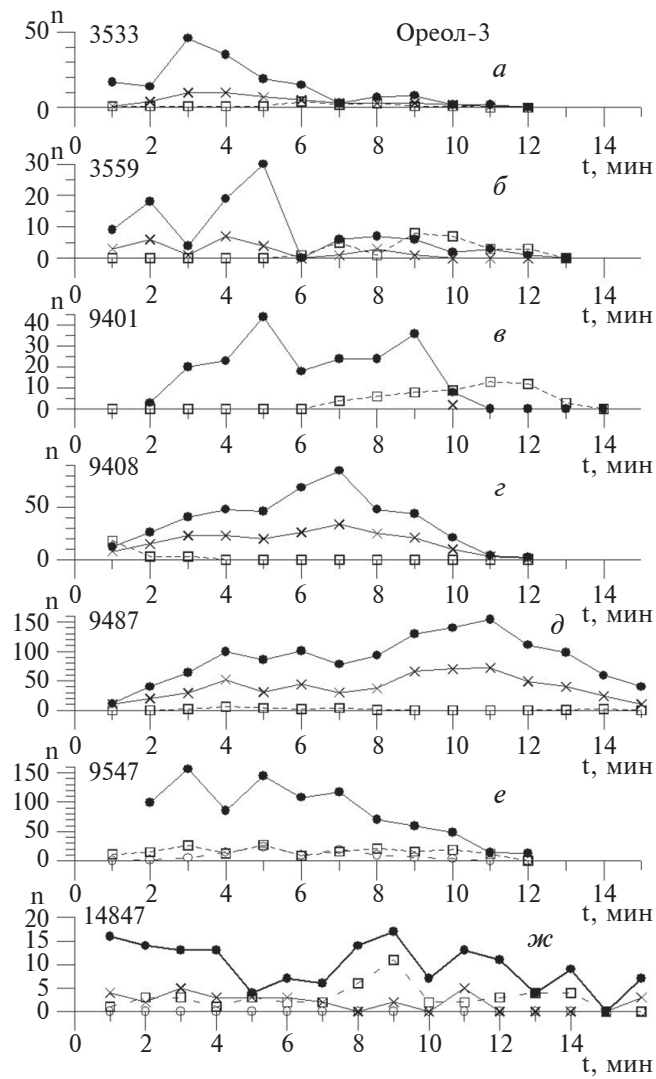


Рис. 3. То же, что на рис. 2 для спутника Ореол-3 на витках: (а) – 3533; (б) – 3559; (в) – 9401; (г) – 9408; (д) – 9487; (е) – 9547; (ж) – 14847.

Таблица 2. Характеристики ОНЧ-КНЧ событий, наблюдаемых на спутнике Ореол-3

Виток	Дата	Начало регистрации, Московское время	Местное время (LT)	Общее число событий и относительно ч. д. СА*			
				ч. д. СА	ч. д. КНЧ	ПСА	СА
3533	16.06.1982	16:33:30	~09 (утро)	168	49 (29)	—	16 (10%)
3559	18.06.1982	15:51:15 “2”	~08 (утро)	105	26 (25)	—	28 (~28%)
9401	03.09.1983	12:44:55	~05 (утро)	204	2 (1)	—	55 (27%)
9408	04.09.1983	02:06:55	~19 (вечер)	446	209 (47)	—	21 (~5%)
9487	10.09.1983	01:20:15 “3a”	~16 (вечер)	1304	584 (45)	—	2
9547	14.09.1983	13:29:30 “3б”	~05 (утро)	928	?	67 (~7)	178 (~20%)
14847	18.10.1984	14:15:45 “11”	~06 (утро)	155	29 (20)	3	(~30%)

Примечание.

1. См. *Примечание** к табл. 1.

2. Пометка с номером “ ” в графе “Начало регистрации” указывает на наличие урагана в Атлантическом океане во время пролета спутника.

3. Координаты и стадия циклона:

“2” — 27° N, 85° W STD no name 1982 г.

“3a” — 30° N, 65° W TD Shantal 1983 г.

“3б” — 40° N, 50° W TS Shantal.

“11” — 44° N, 57° W TS Josefine 1984 г.

чью (в 2–4 раза). Сигналы с максимумом в спектре ниже 1 кГц (ч. д. КНЧ СА), которые в наземных исследованиях называют “хвосты”, на витке 5851 составили до 30% по отношению к общему числу разрядов, а на витке 9413 почти все 100% (табл. 1). Эта оценка совпадает с результатами наземных наблюдений в разных условиях [Нерburn, 1957; Терлеу, 1959; Дружин и др., 2023]. Большое количество атмосфериков (~1300 имп/мин) наблюдалось 10.09.1983 на витке 9487 спутника Ореол-3 в вечернее время во время действия урагана “3” на стадии тропической депрессии и несколько меньше (~930 имп/мин) утром 13:29.30 на витке 9547, когда циклон перешел в стадию тропического шторма. Повышенная активность ч. д. атмосфериков наблюдалась также на спутнике Космос-1809 18.03.1990 на витке 16387 (~650 имп/мин), а также 02.03.1991 на витке 21221 (~850 имп/мин), 16.07.1991 на витке 23091 (~650 имп/мин) во время действия тайфуна “5”, 02.06.1992 на витке 27871 (1770 имп/мин) во время действия тайфуна “2” на стадии тропической депрессии и 01.07.1992 на витке 27953 (~680 имп/мин) во время действия тайфуна “3” на стадии тропической депрессии (табл. 3 и рис. 4). Количество “хвостов” варьируется в широких пределах от нескольких до 100 процентов.

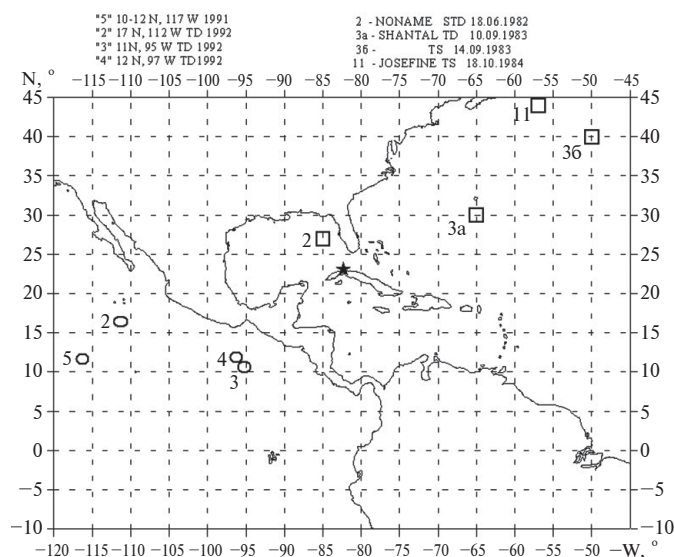


Рис. 4. В правой части рисунка квадратики показывают ураганы в Атлантическом океане во время пролета спутника Ореол-3. Надпись вверху справа — координаты и стадия циклонов, связанных с витками, помеченными цифрами в табл. 2. В левой части — кружочки — это тайфуны в Тихом океане во время пролета спутника Космос-1809. Надпись вверху слева — координаты и стадия циклонов, связанных с витками, помеченными цифрами в табл. 3.

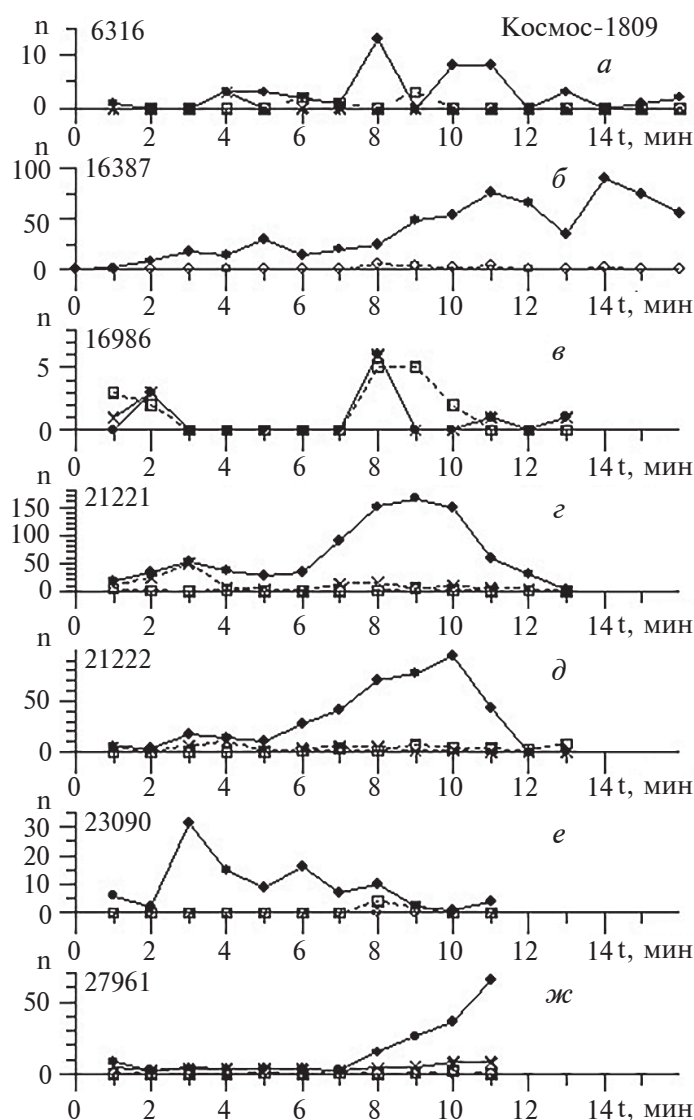


Рис. 5. То же, что на рис. 2 для спутника Космос-1809 на витках: (а) – 6316; (б) – 16387; (в) – 16986; (г) – 21221; (д) – 21222; (е) – 23090, (ж) – 27961.

Свистящие атмосферерики (СА) наблюдались, в основном, ночью, что соответствует как теории, так и данным опубликованных наблюдений [Helliwell, 1963; Лихтер и др., 1988]: на спутнике ИК-24 (до 16 за сеанс), на Ореол-3 (от 20 до 178) и на спутнике Космос-1809 от единиц до 136.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Широкополосные записи электромагнитных наблюдений в диапазоне частот от 20 Гц до 20 кГц, выполненные на спутниках во время пролета над Карибским бассейном и записанные на магнитофон Ростов в пункте приема Гавана, оцифрованы с частотой 48 кГц.

2. Первичная обработка 54 файлов данных, записанных на диске компьютера, показала, что в записях спутника Ореол-3 (7), Интеркосмос-24 (5), Космос-1809 (42) наблюдались несколько различных типов сигналов, источниками которых могут быть молниевые разряды.

3. Частично-диспергированные свистящие атмосферерики (ч. д. СА) были видны в любое время суток, причем ночью их количество было значительно больше и особенно во время действия тропических циклонов на стадии депрессии.

4. Протонные СА (ПСА) были обнаружены в ночное время на спутнике Интеркосмос-24 (до 30%), на спутнике Ореол-3 на витке 9547 (67%),

Таблица 3. Характеристики ОНЧ-КНЧ событий, наблюдаемых на спутнике Космос-1809

Виток	Дата	Начало регистрации,	LT	Общее число событий и относительно ч. д.*			
				ч. д. СА	ч. д. КНЧ, (%)	ПСА	СА
6295	17.03.1988	00:30:10		46	13 (28)	—	2
6316	19.03.1988	12:20:20		72	15 (21)	1	8
6330	20.03.1988	12:39:10		49	11 (22)	—	8
6336	20.03.1988	23:42:17		3	—	—	3
6344	21.03.1988	12:56:25		1	—	—	—
6357	22.03.1988	11:32:15		46	?	—	5
11018	22.02.1989	11:49:00		8	4	—	—
16381	17.03.1990	14:24:16		43	40 (93)	—	—
16387	18.03.1990	01:26:35		665	220 (33)	17(2.5)	4
16442	22.03.1990	10:57:50		61	40 (55)	—	4
16986	30.04.1990	10:05:49		33	11 (33)	—	17
16992	30.04.1990	21:08:22		321	40 (12)	—	122 (38)
21221	02.03.1991			849	145 (17)	—	16
21222	02.03.1991			405	40 (10)	—	29
21227	03.03.1991	06:43		290	21 (7)	—	59
21228	03.03.1991	08:27:49		32	18 (56)	—	—
21332	10.03.1991			59	13 (22)	—	7
21345	11.03.1991			44	22 (50)	—	44
21351	12.03.1991			187	49 (26)	—	52
21352	12.03.1991			32	8 (25)	—	17
23051	13.07.1991	10:24 UT	06	7	5	—	—
23090	16.07.1991	07:51 UT “5”	03	100	100	—	6
23091	16.07.1991	05:36:55 cub “5”	05	638	?	—	136 (21)
27871	02.06.1992	04:22 UT “2”	00	1771	1771	—	—
27953	26.06.1992	“3”		681	26 (4)	—	75
27960	02.07.1992	10:12:53 “4”		16	8	—	64
27961	02.07.1992	11:57:30 “4”		167	46 (28)	1	5

Примечание.

1. См. *Примечание** к табл. 1.

2. Пометка с номером “ ” в графе “Начало регистрации” указывает на наличие тайфуна в Северо-Восточной части Тихого океана во время пролета спутника.

3. Координаты и стадия циклона согласно данным на картах:

“5” 10-12° N, 117° W 1991 г.

“2” 17° N, 112° W TD 1992 г.

“3” 11° N, 95°W TD 1992 г.

“4” 12°N, 97°W TD 1992 г.

4. К сожалению, не ко всем виткам есть пояснения, какое время указано, так как мы работаем с архивными данными, а журнала наблюдений у нас нет. Однако нас интересуют статистические характеристики и отсутствие точного времени не критично.

Космос-1809 на витке 16387 (2.5%). Во всех случаях предельная частота стремилась к ~ 300 Гц.

5. Ч. д. КНЧ СА ($f_{\max} < 1$ kHz), так называемые “хвосты” наблюдались в дневное и утреннее время на спутниках ИК-24 (5851 и 9413), Ореол-3 на всех витках, К-1809 почти на всех витках.

6. СА (whistlers), а также эхо СА и дуплеты ч. д. СА наблюдались на спутнике ИК-24 ночью в небольшом количестве (до 6%), на Ореол-3 — утром и вечером до 30%, а на К-1809 почти на всех витках.

В дальнейшем предполагается сопоставить свойства КНЧ атмосфериков в спутниковых и наземных данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят операторов и Сильвио Гонзалес Родригес — руководителя приемного центра в Гаване за качественный прием и сохранение спутниковых данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания “Исследование структуры и динамики ионосферы и условий распространения радиоволн”, ГР № 01201356396.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Будько Н.И. Об амплитудном спектре ионно-циклотронных свистящих атмосфериков вблизи ионной гирочастоты // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 19. № 2. С. 363–365. 1979.
- Будько Н.И. Амплитудный спектр ионно-циклотронных свистящих атмосфериков вблизи ионной гирочастоты в верхней ионосфере. В сборнике: Низкочастотные волны и сигналы в магнитосфере Земли. Сборник статей. ответственный редактор: Я.И. Лихтер; АН СССР. ИЗМИР. Москва, 1980. С. 81–87.
- Будько Н.И., Рябов Б.С. О трансформации электронной волны в ионную в многокомпонентной плазме при квазипродольном распространении // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 17. № 4. С. 751–753. 1977.
- Дружин Г.И., Малкин Е.И., Капустина О.В. Атмосферики, связанные со спрайтами, по КНЧ/ОНЧ-наблюдениям на п-ове Камчатка // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 63. № 5. С. 657–666. 2023. <https://doi.org/10.31857/S001679402260051X>
- Кузнецов В.Д., Боднар Л., Гарипов Г.К., Данилкин В.А., Дегтярь В.Г., Докукин В.С., Корепанов В.Е., Михайлов Ю.М. и др. Орбитальный мониторинг ионосферы и аномальных явлений // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 51. № 3. С. 333–345. 2011.
- Лихтер Я.И., Гульельми А.В., Ерухимов Л.М., Михайлова Г.А. Волновая диагностика приземной плазмы. М.: Наука. С. 86–122. 1988.
- Михайлов Ю.М. Экспериментальные исследования генерации и распространения ультра-крайне-очень низкочастотных электромагнитных волн в околоземном космическом пространстве. В сборнике Электромагнитные и плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли. Юбилейный сборник ИЗМИРАН-75. Москва. С. 185–200. 2015.
- Михайлов Ю.М. Низкочастотные электромагнитные волны. Космические и наземные эксперименты / LAP LAMBERT Academic Publishing RU. 91 с. 2018.
- Михайлова Г.А., Капустина О.В. Определение температуры протонов во внешней ионосфере по амплитудным спектрам протонных свистящих атмосфериков (ИСЗ Интеркосмос-5). Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 19. № 3. С. 564. 1979.
- Соболев Я.П., Михайлов Ю.М. Регистрация на ИСЗ “Космос-1809” и “Интеркосмос-24” ОНЧ явлений, вызванных циклонами в Карибском районе. Четвертая всероссийская открытая ежегодная конференция Современные проблемы дистанционного зондирования из космоса. ИКИ РАН. Тезисы докладов. IV.D.17.2006.
- Шкляр Д.Р., Иржичек Ф., Немец Ф., Парро М., Сантолик О., Стори Л.Р.О., Титова Е.Е., Хум Я. Спектральные характеристики ионно-циклотронных волн, возбуждаемых молниевыми разрядами на низких широтах. Наблюдения на спутнике DEMETER и численное моделирование. Физика плазмы в солнечной системе, 6–10 февраля 2012 г. ИКИ РАН, Москва.
- Budko N.I., Kapustina O.V., Mikhailova G.A. Determination of the proton temperature in the outer ionosphere from the amplitude spectra of proton whistling atmospherics (Intercosmos-5) // Artificial Satellites. V. 15. № 3. P. 194–198. 1980.
- Gurnett D.A., Shawhan S.D., Brice N.H., Smith R.L. Ion Cyclotron Whistlers // J.Geophys. Res. 70. № 7. 1665. 1965.
- Gurnett D.A., Shawhan S.D. Determination of Hydrogen Ion Concentration, Electron Density, and Proton Gyrofrequency from the Dispersion of Proton Whistlers // J.Geophys. Res. 71. № 3. 741. 1966.
- Helliwell R.A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Palo Alto Calif. Stanford Univ.Press. 1965. 350 p.
- Hepburn F. Atmospheric waveforms with very low-frequency components below 1 kc/s known as slow tails. J. Atm. Terr. Phys. V/10. № 5. P. 266–287. 1957.
- Larkina V.I., Migulin V.V., Mogilevsky M.M., Molchanov O.A., Galperin Yu.I., Jorjio N.V., Gokhberg M.B., Lefevre F. Earthquake effects in the ionosphere according to Intercosmos 19 and Aureol 3 satellite data // Results of THE ARCAD 3 PROJECT and of the recent programmes in magnetospheric and ionospheric physics Toulouse 84 CNES CEPADUES-EDITIONS. France, Toulouse. P. 685–699. 1984.

- *Mikhailov Yu.* Low frequency electromagnetic waves. Space and ground experiments. Second edition / LAP LAMBERT Academic Publishing RU. 91 p. 2020.
- *Mikhailova G.A., Mikhailov Yu.M., Kapustina O.V.* ULF-VLF electric fields in the external ionosphere over powerful typhoons in Pacific Ocean // *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*. V. 2. № 2. P. 153–158. 2000.
- *Molchanov O.A., Mazhaeva O.A., Golyavin A.N., Hayakawa M.* Observation by the Intercosmos-24 satellite of ELF/VLF electromagnetic emission associated with earthquakes // *Annales Geophysicae*. V. 11. P. 431–440. 1993.
- *Rauch J.L., Boud'ko N.I., Mikhailova G.A., Kapustina O.V.* Attenuation bands and cut off frequencies for ELF electromagnetic waves // *Results of the ARCAD 3 PROJECT and of recent programmes in magnetosphere and ionosphere physics*. Toulouse 1984. Toulouse: Cepadues-editions. P. 465–483. 1985.
- *Shklyar D.R., Storey L.R.O., Chum J., Jiríček F., Nemec F., Parrot M., Santolik O., and Titova E.E.* Spectral features of lightning-induced ion cyclotron waves at low latitudes: DEMETER observations and simulation, *J. Geophys. Res.* 117. A12206. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA018016>
- *Sobolev Ya.P., Mikhailov Yu.M.* Typhoons in Caribbean region registered on satellites in VLF band // *Geomagnetic field and ionosphere variations. Proc. of Second INDO-RUSSIAN Symposium on Nature and Variations of the Geomagnetic Field*. Moscow, 28–31 July 1997 / Ed. Kanonidi Kh., Ruzhin Yu. Ya: IZMIRAN. P. 230–231. 1998.
- *Tepley L.R.* A comparison of sferics as observed in the VLF and ELF bands // *J. Geophys. Research*. V.64. № 12. P. 2315–2329. 1959.

Effects of Electromagnetic Wave Propagation Over the Caribbean from Satellite Broadband Data

O. V. Kapustina¹ *, V. I. Gydoon¹

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Waves Propagation*

Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: olkap@izmiran.ru

To study electromagnetic signals and search for functional connections with sources of disturbances of natural and anthropogenic origin, digital equivalents of recording observations in the frequency range from 20 Hz to 20 kHz on satellites over the Caribbean are used. Graphs of the dependence of the number of signals per minute on time along the satellite orbit are plotted. Fractionally dispersed whistlers at frequencies below 1 kHz (ELF fdw) ranged from 30 to 100% of the total number of fdw. This estimate coincides with the results of ground-based observations of the ELF atmospherics (“tails”) under different conditions. There was an increased frequency of occurrence of fdw and ELF fdw during the action of typhoons in the Pacific Ocean, especially at the stage of depression, and hurricanes in the Atlantic, in the area located on both sides of the meridian passing through the Brazilian anomaly. These results are confirmed by the work of other researchers.

Keywords: satellite, thunderstorm, cyclone, lightning discharges, electromagnetic waves, atmospherics, whistlers, fractionally dispersed whistlers (fdw)

УДК 523.31-853, 551.510.535

МОДИФИКАЦИЯ ИОНОСФЕРЫ ПЕРЕД СИМУШИРСКИМ $M = 8.1$ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ 13 ЯНВАРЯ 2007 г.: КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД

© 2025 г. С. А. Пулинец^{1, **}, В. В. Хегай^{2, *}, А. Д. Легенька², Л. П. Корсунова²

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

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

*e-mail: hegai@izmiran.ru

**e-mail: pulse@rssi.ru

Поступила в редакцию 03.06.2024 г.

После доработки 12.08.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Проведено исследование ионосферных данных двух наземных станций вертикального зондирования ионосферы Wakkanai и Kokubunji, находящихся в зоне подготовки землетрясения с магнитудой $M = 8.1$, произошедшего 13 января 2007 г. в 04:23:21 UT к востоку от о-ва Симушир. Оно было вторым из последовательности двух сильных (с $M > 8.0$) землетрясений, ставших уникальными событиями в сейсмической истории Средних Курил: 15 ноября 2006 г. и 13 января 2007 г. Комплексный анализ ионосферных данных показал, что за 13–14 ч до этого землетрясения над обеими ионосферными станциями одновременно наблюдались специфические аномалии в E - и F -областях ионосферы, с высокой степенью вероятности, бывшие его краткосрочными ионосферными предвестниками. Показано, что дополнительное рассмотрение при анализе ионосферных данных поведения δ -параметра Барбье (δ_{Barbier}), построенного на их основе, значительно повышает корректность идентификации выявляемых ионосферных предвестников землетрясения в сложных ситуациях.

Ключевые слова: краткосрочные ионосферные предвестники землетрясений, комплексный подход, формула Барбье

DOI: 10.31857/S0016794025020061, EDN: CXEAPW

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо верифицированные случаи обнаружения ионосферных предвестников землетрясений (ИПЗ) для сильных сейсмических событий с большой магнитудой (M) очень важны как для прояснения фундаментальных механизмов литосферно-ионосферных связей, так и для последующих практических задач успешного их прогнозирования с использованием ионосферных данных. С другой стороны, крупные землетрясения (с магнитудой $M \geq 7.0$) происходят достаточно редко, и таких землетрясений на всей Земле случается не более 20 раз в год (см. работу [Хегай и др., 2022]). Землетрясений же с магнитудой $M \geq 8.0$ в год происходит примерно на порядок меньше, обычно не более 2 событий в год. Действительно, в соответствии с данными United States Geological Survey (USGS) с 2000 г. по 2021 г. (см. ([maps-and-statistics\)\)\), землетрясения такой силы произошли 4 раза в 2007 г. и 3 раза в 2021 г., в остальные годы этого периода — не более 2 в год. В целом же за период с 2000 по 2021 гг., т. е. за 22 года, произошло всего 27 землетрясений этого класса, тогда средняя частота \$27/22 \approx 1.23\$, т. е. близка к единице. По оценкам, сделанным в работе \[Хегай, 2013\], длительность “созревания” очага землетрясения с \$M = 8.0\$ от начала роста “зерна” очага до момента толчка составляет \$\sim 27\$ лет. Таким образом, исследование ионосферных эффектов, возможно связанных с процессами подготовки крупных землетрясений и являющихся их предвестниками, представляют большой интерес, в том числе и потому, что разрушительная мощь таких землетрясений особенно велика, когда их гипоцентры \(\$h_c\$ \) лежат на небольших глубинах \(\$h_g \leq 60\$ км\).](https://www.usgs.gov/programs/earthquake-hazards/lists-</p></div><div data-bbox=)

Землетрясение с $M = 8.1$ (подробное описание дано в работе [Рогожин и Левина, 2007]) произошло

13 января 2007 г. в 04:23:21 UT (или 13:23:21 LT) к востоку от Курильских о-вов, географические координаты его эпицентра: широта $\varphi_e = 46.24^\circ\text{N}$; долгота $\lambda_e = 154.52^\circ\text{E}$, а глубина гипоцентра $h_g = 10$ км, т.е. это землетрясение по классификации относится к поверхностным (или коровым) согласно монографии [Апродов, 2000]. В работе [Oyama et al., 2016] это землетрясение вошло в ряд событий, ионосферные эффекты перед которыми в полном содержании электронов (ПЭС, Total Electron Content – TEC) рассматривались статистическими методами, используя подход, предложенный авторами исследований [Liu et al., 2004, 2013, 2014]. При этом авторы показали, что для событий с $M > 7.0$ (в отличие от диапазона $6.0 \leq M < 7.0$) четкую идентификацию ИПЗ статистическими методами получить затруднительно, и ими было предложено рассматривать такие события индивидуально. Следует отметить, что именно для этого землетрясения в работе [Saha et al., 2014] удалось выявить аномальные вариации низкочастотного сигнала на частоте 40 кГц за 1 день до толчка на радиотрассе, проходящей над зоной его подготовки.

В настоящей работе проведено комплексное исследование ионосферных данных двух наземных станций вертикального зондирования ионосферы (НСВЗИ, далее, где это возможно, просто “станций” или “ст.”) Wakkanai (географические координаты $\varphi = 45.16^\circ\text{N}$; $\lambda = 141.75^\circ\text{E}$) и Kokubunji (географические координаты $\varphi = 35.71^\circ\text{N}$; $\lambda = 139.49^\circ\text{E}$), входящих в зону подготовки указанного землетрясения, в течение шести предшествующих моменту толчка дней и в день землетрясения (седьмой). Целью исследования было выявление его возможных ИПЗ с учетом характеристик солнечной и геомагнитной активности в рассматриваемый период времени.

Сразу отметим, что вариации ионосферы в указанном географическом регионе перед первым Симуширским землетрясением не рассматриваются в этой работе. Дело в том, что незадолго до него, 10 ноября 2006 г. был зафиксирован экстремум DST -индекса ($DST_{\text{extr}} = -60$ нТл), а значение Kp -индекса достигало величины 6_0 , что по классификации работы [Loewe and Prölss, 1997] соответствует умеренной геомагнитной буре. Более того, примерно за 10 ч до толчка наблюдался также всплеск авроральной активности, когда значение AE -индекса составило 450 нТл. В связи с этим, возможные ионосферные эффекты подготовки первого Симуширского землетрясения могут накладываться на ионосферные эффекты, обусловленные геомагнитными возмущениями, что значительно затрудняет

однозначную идентификацию возможного ионосферного предвестника для этого землетрясения.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ, ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерный масштаб области подготовки землетрясения на поверхности земли определяется как радиальное расстояние от эпицентра землетрясения до границы зоны его подготовки и зависит от его магнитуды M . В научной литературе фигурируют различные (эмпирические и теоретические) оценки этого масштаба (в км), приведенные в работах [Dobrovolsky et al., 1979; Сидорин, 1992; Bowman et al., 1998; Hao et al., 2000]. Далее мы будем использовать минимальную оценку этого масштаба, полученную в работе [Dobrovolsky et al., 1979], полученную при условии, когда глубина гипоцентра землетрясения h_g стремится к нулю. В этом случае характерный размер зоны подготовки землетрясения на поверхности земли выражается формулой $R_{\text{Dobrovolsky}} = R_D = 10^{0.43M}$ (км). В таком случае для землетрясения с $M = 8.1$, $R_D (M = 8.1) = 10^{0.43 \times 8.1} = 3040$ км ≈ 3000 км. Таким образом, возможные ИПЗ этого землетрясения должны проявляться в ионосфере в пределах круга радиусом в 3000 км, с центром определенными географическими координатами эпицентра землетрясения. Эту ситуацию иллюстрирует рис. 1.

На рис. 1 представлены географические положения эпицентра землетрясения с $M = 8.1$, случившегося 13 января 2007 г. (треугольная звезда), а также расположение ионосферных станций Wakkanai и Kokubunji (черные кружки). Эпицентральные расстояния до станций по дуге большого круга указаны около соответствующих стрелок, а радиус зоны подготовки $R_D \approx 3000$ км показан над рисунком. Толстые сплошные линии определяют положения границ плит в области поглощения литосферы (см. также монографию [Апродов, 2000]), тонкими сплошными линиями очерчены о-ва Японского архипелага. Из рисунка ясно видно, что ионосферные станции находятся глубоко внутри зоны подготовки этого землетрясения. Укажем здесь сразу также, что согласно сведениям The National Weather Service (NWS), U.S. (<https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>), среднее значение индекса $F10.7$, характеризующего солнечную активность, в январе 2007 г. составило 83.76 SFU, а сглаженное среднее – 78.1 SFU, т.е. солнечная активность была низкой. Соответственно, можно было ожидать и низкой геомагнитной активности на достаточно длинном временном интервале в пределах этого месяца, что снижает вероятность развития

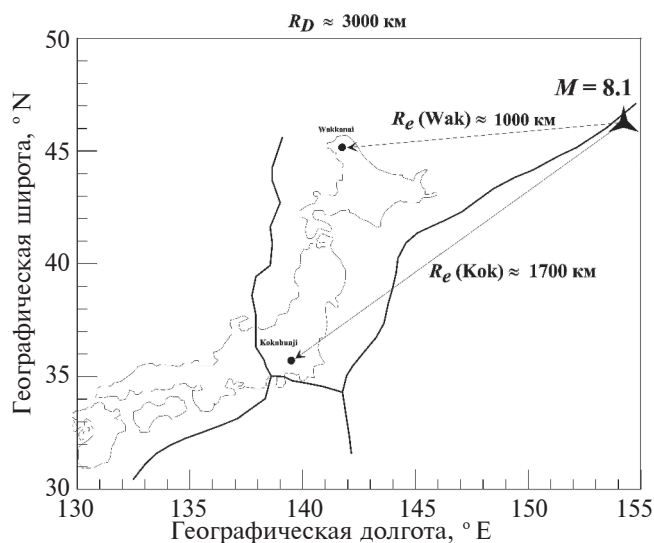


Рис. 1. Географические положения эпицентра землетрясения с $M = 8.1$, произошедшего 13 января 2007 г. (треугольная звезда), а также ионосферных станций Wakkanai и Kokubunji (черные кружки). Эпицентральные расстояния до станций по дуге большого круга указаны около соответствующих стрелок, а радиус зоны подготовки $R_D \approx 3000$ км показан над рисунком. Толстые сплошные линии определяют положения границ плит в области поглощения литосферы, а тонкими сплошными линиями очерчены острова Японского архипелага.

возмущений в ионосфере, обусловленных магнитными бурями. На приведенном ниже рис. 2 сплошными линиями отображены изменения геофизических индексов (панель *a* — Kp ; панель *b* — B_z -компонента межпланетного магнитного поля; панель *в* — AE), а также часовых вариаций значений текущих критических частот $foF2_{cur}$ на ст. Kokubunji (панель *г*) и ст. Wakkanai (панель *д*) на семидневном временном интервале с 7.01.2007 г. по 13.01.2007 г. Длинной вертикальной стрелкой (проходящей через панели *г* и *д* и пересекающей их оси абсцисс) отмечен момент землетрясения, а зачерненными прямоугольниками под ней — интервалы местного времени с 18:00 до 6:00 LT. Последнее сделано для того, чтобы было видно, когда наблюдается предполагаемый ИПЗ — в освещенные/неосвещенные часы. На панелях *г* и *д* линии, данные “точками”, соответствуют медианным значениям по 13 геомагнитно-спокойным (Q) дням января месяца ($foF2_{medQ}$), когда в течение целого дня величина Kp -индекса не превышала значения 2_+ (этот же уровень отмечен на панели *a* горизонтальной штрихпунктирной линией), а штрихпунктирными линиями задан интервал $foF2_{medQ} \pm 1.5IQR$ (IQR — разность между

верхним (75%-ным) и нижним (25%-ным) квантилями, т.е. межквартильный диапазон — Inter Quartile Range). Выделенные темной заливкой области превышения $foF2_{cur}$ над $foF2_{medQ}$ отмечены стрелками как возможные ИПЗ, а небольшие прямоугольники того же цвета у осей абсцисс соответствуют интервалам времени, когда на обеих станциях одновременно наблюдались F -рассеяние и спорадический слой E_s .

Как указано выше, в нашей работе в качестве меры разброса в поведении величины $foF2_{cur}(t_i)$ за счет случайных отклонений за основу был выбран межквартильный диапазон IQR по выбранной совокупности геомагнитно-спокойных дней. Тогда полоса $K_{\pm} = foF2_{med}(t_i) \pm 1.5IQR(t_i)$ ограничит амплитуду вариаций $foF2_{cur}(t_i)$, объясняемую случайными отклонениями, с определенной степенью вероятности. Согласно Klotz and Johnson [1983], в случае нормального распределения “ошибки” значений $\Delta foF2(t_i)$, величина $1.5IQR(t_i)$ будет соответствовать примерно двум стандартным отклонениям, и значения $foF2_{cur}(t_i)$ под воздействием разных случайных факторов должны колебаться в пределах полосы K_{\pm} с вероятностью 95%. Поэтому значения $foF2$, выходящие за пределы указанной полосы, могут быть отнесены к аномальным значениям $foF2_{cur}(t_i)$.

Здесь следует отметить, что успешная идентификация сейсмоионосферных аномалий в поведении критической частоты $F2$ -слоя ионосферы на основе IQR как меры отклонения от фона ранее была выполнена, в частности, в работе [Liu et al., 2006], с тем различием, что в качестве исходной меры отклонения от фона использовалась величина $IQR/2$. Таким образом, нами используется более жесткий критерий к отбору отклонений, которые можно отнести к возмущенным значениям рассматриваемых параметров.

Обсудим рис. 2 более детально. Во-первых, видно, что на всем показанном временном интервале геомагнитная обстановка отвечает спокойным условиям, так как уровень планетарной геомагнитной активности (панель *a*) в основном соответствует значениям $Kp \leq 2_+$, лишь дважды в течение трех часов достигая уровней 3_- и 3_0 . Перед днем землетрясения (12 января) этот уровень опускается до значений 0_+ в 3 UT, а в 18 UT снижается до 0_0 и остается таким до конца всего интервала наблюдения. Во-вторых, величина B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (панель *b*) на всем интервале наблюдений лежит в диапазоне от -3 нТл до 5 нТл, т.е. -3 нТл $\leq B_z < 5$ нТл. Наконец, кратковременное незначительное превышение AE -индексом (панель *в*) уровня 300 нТл имеет место за три дня до толчка (10 ян-

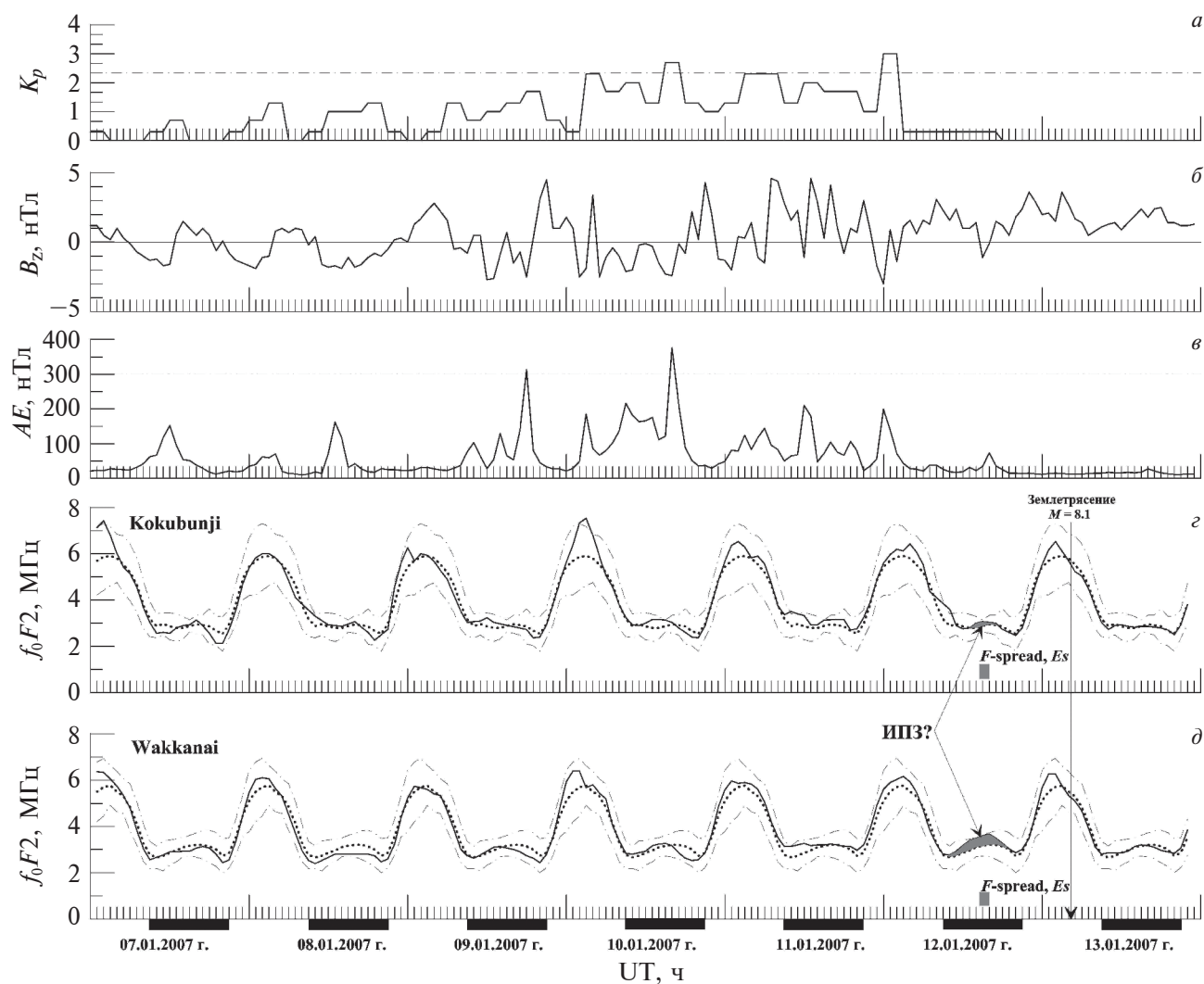


Рис. 2. Изменения (сплошные линии на всех панелях) геофизических индексов (а) — K_p ; (б) — B_z -компонента межпланетного магнитного поля; (в) — AE , а также часовых вариаций значений текущих критических частот $foF2_{cur}$ на ст. Kokubunji (г) и ст. Wakkanai (д) на семидневном временном интервале с 7.01.2007 г. по 13.01.2007 г. Длинной вертикальной стрелкой (проходящей через панели г и д и пересекающей их оси абсцисс) отмечен момент землетрясения, а зачерненными прямоугольниками под ней — интервалы местного времени с 18:00 до 6:00 LT. На панелях г и д линии, данные «точками», соответствуют медианным значениям по 13 геомагнитно-спокойным (Q) дням января ($foF2_{medQ}$), когда в течение целого дня величина K_p -индекса не превышала значения 2+, а штрихпунктирные линиями задан интервал $foF2_{medQ} \pm 1.5IQR$. Выделенные темной заливкой области превышения $foF2_{cur}$ над $foF2_{medQ}$ отмечены стрелками как возможные ИПЗ, а небольшие прямоугольники того же цвета у осей абсцисс соответствуют интервалам времени, когда на обеих станциях синхронно наблюдались F-рассеяние и спорадический слой Es.

варя). Таким образом, на всем рассматриваемом временном интервале, геомагнитная обстановка по всем указанным геомагнитным индексам соответствует спокойному уровню. Поэтому и возмущений в ионосфере, которые могут быть вызваны геомагнитными возмущениями, наблюдаться не должно.

Рассмотрим теперь особенности вариаций $foF2_{cur}$, отмеченные стрелками (затемненные участки на рис. 2) как возможные ИПЗ, на интер-

вале с 13 UT до 17 UT 12 января за день до толчка (панели г, д). Видно, что на более близкой к эпицентру ст. Wakkanai [$R_e(Wak) \cong 1000$ км] величина положительного отклонения $\delta_{foF2}(Wak)_{max} = [100 \times (foF2_{cur} - foF2_{medQ}) / foF2_{medQ}]_{max} \cong 16\%$ больше, чем $\delta_{foF2}(Kok)_{max} \cong 11\%$ на более удаленной от него ст. Kokubunji [$R_e(Kok) \cong 1700$ км] в этом временном интервале. Одновременно с этим вид-

но, что для ст. Wakkanai текущее значение $foF2_{cur}$ (Wakkanai) лежит на верхней границе разброса $foF2_{medQ} + 1.5IQR$. Превышение этой границы означает, что примерно с вероятностью 95% такое отклонение носит неслучайный характер (см. выше, и более подробно – стр. 534 работы [Бычков и др., 2017]). На ст. Kokubunji это превышение в указанном интервале медианных значений $foF2_{medQ}$ (Kok) текущими значениями $foF2_{cur}$ (Kok) не столь значительно. Однако, в рассматриваемом случае имеет место также одновременная регистрация вблизи момента времени 15 UT 12.01.2007 г. (00 LT 13.01.2007 г.) спорадического слоя E_s и F -рассеяния (F -spread) на обеих станциях, разнесенных между собой на ≈ 1068 км по дуге большого круга, согласно данным [https://wdc.nict.go.jp/IONO/HP2009/contents/Ionosonde_Map_E.html]. Наличие одновременного существования указанных структур над обеими ионосферными станциями иллю-

стрирует рис. 3, на котором представлены ионограммы для момента времени 15 UT 12.01.2007 г.

Как видно из рисунка, интенсивность проявления в ионосфере указанных структур выше для более близкой к эпицентру землетрясения станции Wakkanai. В работе [Корсунова и Легенька, 2021] основным критерием идентификации краткосрочного ИПЗ являлось одновременное появление аномальных отклонений в ионосферных параметрах на разнесенных (на сотни и более километров) ионосферных станциях, входящих в зону подготовки конкретного землетрясения. Представленная на рис. 3 картина удовлетворяет этому критерию.

Используем теперь для дальнейшего анализа ситуации в ионосфере перед землетрясением 13.01.2007 г. еще один параметр – δ -параметр Барбье ($\delta_{Barbier}$). Этот параметр был впервые определен исходя из полуэмпирической формулы Барбье [Barbier, 1957; Barbier and Glaume, 1962; Barbier et al., 1962] в работе [Пулинец и др., 2022] и использован для анализа ионосферных возмущений и поиска ИПЗ. В работе [Пулинец и др., 2023] была показана его эффективность при поиске ИПЗ, а широтный диапазон, для которого использование комбинированного параметра $\delta_{Barbier}$ при поиске ИПЗ было верифицировано, простирается от $\sim 20.0^\circ$ N до $\sim 54.0^\circ$ N. Ограничения использования параметра $\delta_{Barbier}$ связаны с тем, что он физически хорошо определен только для неосвещенных часов местного времени в интервале 20–04 ч LT. Математическое выражение для $\delta_{Barbier}$ выглядит следующим образом (см. формула (2) в работе [Пулинец и др., 2022])

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

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

Здесь $foF2$ – критическая частота слоя $F2$ ионосферы (МГц), $h'F$ – минимальная действующая высота следа отражений обыкновенной волны от взятой в целом области F ионосферы (км) согласно определению, данному в книге [Руководство ..., 1977], § 1.3., п. 1.32, стр. 33. Характерный масштаб H (в км) для любой конкретной ионосферной станции, в соответствии с ее географическим положением и моментом времени, может быть вычислен с помощью хорошо разработанной и современной модели нейтральной атмос-

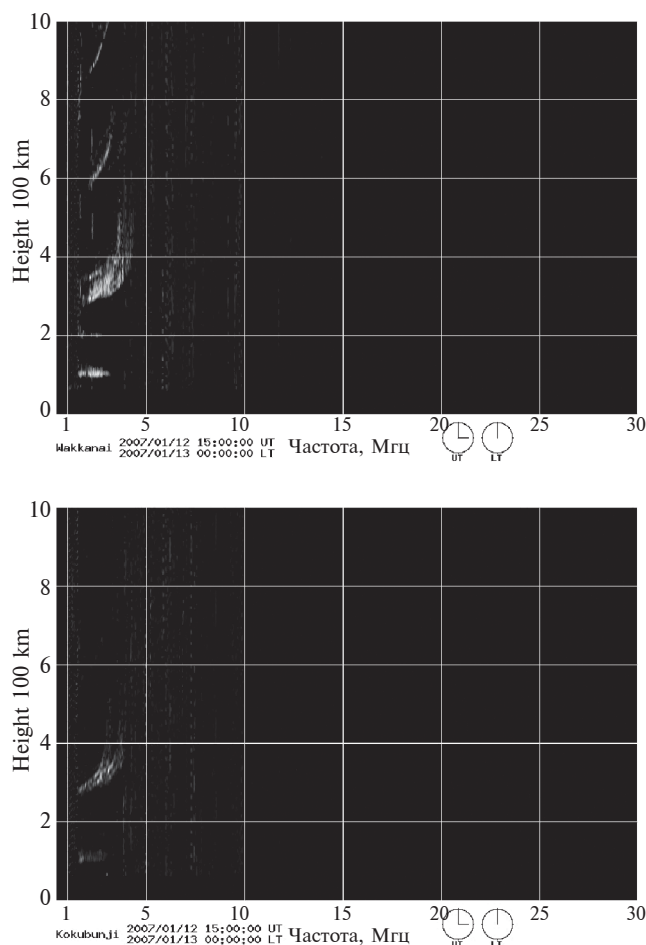


Рис. 3. Ионограммы ст. Wakkanai (верхняя панель) и ст. Kokubunji (нижняя панель) в 15 ч UT 01.12.2007 г. На обеих станциях наблюдаются спорадический слой E_s и F -рассеяние.

феры NRLMSISE-00 [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php] по набору опорных дней в соответствии с заданной процедурой (подробно см. [Пулинец и др., 2022]).

Определенный таким образом относительный комплексный параметр δ_{Barbier} характеризует изменение оцениваемой по ионосферным данным интенсивности свечения атмосферы на длине волны 630 нм в неосвещенные часы. Дело в том, что (см., например, работу [Chattopadhyay and Mitya, 2006]) для этой красной линии эмиссии кислородного свечения ОI 630 нм из экспериментально определенных значений различных констант скорости, коэффициентов гашения и вероятностей перехода можно вывести, что интенсивность свечения в этой линии пропорциональна только концентрации электронов и, таким образом, характер изменения интенсивности эмиссии ОI 630 нм в основном определяется высотным профилем электронной концентрации (N_e), т.е. критической частотой f_oF2 . Тогда получается, что если $\delta_{\text{Barbier}} > 0$, то оцениваемая интенсивность свечения выше своего медианного уровня, а если $\delta_{\text{Barbier}} < 0$, то оцениваемая интенсивность свечения ниже этого уровня. Чем меньше величина $h'F_{\text{cur}}$ по сравнению с $h'F_{\text{med}}$, тем больше вероятность того, что оцениваемая интенсивность свечения в линии ОI 630 нм будет превышать свой медианный уровень, так как в выражении (1) их разность определяет фактор с экспоненциальным

ростом, что делает этот параметр весьма чувствительным к изменениям $h'F_{\text{cur}}$.

На рис. 4 панель *б* повторяет панель *д* рис. 2 с теми же обозначениями, а на панели *а* показано поведение параметра δ_{Barbier} в неосвещенные часы (20–04 ч LT). Горизонтальная линия (точки) соответствует медианным значениям на выбранном семидневном интервале, а штрихпунктирные линии отмечают уровни $K_{\pm} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{MED}} \pm 1.5IQR$. Темная заливка на панели *а* отмечает вероятный краткосрочный ИПЗ землетрясения за 13–14 часов до толчка.

Благодаря высокой чувствительности параметра δ_{Barbier} видно, что он существенно превышает заданную верхнюю границу разброса в 13 и 14 UT 12.01.2007 г., при этом превышение происходит внутри диапазона 13 – 17 UT 12.01.2007 г., когда наблюдается положительное возмущение f_oF2_{cur} (Wakkanai). К сожалению, для ст. Kokubunji не удалось построить подобную картину из-за отсутствия нужных данных по $h'F$ в соответствующем временном интервале.

В заключение необходимо отметить следующее. Выделенные 12.01.2007 г. аномальные вариации низкочастотного сигнала на частоте 40 кГц за 1 день до землетрясения на радиотрассе, проходящей над зоной его подготовки в работе [Saha et al., 2014] наблюдались во временном интервале с 8 до 17 ч UT (см. Fig. 4 работы [Saha et al., 2014]). Этот временной интервал включает в себя опре-

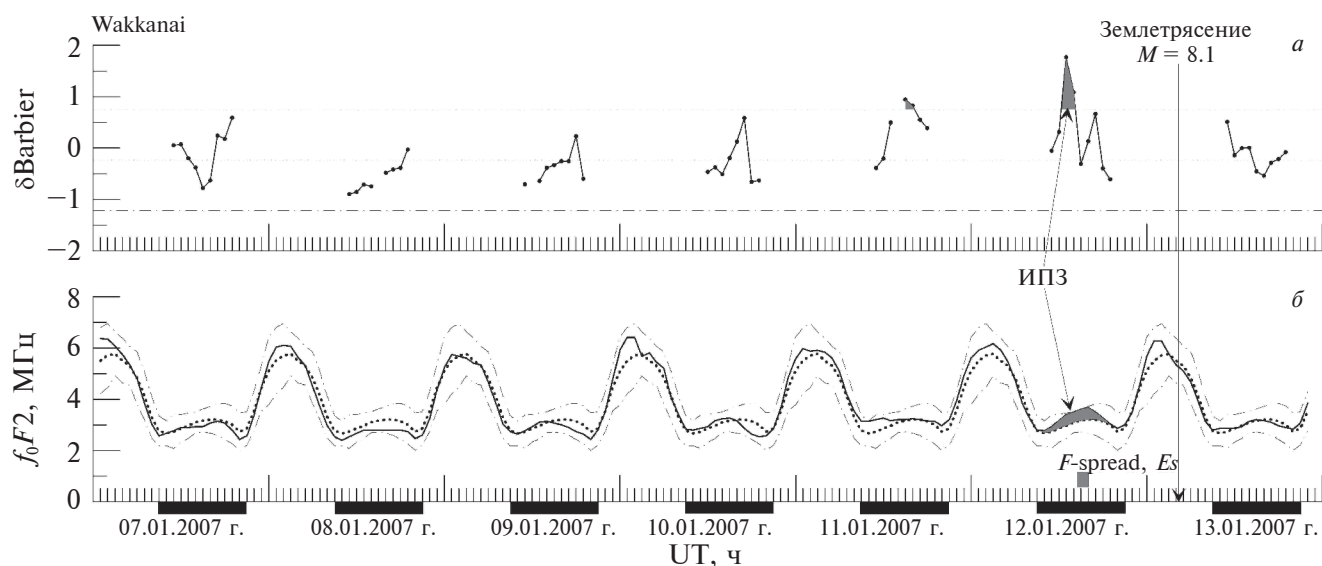


Рис. 4. На панели (*а*) показано поведение параметра δ_{Barbier} в неосвещенные часы. Горизонтальная линия (точки) соответствует медианным значениям на выбранном семидневном интервале, а штрихпунктирные линии отмечают уровни $K_{\pm} = (\delta_{\text{Barbier}})_{\text{MED}} \pm 1.5IQR$. Темная заливка на панели *а* отмечает вероятный краткосрочный ИПЗ землетрясения за 13–14 ч до толчка. Панель *б* повторяет панель *д* рис. 2 с теми же обозначениями.

деленный нами более узкий интервал с 13 до 17 ч UT, когда наблюдались выделенные нами ИПЗ на ст. Wakkanai и ст. Kokubunji.

3. ВЫВОДЫ

В результате проведенного комплексного исследования ионосферных данных двух наземных станций вертикального зондирования ионосферы Wakkanai и Kokubunji, расположенных в зоне подготовки землетрясения с магнитудой $M = 8.1$, произошедшего 13 января 2007 г. в 04:23:21 UT к востоку от Курильских о-вов, можно сделать следующие выводы.

1. Комплексный анализ ионосферных данных показывает, что за 13–14 ч до этого землетрясения над обеими ионосферными станциями одновременно наблюдались специфические аномалии в E - и F -областях ионосферы, которые, с высокой степенью вероятности (по мнению авторов), могут быть отождествлены с его краткосрочными ионосферными предвестниками.

2. Дополнительное рассмотрение при анализе ионосферных данных поведения δ -параметра Барбье (δ_{Barbier}), построенного на их основе, значительно повышает корректность идентификации выявляемых ионосферных предвестников землетрясения в сложных ситуациях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность NOAA's National Geophysical Data Center (NGDC) USA, National Institute of Information and Communications Technology (NICT, Japan), World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (Japan), ионосферные и магнитные данные которых были использованы в данной работе, а также United States Geological Survey's (USGS) Earthquake Hazards Program за предоставление доступа к данным по землетрясениям.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных научных исследований государственной академии наук по теме: Исследование солнечной активности и физических процессов в системе “Солнце–Земля” (рег. № 1021100714181-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Апродов В.А.* Зоны землетрясений. М.: Мысль, 461 с. 2000.
- *Бычков В.В., Корсунова Л.П., Смирнов С.Э., Хегай В.В.* Аномалии в ионосфере и электричестве приземного слоя атмосферы перед Камчатским землетрясением

30.01.2016 г. по данным обсерватории “Паратунка” // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 4. С. 532–540. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017040058>

— *Корсунова Л.П., Легенька А.Д.* Обнаружение возможных краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений по изменениям ежесуточных характеристик E_s // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 803–811. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021050060>

— *Пулинец С.А., Хегай В.В., Легенька А.Д., Корсунова Л.П.* Новый параметр для анализа ионосферных возмущений и поиска ионосферных предвестников землетрясений на основе формулы Барбье // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 383–392. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022030154>

— *Пулинец С.А., Хегай В.В., Легенька А.Д., Корсунова Л.П.* Эффективность относительного δ -параметра Барбье при поиске ионосферных предвестников землетрясений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 3. С. 349–357. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600102>

— *Рогожин Е.А., Левина В.И.* Симуширские землетрясения 15 ноября 2006 г. (I) и 13 января 2007 г. (II) с $M_w=8.3$ и $M_w=8.1$ (Средние Курилы) // Землетрясения Северной Евразии. Вып. 16. С. 326–338. 2007.

— Руководство URSI по интерпретации и обработкеionoграмм / Пер. с англ. под ред. Н.В. Медниковой. М.: Наука, 343 с. 1977.

— *Сидорин А.Я.* Предвестники землетрясений. М.: Наука, 192 с. 1992.

— *Хегай В.В.* Эволюция очага и зоны подготовки корового землетрясения: упрощенное феноменологическое описание // Наука и технологические разработки. Т. 92. № 4. С. 19–30. 2013.

— *Хегай В.В., Легенька А.Д., Абуниин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Гайдаш С.П.* Солнечная активность, вариации галактических космических лучей и глобальная сейсмичность Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 1. С. 40–51. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022010102>

— *Barbier D.* La lumiere du ciel nocturne en ete a Tamanrasset // Compt. Rend. Acad. Sci., Paris. № 245. № 18. P. 1559–1561. 1957.

— *Barbier D., Glaume J.* La couche ionosphérique nocturne F dans la zone intertropicale et ses relations avec l'émission de la raie 6300 Å du ciel nocturne // Planet. Space Sci. V. 9. № 4. P. 133–148. 1962. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(62\)90001-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(62)90001-6)

— *Barbier D., Roach F.E., Steiger W.R.* The summer intensity variation of [OI] 6300 Å in the tropics // J. Res. NBS. D. Rad. Sci. V. 66D. № 2. P. 145–152. 1962. <http://dx.doi.org/10.6028/jres.066D.017>

— *Bowman D.D., Ouillon G., Sammis C.G., Sornette A., Sornette D.* An observational test of the critical earthquake concept // J. Geophys. Res. — Sol. Ea. V. 103. № 10. P. 24359–24372. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JB00792>

- Chattopadhyay R., Midya S.K. Airglow emissions: fundamentals of theory and experiment // Indian J. Phys. V. 80. № 2. P. 115–166. 2006.
- Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Miachkin V.I. Estimation of the size of earthquake preparation zones // Pure Appl. Geophys. V. 117. № 5. P. 1025–1044. 1979. <https://doi.org/10.1007/BF00876083>
- Hao J., Tang T.M., Li D.R. Progress in the research of atmospheric electric field anomaly as an index for short-impending prediction of earthquakes // Journal of Earthquake Prediction Research. V. 8. № 3. P. 241–255. 2000.
- <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php>
- https://wdc.nict.go.jp/IONO/HP2009/contents/Ionosonde_Map_E.html
- <https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>
- <https://www.usgs.gov/programs/earthquake-hazards/lists-maps-and-statistics>
- Klotz S., Johnson N.L. (Eds.) Encyclopedia of statistical sciences. Hoboken, NJ: John Wiley, 736 p. 1983.
- Liu J.Y., Chen Y.I., Chuo Y.J., Chen C.S. A statistical investigation of preearthquake ionospheric anomaly // J. Geophys. Res. — Space. V. 111. № 5. ID A05304. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JA011333>
- Liu J.-Y., Chen Y.-I., Jhuang H.-K., Lin Y.-H. Ionospheric foF_2 and TEC anomalous days associated with $M > 5.0$ earthquakes in Taiwan during 1997–1999 // Terr. Atmos. Ocean. Sci. V. 15. № 3. P. 371–383. 2004. [https://doi.org/10.3319/TAO.2004.15.3.371\(EP\)](https://doi.org/10.3319/TAO.2004.15.3.371(EP))
- Liu J.Y., Chen C.H., Tsai H.F. A statistical study on ionospheric precursors of the total electron content associated with 146 $M > 6.0$ earthquakes in Japan during 1998–2011 / Earthquake prediction studies: seismo electromagnetics. Ed. M. Hayakawa. Tokyo: Terrapub. P. 17–29. 2013.
- Liu J., Huang J., Zhang X. Ionospheric perturbations in plasma parameters before global strong earthquakes // Adv. Space Res. V. 53. № 5. P. 776–787. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.12.029>
- Loewe C.A., Prölss G.W. Classification and mean behavior of magnetic storms // J. Geophys. Res. — Space. V. 102. № 7. P. 14209–14213. 1997. <https://doi.org/10.1029/96JA04020>
- Oyama K.-I., Devi M., Ryu K., Chen C.H., Liu J.-Y., Liu H., Bankov L., Kodama T. Modifications of the ionosphere prior to large earthquakes: report from the Ionosphere Precursor Study Group // Geoscience Letters. V. 3. ID 6. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40562-016-0038-3>
- Saha A., Guha A., De B.K., Roy R., Choudhury A., Banik T., Dhar P., Chakraborty M. Precursory signature of several major earthquakes studied using 40 kHz low frequency signal // Adv. Space Res. V. 54. № 4. P. 617–627. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.04.024>

Modification of the Ionosphere Before the Strong Earthquake of January 13, 2007 With Magnitude $M = 8.1$: An Integrated Approach

S. A. Pulinet^{1, **}, V. V. Hegai^{2, *}, A. D. Legenka², L. P. Korsunova²

¹Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (IKI RAS), Moscow, Russia

²Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: hegai@izmiran.ru

**e-mail: pulse@rssi.ru

A study was carried out of vertical sounding data collected by two ground-based vertical ionosondes Wakkanai and Kokubunji, situated within the preparation zone of an earthquake with a magnitude of $M = 8.1$, which occurred on January 13, 2007 at 04:23:21 UT east of Simushir Island and was the second of a sequence of two strong ($M > 8$) earthquakes on November 15, 2006 and January 13, 2007, which were unique events in the seismic history of the Middle Kuril Islands. A comprehensive analysis of ionospheric data showed that 13–14 hours before this earthquake, specific anomalies in the E - and F -regions of the ionosphere were simultaneously observed over both ionospheric stations, which, with a high degree of probability, were its short-term ionospheric precursors. It is shown that additional consideration when analyzing ionospheric data of the behavior of the Barbier δ -parameter, constructed on their basis, significantly increases the correctness of identification of detected ionospheric earthquake precursors in complex situations.

Keywords: short-term ionospheric precursors of earthquakes, integrated approach, Barbier formula

УДК 551.594

МОДЕЛЬ ГЛОБАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ С УСЛОВИЯМИ В МАГНИТО-СОПРЯЖЕННЫХ ТОЧКАХ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ АТМОСФЕРЫ В НЕСТАЦИОНАРНОМ СЛУЧАЕ

© 2025 г. Н. А. Денисова*

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), Нижний Новгород, Россия

**e-mail: natasha.denisova@mail.ru*

Поступила в редакцию 19.12.2023 г.

После доработки 26.06.24 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Получено новое аналитическое представление электрического потенциала для классической нестационарной модели глобальной электрической цепи атмосферы, занимающей шаровой слой, проводимость которой экспоненциально возрастает по радиусу. В краевых условиях модели учитывается связь значений электрического потенциала и тока в магнито-сопряженных точках верхней границы атмосферы. С использованием полученного представления анализируется распределение потенциала для токового диполя в шаровом слое. Получены новые асимптотические формулы для электрического потенциала токового диполя при $t \rightarrow \infty$ в каждой точке шарового слоя. Найдено аналитическое выражение функции Грина соответствующей начально-краевой задачи.

Ключевые слова: атмосферное электричество, глобальная электрическая цепь, граничные условия в магнито-сопряженных точках, нестационарная модельная задача, аналитическое решение

DOI: 10.31857/S0016794025020072, **EDN:** CXIHX

1. ВВЕДЕНИЕ

В теории атмосферного электричества предложено несколько математических моделей глобальной электрической цепи (ГЭЦ), основанных на исследовании распределения потенциала электрического поля, вызванного сторонними токами, моделирующими токи разделения в грозовом облаке. Большинство математических моделей сводится к нахождению потенциала электрического поля из краевой задачи (в стационарном случае) или начально-краевой задачи (в нестационарном случае) для дифференциального уравнения в некоторой области. В этих задачах могут меняться 1) область, в которой решается задача, 2) функция, моделирующая проводимость атмосферы, 3) правая часть уравнения, моделирующая грозовые генераторы, и 4) граничные условия. С основными результатами теории ГЭЦ и обзором литературы можно познакомиться в публикациях [Мареев, 2010; Мареев и др., 2019; Морозов, 2011].

В данной работе рассматривается нестационарная классическая модель ГЭЦ для атмосферы, занимающей шаровой слой, где в качестве краевых условий на верхней границе атмосферы используются соотношения, связывающие значе-

ния электрического потенциала и тока в магнито-сопряженных точках. Такие граничные условия для стационарной задачи использовались в работах [Hays and Roble, 1979; Ogawa, 1985]. Вопросы математической корректности постановок задач как в стационарном, так и в нестационарном случаях с такими граничными условиями обсуждаются в работе [Kalinin and Slyunyaev, 2017].

Аналогичная нестационарная задача с более простым граничным условием рассматривалась в работе [Морозов, 2005]. Главным основанием для использования простого граничного условия являлось утверждение о том, что в нижней атмосфере верхнее граничное условие не оказывает влияние на решение.

В работе [Денисова и Калинин, 2018] была предпринята попытка сравнить аналитические решения двух соответствующих стационарных задач с различными условиями на верхней границе атмосферы. В работе показано, что, если верхняя граница шарового слоя находится на высоте большей 90 км то действительно есть часть шарового слоя, содержащая токовые генераторы, в которой значения решений двух разных краевых задач близки. Однако, в части шарового слоя, располо-

женной над генераторами, эти решения различны. Если верхняя граница шарового слоя находится на высоте, меньшей 70 км решения задач отличаются во всем шаровом слое, и особенно в магнито-сопряженных точках на всех высотах. Так как решения задач с разными краевыми условиями в области выше токовых генераторов различны при любой толщине шарового слоя, то исследование распределения электрического поля в задаче с граничными условиями [Haas and Roble, 1979] на верхней границе атмосферы, учитывающими магнито-сопряженные точки, представляет интерес.

Целью настоящей работы является аналитическое решение начально-краевой задачи для потенциала в атмосфере, электрическая проводимость которой экспоненциально растет, с граничными условиями [Haas and Roble, 1979] на верхней границе шарового слоя. Нахождение функции Грина соответствующей начально-краевой задачи. Исследование распределения потенциала токового диполя и получение асимптотических формул при $t \rightarrow \infty$.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Электрический потенциал $\Phi(r, \theta, \varphi, t)$ атмосферы, занимающей шаровой слой $r_0 < r < r_m$, при включении в начальный момент вертикального тока удовлетворяет уравнению:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial t} + \operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} \Phi) = \operatorname{div} \mathbf{j}^{ext}, \quad (1)$$

граничным

$$\Phi(r, \theta, \varphi, t)|_{r=r_m} = \Phi(r, \pi - \theta, \varphi, t)|_{r=r_m}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi(r, \theta, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_m} = - \frac{\partial \Phi(r, \pi - \theta, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_m}, \quad (3)$$

$$\Phi|_{r=r_0} = 0 \quad (4)$$

$$\text{и начальному} \quad \Phi|_{t=0} = 0 \quad (5)$$

условиям.

Далее в работе предполагается, что электрическая проводимость атмосферы Λ зависит только от радиуса и экспоненциально возрастает по радиусу

$$\sigma(r) = \sigma_0 \exp\left(\frac{r - r_0}{H}\right),$$

σ_0 – электрическая проводимость вблизи сферической земной поверхности; r – расстояние от центра Земли; r_0 – радиус Земли (при численных расчетах использовались следующие значения: $r_0 = 6370$ км, $H = 6$ км; высота магнитосферы $h_m = r_m - r_0$, $h_m = 100$ км); \mathbf{j}^{ext} – плотность сторонних электрических токов, создаваемых грозowymi генераторами; r, θ и φ – сферические координаты.

Будем рассматривать отдельный источник стороннего тока с номером s . В случае нескольких источников тока в формулах, приведенных ниже, следует провести суммирование по переменной s . Плотность стороннего радиального электрического тока запишем в виде [Денисова и Калинин, 2018]

$$\mathbf{j}^{ext} = \frac{I_{s0}(t)}{r^2 \sin \theta} \delta_{N_s}(\theta, \theta_s, \varphi, \varphi_s) (\vartheta(r - r_{s0}) - \vartheta(r - r_{s1})) \mathbf{e}_r,$$

где r_{s1} и r_{s0} – радиальные расстояния, соответствующие положительному и отрицательному зарядам грозowego генератора, причем $r_{s0} < r_{s1}$; $I_{s0}(t)$ – сила тока. Функцией $\vartheta(r)$ обозначена функция Хевисайда. Функция $\frac{1}{\sin \theta} \delta_{N_s}(\theta, \theta_s, \varphi, \varphi_s)$ содержит дополнительный параметр N_s и имеет вид:

$$\frac{1}{\sin \theta} \delta_{N_s}(\theta, \theta_s, \varphi, \varphi_s) = \sum_{n=0}^{N_s} \sum_{k=0}^n \frac{Y_{n,k}^{(1)}(\theta, \varphi) Y_{n,k}^{(1)}(\theta_s, \varphi_s) + Y_{n,k}^{(2)}(\theta, \varphi) Y_{n,k}^{(2)}(\theta_s, \varphi_s)}{\|Y_{n,k}\|^2} = \sum_{n=0}^{N_s} \frac{(2n+1)}{4\pi} P_n(\cos \gamma). \quad (6)$$

Здесь введено обозначение

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta_s + \sin \theta \sin \theta_s \cos(\varphi - \varphi_s),$$

$Y_{n,k}^{(1)}(\theta, \varphi), Y_{n,k}^{(2)}(\theta, \varphi)$ – вещественные сферические функции; $P_n(\cos \gamma)$ – полиномы Лежандра, нормы сферических функций из первого и вто-

рого семейств совпадают, поэтому верхний индекс при записи норм $\|Y_{n,k}\|$ отсутствует.

Если $N_s = \infty$, то ряд, стоящий в правой части формулы (6), представляет собой разложение дельта-функции Дирака $\frac{1}{\sin \theta} \delta(\theta - \theta_s) \delta(\varphi - \varphi_s)$

в ряд по сферическим функциям, что соответствует использованию в задаче (1)–(5) точечных зарядов для описания дипольного источника тока. Тогда γ – угол между радиальным лучом точки наблюдения и осью диполя.

Если N_s принимает конечное значение, то сумма (6) является частичной суммой ряда. Графики функции (6) приведены в работе [Денисова и Калинин, 2018]. Эта функция имеет максимум в точке $\theta = \theta_s$, $\varphi = \varphi_s$, но знакопеременна, что затрудняет ее физическую интерпретацию. Решение задачи, полученное в приложении 1 данной статьи, а также асимптотические формулы приложения 2, справедливы при любом значении N_s в том числе и при $N_s = \infty$.

Для решения задачи (1)–(5) использовалось преобразование Лапласа по временной переменной [Лаврентьев и Шабат, 1973], применяя которое приходим к краевой задаче для уравнения:

$$\left(1 + \frac{p}{4\pi\sigma}\right) \left(\frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \Delta_{\theta,\varphi} \bar{\Phi} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} = \frac{1}{\sigma} \operatorname{div} \bar{\mathbf{j}}^{ext} \quad (7)$$

с граничными условиями, аналогичными (2)–(4). Через $\bar{\Phi}$, $\bar{\mathbf{j}}^{ext}$ обозначены изображения функции Φ и \mathbf{j}^{ext} . В шаровом слое $r_0 < r < r_m$, если $|p| \ll \frac{2\pi\sigma_0 r_0}{H}$, модули коэффициентов уравнения (7) мало отличаются от модулей коэффициентов уравнения:

$$\left(1 + \frac{p}{4\pi\sigma}\right) \left(\frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r_0^2} \Delta_{\theta,\varphi} \bar{\Phi} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} = \frac{1}{\sigma} \operatorname{div} \bar{\mathbf{j}}^{ext}. \quad (8)$$

Поэтому при $t \gg \frac{H}{2\pi\sigma_0 r_0}$ для исследования распределения электрического потенциала $\Phi(r, \theta, \varphi, t)$ можно воспользоваться оригиналом решения краевой задачи для уравнения (8) с граничными условиями, аналогичными (2)–(4).

Среди уравнений (8) можно выделить уравнение, соответствующее стационарному дипольному генератору, у которого сила тока не меняется с течением времени $I_{s0}(t) = I_{s0} \vartheta(t)$, а $\bar{I}_{s0}(p) = I_{s0} / p$. В случае нестационарного тока вида $I_{s0}(t) = I_{s0} f(t)$, $f(0) = 0$ в правой части уравнения (8) нужно заменить $\frac{1}{p}$ функцией $\bar{f}(p)$. Решения краевых задач для этих уравнений отличаются только множителем, и знание оригинала для функции $\bar{\Phi}$ позволяет записать решение задачи с нестационар-

ным током в виде свертки функций Φ и $f'(t)$. В простейших случаях выбора вида функции $f(t)$ решение задачи с нестационарным током имеет простой вид. Приведем несколько примеров.

1. Источник прекращает действовать в момент времени $t = T$, моделируется использованием функции $f(t) = \vartheta(t) - \vartheta(t - T)$. Тогда решение задачи с нестационарным источником (обозначаем $\Phi^{(нестационация)}$) запишется в виде:

$$\Phi^{(нестационация)}(t) = \Phi(t) - \Phi(t - T) \vartheta(t - T). \quad (9)$$

2. Для мгновенного источника тока:

$$f(t) = T \delta(t - T),$$

$$\Phi^{(нестационация)}(t) = T \frac{\partial \Phi(t - T)}{\partial t} \vartheta(t - T). \quad (10)$$

3. Если $f(t) = 1 - e^{-t/T}$, то

$$\Phi^{(нестационация)} = \frac{1}{T} \int_0^t \Phi(t') \exp\left(-\frac{(t-t')}{T}\right) dt'. \quad (11)$$

Эти формулы справедливы в любой фиксированной точке (r, θ, φ) , поэтому в формулах опущена зависимость функций от пространственных переменных. Во всех приведенных примерах решение задачи для дипольного генератора с нестационарным током выражается через решение задачи со стационарным током.

В данной статье решение краевой задачи для уравнения (8) со стационарным током найдено аналитически. Это позволяет в случае нестационарного тока примеров 1–3 также записать аналитическое решение, подставив решение со стационарным током в формулы (9), (10), (11) в соответствии с физикой задачи. Более того, в приложении 1 получено аналитическое выражение функции Грина краевой задачи для уравнения (8). Тогда с помощью формулы (10) можно записать решение, отличающееся от функции Грина соответствующей начально-краевой задачи только числовым множителем. Знание функции Грина позволяет представить решения начально-краевых задач для широкого класса нестационарных правых частей уравнения в виде свертки с функцией Грина.

В статье используются следующие обозначения: высота $h = r - r_0$, $\sigma_m = \sigma(r_m)$, $\sigma_{s0} = \sigma(r_{s0})$, $\sigma_{s1} = \sigma(r_{s1})$, $Q_s = \frac{I_{s0} H}{r_0^2}$, $V_{\infty, s} = \frac{Q_s}{4\pi\sigma_0} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{s0}} - \frac{\sigma_0}{\sigma_{s1}} \right)$.

Подробное аналитическое решение краевой задачи для уравнения (8) со стационарным током и нахождение оригинала приведено в приложении 1. Для решения задачи применяется метод разложения решения по сферическим функциям, коэффициенты разложения, зависящие от радиальной переменной, выражаются через гипергеометрические функции. Функция (10), в правую часть которой подставлено найденное в приложении 1 решение (П1.27) с $N_s = \infty$, отличается от функции Грина только множителем. Функция Грина является обобщенной функцией, и в работе найдено ее представление в виде суперпозиции двух рядов по полиномам Лежандра.

Стационарная модель токового диполя является одной из простейших моделей правой части уравнения, для которой получаются сходящиеся ряды в шаровом слое. Формулы (П1.34)–(П1.36) определяют распределение электрического потенциала $\Phi(r, \theta, \varphi, t)$ во всем шаровом слое $r_0 < r < r_m$ при всех $t \gg \frac{H}{2\pi\sigma_0 r_0}$. Функция $\Phi(r, \theta, \varphi, t)$ зависит от большого числа параметров: $H, r_0, \theta_s, \varphi_s, h_{s0} = r_{s0} - r_0, h_{s1} = r_{s1} - r_0, h_m = r_m - r_0, N_s$. В работе будем полагать, что $h_{s0} = 5$ км, $h_{s1} = 10$ км, $h_m = 100$ км и оценивать влияние на потенциал только параметра N_s .

1. Если $N_s = \infty$, формулы (П1.35) – (П1.37), определяющие решение краевой задачи, представляют собой функциональные ряды, которые сходятся во всем шаровом слое, кроме точек расположения зарядов, но сходятся неравномерно и очень медленно. На рис. 1 приведен график стационарной части этого решения, нормированной на ионосферный потенциал, в зависимости от высоты h на радиальном луче расположения зарядов. Для построения графика проводились расчеты решения в нескольких точках интервалов $(0, 4.5], [5.5, 9.5], [10.5, 20)$ оси h и использовалась линейная интерполяция. При этом для нахождения суммы ряда с точностью до первых двух значащих цифр приходится использовать частичные суммы ряда с $N_s = 30000$.

Численное исследование решения в нестационарном случае, при $N_s = \infty$ по формулам (П1.35)–(П1.36) требует длительного счета и в статье проводится только в верхней части шарового слоя при больших значениях t . В приложении 2 при $t \rightarrow \infty$ для потенциала $\Phi(r, \theta, \varphi, t)$ получена асимптотическая формула (П2.1), справедливая при любом значении N_s . Формула (П2.1) содержит только операцию суммирования и при $N_s = \infty$ определяет асимптотику потенциала в любой точке шарового слоя, кроме точек расположения зарядов. На рис. 2 представлены графики стацио-

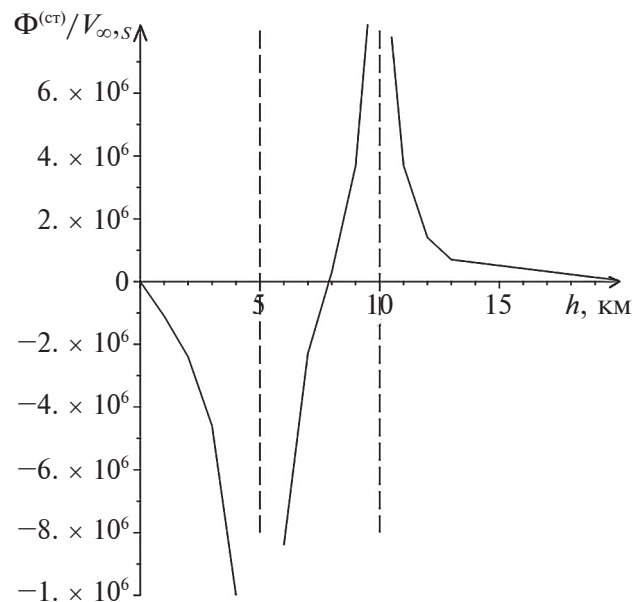


Рис. 1. График функции $\Phi^{(ст)} / V_{\infty,s}$ в зависимости от высоты h . Здесь $h_m = 100$ км, $\theta = \theta_s, \varphi = \varphi_s$.

нарного решения $\frac{\Phi^{(ст)}}{V_{\infty,s}}$ (штриховая линия) и функции, стоящей в правой части асимптотической формулы (П2.1), также нормированной на $V_{\infty,s}$ в зависимости от переменной θ в момент времени $t' = 4\pi\sigma_0 t = 2$ при фиксированных h и φ . Для нахождения суммы ряда с точностью до десятых достаточно использовать $N_s = 1000$.

Левый график соответствует $h = 70$ км, правый – верхней границе шарового слоя $h = 100$ км.

Правые графики рис. 2 симметричны относительно прямой $\theta = \pi/2$, что соответствует условию (2), максимальные значения представленных на рисунке функций соответственно равны 1.37 и 1.45. Численные расчеты показывают незначительное понижение значения потенциала по сравнению с ионосферным на геомагнитных полюсах. При $t \rightarrow \infty$ в окрестности точек $(h_m, \theta_s, \varphi_s)$ и $(h_m, \pi - \theta_s, \varphi_s)$ нестационарное решение стремится к стационарному сверху, а в окрестности точек $(h_m, 0, \varphi_s)$ и (h_m, π, φ_s) – снизу.

Проблема неравномерной сходимости ряда (П1.35), прежде всего, связана с точностью зарядов рассматриваемого токового диполя.

2. При любом заданном конечном значении N_s формулы (П1.35–П1.37) содержат лишь конечные суммы, что значительно сокращает длительность расчетов, исключает разрывы в точках расположения зарядов. Кроме того, это не просто частичные суммы решения для токового диполя с точеч-

ными зарядами, а и решение начально-краевой задачи со специальной правой частью. Поэтому графики, приведенные в этом пункте, дают качественную картинку изменения потенциала с течением времени.

В нестационарном случае все расчеты проведены для $N_s = 20$. На рис. 3 и рис. 4 штриховыми линиями изображен график стационарного решения задачи и приведены графики нестационарного решения задачи (1)–(5), нормированные

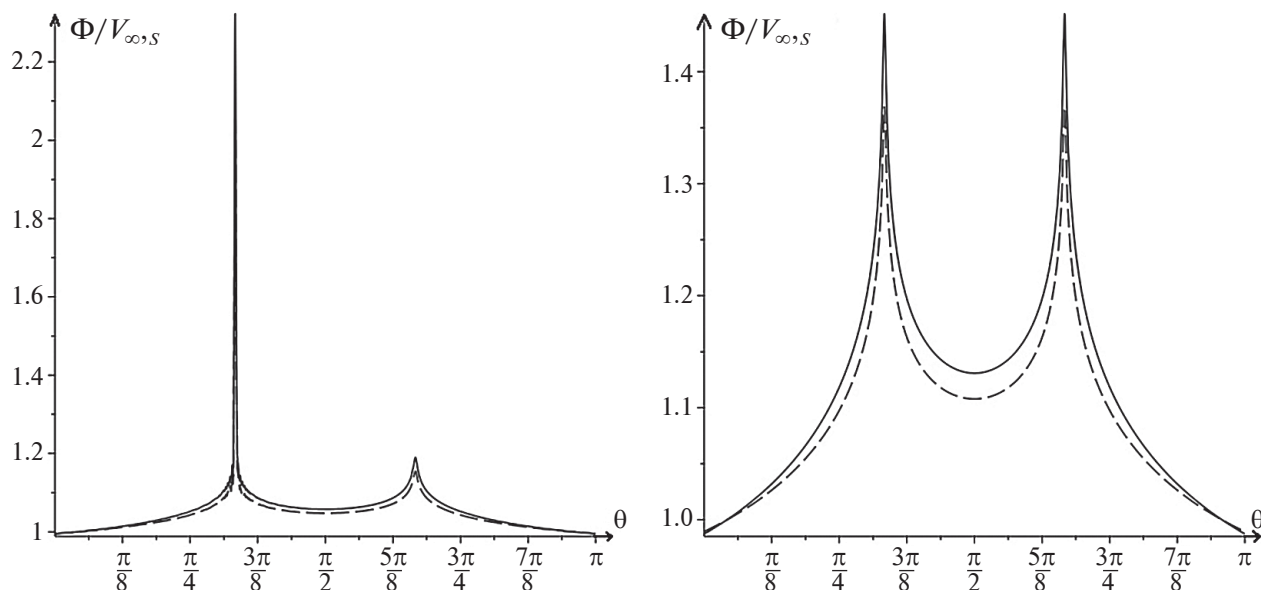


Рис. 2. Графики функции $\Phi^{(ст)} / V_{\infty, S}$ (штриховая линия) и функции $\Phi / V_{\infty, S}$ формулы (П2.1) в зависимости от угла θ в фиксированный момент времени $t' = 4\pi\sigma_0 t = 2$ при фиксированных h , $\varphi = \varphi_s$, $\theta_s = \frac{\pi}{3}$. Левый график соответствует $h = 70$ км, правый $h = 100$ км.

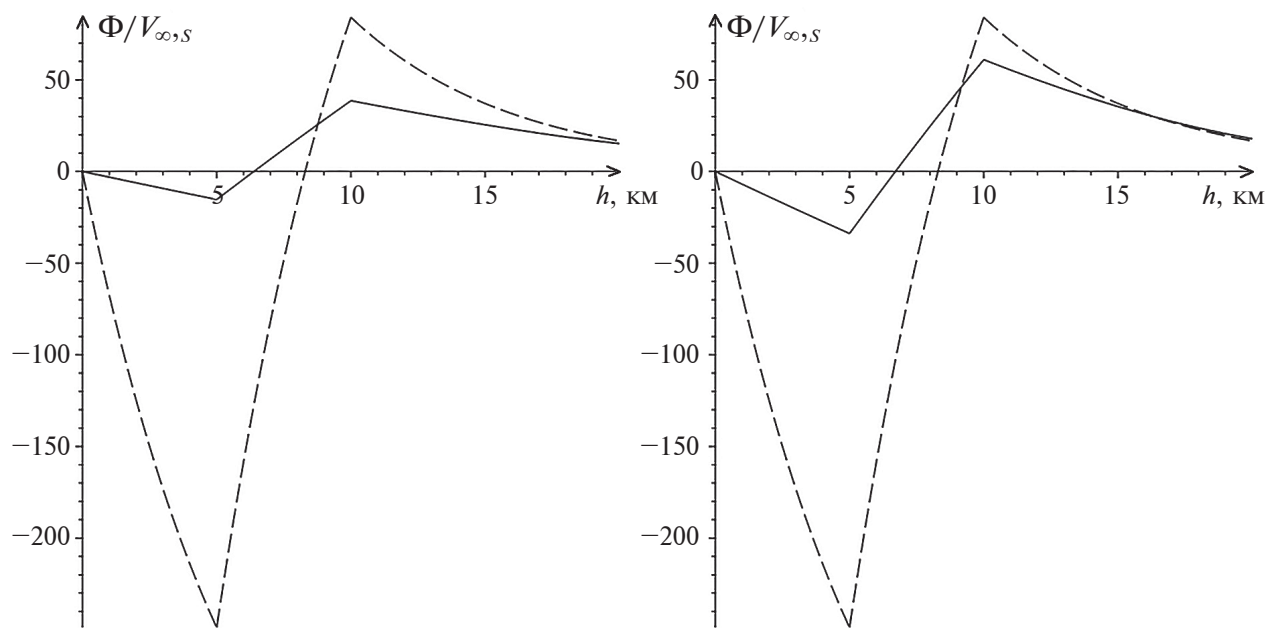


Рис. 3. Графики функций $\Phi / V_{\infty, S}$ и $\Phi^{(ст)} / V_{\infty, S}$ (штриховая линия) в фиксированный момент времени $t' = 4\pi\sigma_0 t = 0.05$ (слева) и $t' = 4\pi\sigma_0 t = 0.1$ (справа) в зависимости от высоты h .

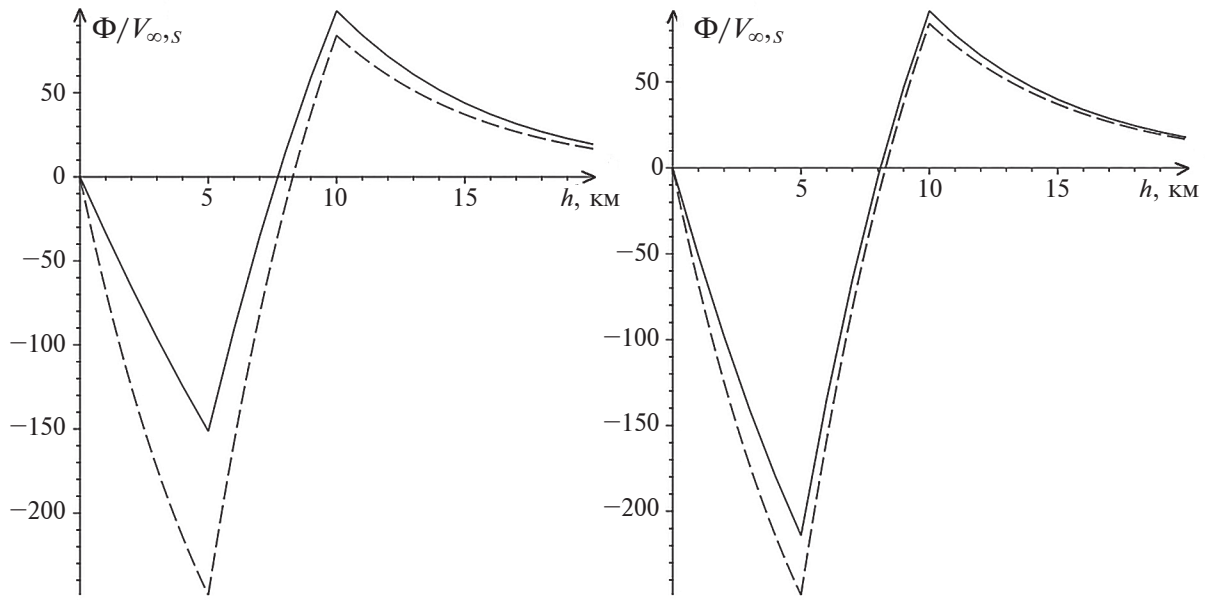


Рис. 4. Графики функций $\Phi / V_{\infty, s}$ и $\Phi^{(ст)} / V_{\infty, s}$ (штриховая линия) в фиксированный момент времени $t' = 4\pi\sigma_0 t = 0.5$ (слева) и $t' = 4\pi\sigma_0 t = 1$ (справа) в зависимости от высоты h .

на ионосферный потенциал, в зависимости от высоты h на радиальном луче расположения зарядов в различные моменты времени в нижней атмосфере. Построенные графики показывают монотонное изменение функции $\Phi/V_{\infty, s}$ с течением времени в окрестности $h = 5$ км и немонотонное в окрестности $h = 10$ км. Уже для $t' = 4\pi\sigma_0 t = 1$ решение $\Phi/V_{\infty, s}$ мало отличается от стационарного $\Phi^{(ст)}/V_{\infty, s}$, причем наибольшие отличия в окрестности точки $h = 5$ км.

4. ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

РЕШЕНИЕ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ

В приложении приведено решение краевой задачи для уравнения:

$$\left(1 + \frac{p}{4\pi\sigma}\right) \left(\frac{\partial^2 \overline{\Phi}_{s0}}{\partial r^2} + \frac{1}{r_0^2} \Delta_{\theta, \varphi} \overline{\Phi}_{s0} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial \overline{\Phi}_{s0}}{\partial r} = \frac{Q_s}{\sigma p H \sin \theta} \delta_{N_s}(\theta, \theta_s, \varphi, \varphi_s) \delta(r - r_{s0}) \quad (\text{П1.1})$$

с граничными условиями, аналогичными (2)–(4) ($Q_s = \frac{I_{s0} H}{r_0^2}$). Решение краевой задачи для уравнения (8) записывается в виде:

$$\overline{\Phi} = \overline{\Phi}_{s0} - \overline{\Phi}_{s1}. \quad (\text{П1.2})$$

Если $N_s = \infty$, решение уравнения (П1.1) с условиями (2)–(4) отличается от функции Грина только множителем.

В уравнении (П1.1) и граничных условиях, аналогичных (2)–(4), сделаем замену переменных:

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{r - r_0}{H}\right) \\ \mu = \cos \theta \end{cases}$$

и сформулируем краевую задачу в области $\sigma_0 < \sigma < \sigma_m$:

$$\begin{aligned} \sigma^2 \frac{\partial^2 \overline{\Phi}_{s0}}{\partial \sigma^2} + \sigma \frac{(8\pi\sigma + p)}{(4\pi\sigma + p)} \frac{\partial \overline{\Phi}_{s0}}{\partial \sigma} + \frac{H^2}{r_0^2} \Delta_{\mu, \varphi} \overline{\Phi}_{s0} = \\ = \frac{4\pi\sigma Q_s}{p(4\pi\sigma + p)} \delta(\sigma - \sigma_{s0}) \delta_{N_s}(\mu, \mu_s, \varphi, \varphi_s), \end{aligned} \quad (\text{П1.3})$$

$$\overline{\Phi}_{s0}(\sigma_m, \mu, \varphi, p) = \overline{\Phi}_{s0}(\sigma_m, -\mu, \varphi, p), \quad (\text{П1.4})$$

$$\frac{\partial \overline{\Phi}_{s0}(\sigma_m, \mu, \varphi, p)}{\partial \sigma} = -\frac{\partial \overline{\Phi}_{s0}(\sigma_m, -\mu, \varphi, p)}{\partial \sigma}, \quad (\text{П1.5})$$

$$\overline{\Phi}_{s0}(\sigma_0, \mu, \varphi, p) = 0. \quad (\text{П1.6})$$

Здесь $\sigma_m = \sigma(r_m)$, $\mu_s = \cos \theta_s$.

Решение задачи представим в виде ряда по сферическим функциям

$$\overline{\Phi}_{s0} = \overline{A}_{00}(\sigma, p) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=0}^n \left(\overline{A}_{nk}(\sigma, p) Y_{n,k}^{(1)}(\mu, \varphi) + \overline{B}_{nk}(\sigma, p) Y_{n,k}^{(2)}(\mu, \varphi) \right). \quad (\text{П1.7})$$

Функция, представляемая рядом (П1.7), является решением уравнения (П1.3), если коэффици-

циенты $\overline{A}_{nk}(\sigma, p)$ удовлетворяют неоднородному уравнению:

$$\sigma^2 \frac{\partial^2 \overline{A}_{nk}}{\partial \sigma^2} + \sigma \frac{(8\pi\sigma + p)}{(4\pi\sigma + p)} \frac{\partial \overline{A}_{nk}}{\partial \sigma} - \frac{n(n+1)H^2}{r_0^2} \overline{A}_{nk} = \frac{4\pi\sigma Q_s}{p(4\pi\sigma + p)} \frac{Y_{nk}^{(1)}(\mu_s, \varphi_s)}{Y_{n,k}^2} \delta(\sigma - \sigma_{s0}), 0 \leq n \leq N_s, \quad (\text{П1.8})$$

для $0 \leq n \leq N_s$ и соответствующему однородному уравнению, если $n > N_s$. Из условия (П1.6) следует условие

$$\overline{A}_{nk}(\sigma_0, p) = 0. \quad (\text{П1.9})$$

Условиям (П1.4–П1.5), учитывающим связь электрических полей в магнито-сопряженных точках на верхней границе атмосферы, соответствуют условия:

$$\overline{A}_{nk}(\sigma_m, p) = 0, \text{ если } n + k = \text{нечетное число}, \quad (\text{П1.10})$$

$$\frac{\partial \overline{A}_{nk}}{\partial \sigma}(\sigma_m, p) = 0, \text{ если } n + k = \text{четное число}. \quad (\text{П1.11})$$

Аналогичные краевые задачи получаются для функций $\overline{B}_{nk}(\sigma, p)$, только в правой части уравнения (П1.8) будет стоять сферическая функция с верхним индексом 2. Для $n > N_s$ в силу однородности уравнения и однородности граничных условий, все коэффициенты $\overline{A}_{nk}(\sigma, p)$ и $\overline{B}_{nk}(\sigma, p)$ равны нулю.

Если $\left| \frac{p}{4\pi\sigma} \right| < 1$, однородное уравнение, соответствующее (П1.8), имеет два линейно-независимых решения, которые выражаются через гипергеометрические функции [Градштейн и Рыжик, 1963]:

$$\begin{aligned} \overline{A}_{nk}^{(1, \text{одн})}(\sigma, p) &= \left(-\frac{p}{4\pi\sigma} \right)^{\frac{1+\xi_n}{2}} F\left(\alpha_n, \beta_n, \alpha_n + \beta_n, -\frac{p}{4\pi\sigma} \right), \\ \overline{A}_{nk}^{(2, \text{одн})}(\sigma, p) &= \left(-\frac{p}{4\pi\sigma} \right)^{\frac{1-\xi_n}{2}} F\left(1 - \alpha_n, 1 - \beta_n, 2 - \alpha_n - \beta_n, -\frac{p}{4\pi\sigma} \right). \end{aligned} \quad (\text{П1.12})$$

Здесь

$$\alpha_n = \frac{1}{2} \left(1 + \xi_n - \sqrt{\xi_n^2 - 1} \right), \beta_n = \frac{1}{2} \left(1 + \xi_n + \sqrt{\xi_n^2 - 1} \right), \quad (\text{П1.12})$$

где $\xi_n = \sqrt{1 + \frac{4n(n+1)H^2}{r_0^2}}$. При нахождении ре-

шения неоднородного уравнения (П1.8) с условиями (П1.9–П1.11) можно воспользоваться последней формулой пункта 24.2 справочника [Камке, 1976], а затем свойствами дельта-функции. Формула получается методом вариации произвольных постоянных и содержит вронскиан решений однородного уравнения. Для вычисления вронскиана функций (П1.12) используются производные от гипергеометрических функций. Чтобы сократить записи используемых

в данной работе гипергеометрических функций введем обозначения:

$$\begin{aligned} F_n^{(1)}(x) &= F(\alpha_n, \beta_n, \alpha_n + \beta_n, x), \\ F_n^{(2)}(x) &= F(1 - \alpha_n, 1 - \beta_n, 2 - \alpha_n - \beta_n, x), \\ F_n^{(3)}(x) &= F(\alpha_n + 1, \beta_n + 1, \alpha_n + \beta_n + 1, x), \\ F_n^{(4)}(x) &= F(2 - \alpha_n, 2 - \beta_n, 3 - \alpha_n - \beta_n, x). \end{aligned}$$

Функции с номерами 3, 4 появляются при дифференцировании $F_n^{(1)}, F_n^{(2)}$ по независимой переменной x .

В зависимости от того, каким является число $n + k$, четным или нечетным, для решений краевых задач (П1.8) – (П1.11) получим:

$$\overline{A_{nk}}(\sigma, p) = \begin{cases} \frac{Y_{n,k}^{(1)}(\mu_s, \varphi_s)}{Y_{n,k}^2} \overline{\tilde{R}_n}(\sigma, p), & \text{если } n + k - \text{четное число} \\ \frac{Y_{n,k}^{(1)}(\mu_s, \varphi_s)}{Y_{n,k}^2} \overline{\tilde{\tilde{R}}_n}(\sigma, p), & \text{если } n + k - \text{нечетное число} \end{cases}. \quad (\text{П1.13})$$

Функция $\overline{\tilde{\tilde{R}}_n}(\sigma, \sigma_{s0}, p)$ записывается с помощью формул

$$\overline{\tilde{\tilde{R}}_n}(\sigma, \sigma_{s0}, p) = \begin{cases} \frac{Q_s}{p \xi_n \sqrt{\sigma \sigma_{s0}}} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{s0}} \right)^{\frac{\xi_n}{2}} \frac{\tilde{V}_n \left(-\frac{p}{4\pi \sigma_{s0}}, -\frac{p}{4\pi \sigma_m} \right) I_n \left(-\frac{p}{4\pi \sigma_0}, -\frac{p}{4\pi \sigma} \right)}{\tilde{V}_n \left(-\frac{p}{4\pi \sigma_0}, -\frac{p}{4\pi \sigma_m} \right)}, & \sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0} \\ \frac{Q_s}{p \xi_n \sqrt{\sigma \sigma_{s0}}} \left(\frac{\sigma_{s0}}{\sigma} \right)^{\frac{\xi_n}{2}} \frac{\tilde{V}_n \left(-\frac{p}{4\pi \sigma}, -\frac{p}{4\pi \sigma_m} \right) I_n \left(-\frac{p}{4\pi \sigma_0}, -\frac{p}{4\pi \sigma_{s0}} \right)}{\tilde{V}_n \left(-\frac{p}{4\pi \sigma_0}, -\frac{p}{4\pi \sigma_m} \right)}, & \sigma_{s0} < \sigma < \sigma_m \end{cases}, \quad (\text{П1.14})$$

где

$$I_n(x_1, x_2) = \left(\frac{x_2}{x_1} \right)^{\xi_n} F_n^{(1)}(x_2) F_n^{(2)}(x_1) - F_n^{(1)}(x_1) F_n^{(2)}(x_2), \quad (\text{П1.15})$$

$$\tilde{V}_n(x_1, x_2) = \left(\frac{x_2}{x_1} \right)^{\xi_n} \tilde{\Phi}_n^{(1)}(x_2) F_n^{(2)}(x_1) + F_n^{(1)}(x_1) \tilde{\Phi}_n^{(2)}(x_2). \quad (\text{П1.16})$$

Здесь

$$\tilde{\Phi}_n^{(2)}(x) = \frac{\xi_n - 1}{\xi_n + 1} F_n^{(2)}(x) - \frac{x}{(1 + \xi_n)} F_n^{(4)}(x), \quad (\text{П1.17})$$

$$\tilde{\Phi}_n^{(1)}(x) = F_n^{(1)}(x) + \frac{x}{(1 + \xi_n)} F_n^{(3)}(x). \quad (\text{П1.18})$$

Для функции $\overline{\tilde{\tilde{R}}_n}(\sigma, \sigma_{s0}, p)$ получается выражение, аналогичное (П1.14–П1.16), только в этих формулах над функциями, имеющими в обозначениях одну волну, следует поставить две волны и учесть, что формулы, определяющие функции $\tilde{\Phi}_n^{(2)}(x), \tilde{\Phi}_n^{(1)}(x)$, другие:

$$\tilde{\Phi}_n^{(2)}(x) = -F_n^{(2)}(x), \quad \tilde{\Phi}_n^{(1)}(x) = F_n^{(1)}(x). \quad (\text{П1.19})$$

Коэффициент $\overline{B_{nk}}(\sigma, p)$ имеет вид (П1.13), только в качестве множителя перед $\overline{\tilde{\tilde{R}}_n}(\sigma, p)$ используется сферическая функция с верхним индексом 2.

Так как функция (П1.14) симметрична по переменным σ, σ_{s0} , то удобно ввести параметр σ_{s0} в аргументы функций $\overline{\Phi_{s0}}, \overline{A_{nk}}, \overline{B_{nk}}, \overline{\tilde{R}_n}, \overline{\tilde{\tilde{R}}_n}$ и использовать обозначения, в которых важен порядок следования этих переменных, например,

$$\overline{\Phi_{s0}} = \begin{cases} \overline{\Phi}(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi, p), & \text{если } \sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0} \\ \overline{\Phi}(\sigma_{s0}, \sigma, \mu, \varphi, p), & \text{если } \sigma_{s0} < \sigma < \sigma_m \end{cases}$$

и рассматривать только случай $\sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0}$. Если в решении, найденном для $\sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0}$, заменить первый аргумент σ на σ_{s0} и второй аргумент σ_{s0} на σ , получим решение в области $\sigma_{s0} < \sigma < \sigma_m$.

После подстановки $\overline{A_{nk}}(\sigma, \sigma_{s0}, p), \overline{B_{nk}}(\sigma, \sigma_{s0}, p)$ в ряд (П1.7) внутреннюю сумму по k , при каждом фиксированном n , разобьем на две суммы в зависимости от того, каким является число $n + k$, чет-

ным или нечетным [Денисова и Калинин, 2018]. Тогда воспользовавшись теоремой о сложении присоединенных функций Лежандра, будем иметь

$$\begin{aligned} \bar{\Phi} = \overline{A_{00}}(\sigma, \sigma_{s0}, p) + \sum_{n=1}^{N_s} \frac{(2n+1)}{8\pi} \left\{ \left(\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p) + \bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p) \right) P_n(\cos\gamma) + \right. \\ \left. + \left(\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p) - \bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p) \right) P_n(\cos\gamma_1) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П1.20})$$

Здесь

$$\cos\gamma_1 = -\mu_s + \sqrt{1-\mu_s^2} \sqrt{1-\mu_s^2} \cos(\varphi - \varphi_s),$$

где γ_1 — угол между радиальным лучом, направленным в точку наблюдения, и радиальным лучом, содержащим точки, сопряженные точкам расположения зарядов диполя.

Для нахождения обратного преобразования Лапласа функции $\bar{\Phi}(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi, p)$ нужно найти обратное преобразование функций $\overline{A_{00}}(\sigma, \sigma_{s0}, p), \bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p), \bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p)$. Рассмотрим сначала функцию $\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p)$. Эта функция определяется формулой (П1.14), если $\left| \frac{p}{4\pi\sigma_0} \right| < 1$,

и может быть продолжена в комплексную плоскость $p = p' + ip''$, так как в комплексную плоскость можно продолжить все гипергеометрические функции, входящие в формулу (П1.14). Учитывая особые точки этих гипергеометрических функций, будем использовать замкнутый контур C в комплексной плоскости $p = p' + ip''$, изображенный на рис. 5. Контур обходит особые точки функции $\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p)$. Эти точки расположены на отрицательной части вещественной оси p' и имеют координаты: $-4\pi\sigma_m, -4\pi\sigma_{s0}, -4\pi\sigma, -4\pi\sigma_0$. Внутри контура C подынтегральная функция имеет полюс первого порядка в точке $p = 0$, поэтому

$$\frac{1}{2\pi i} \int_C \bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p) \exp(pt) dp = \text{res}_{p=0} \left(\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p) \exp(pt) \right). \quad (\text{П1.21})$$

Обозначим этот вычет через $\tilde{R}_n^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s0})$. Учитывая, что гипергеометрические функции

при $p = 0$ равны 1, получим

$$\tilde{R}_n^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s0}) = \frac{Q_s}{\xi_n \sqrt{\sigma\sigma_{s0}}} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{s0}} \right)^{\frac{\xi_n}{2}} \frac{\left(\left(\frac{\sigma_{s0}}{\sigma_m} \right)^{\xi_n} + \frac{\xi_n - 1}{\xi_n + 1} \right) \left(\left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^{\xi_n} - 1 \right)}{\left(\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_m} \right)^{\xi_n} + \frac{\xi_n - 1}{\xi_n + 1} \right)}. \quad (\text{П1.22})$$

Для продолжения гипергеометрических функций $F_n^{(i)}(z)$ за внешность единичного круга комплексной плоскости z с разрезом вдоль вещественной оси от 1 до ∞ использовалась формула [Градштейн и Рыжик, 1963, ф. 9.132(2)]. В соответствии с этой формулой функция $\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p)$ на верхнем и нижнем берегах разреза вдоль отри-

цательной части вещественной оси принимает комплексно-сопряженные значения. Контур рис. 5 построен с учетом сложных аргументов гипергеометрических функций, определяющих $\bar{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p)$. Устремляя в формуле (П1.21) радиус большой окружности к ∞ , а радиусы маленьких полуокружностей к нулю, получим

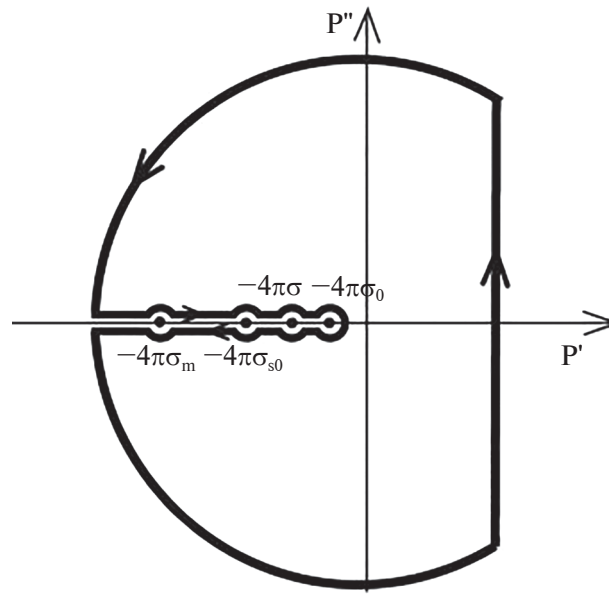


Рис. 5. Контур интегрирования для нахождения оригинала функции $\bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p)$.

$$\tilde{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) = \tilde{R}_n^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s0}) - \frac{1}{\pi} \int_{-4\pi\sigma_m}^{-4\pi\sigma_0} \text{Im} \bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, p') \exp(p't) dp'. \quad (\text{П1.23})$$

Так как для нахождения $\text{Im} \bar{\bar{R}}_n$ на верхнем берегу разреза при $-4\pi\sigma_m < p' < -4\pi\sigma_0$ использовались формулы продолжения гипергеометрических функций $F_n^{(1)}(z)$, $F_n^{(2)}(z)$ за единичный круг [Градштейн и Рыжик, 1963, ф. 9.132(2)], то появляются еще две гипергеометрические функции:

$$F_n^{(5)}(x) = F(\alpha_n, 1 - \beta_n, 1 + \alpha_n - \beta_n, x),$$

$$F_n^{(6)}(x) = F(1 - \alpha_n, \beta_n, 1 - \alpha_n + \beta_n, x).$$

В интеграле выполним замену переменной интегрирования: $\eta = -\frac{p'}{4\pi\sigma_0}$, выделим у функции $\text{Im} \bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, -4\pi\sigma_0\eta)$ постоянный множитель и введем новую функцию

$$\text{Im} \bar{\bar{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, -4\pi\sigma_0\eta) = -\frac{Q_s}{4\sigma_0^2} \tilde{C}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta).$$

В результате функцию $\tilde{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, t)$ перепишем в виде

$$\tilde{R}_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) = \tilde{R}_n^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s0}) + \frac{Q_s}{\sigma_0} \int_1^{\sigma_m/\sigma_0} \tilde{C}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) \exp(-4\pi\sigma_0 t \eta) d\eta. \quad (1.24)$$

Учитывая особые точки функции $\bar{\bar{R}}_n$, промежутки интегрирования $\left(1, \frac{\sigma_m}{\sigma_0}\right)$ в формуле (П1.24) разделим на три части, в каждой из которых для функции $\tilde{C}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta)$ получим свое аналитическое выражение. Будем использовать следующие обозначения:

$$\tilde{C}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) = \begin{cases} \tilde{C}_n^{(1)}, & \eta \in \left(1, \frac{\sigma}{\sigma_0}\right) \\ \tilde{C}_n^{(2)}, & \eta \in \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}, \frac{\sigma_{s0}}{\sigma_0}\right), \\ \tilde{C}_n^{(3)}, & \eta \in \left(\frac{\sigma_{s0}}{\sigma_0}, \frac{\sigma_m}{\sigma_0}\right) \end{cases} \quad (\text{П1.25})$$

где

$$\begin{aligned}\tilde{C}_n^{(1)}(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) &= \frac{\left(\frac{\sigma_0}{\sqrt{\sigma\sigma_{s0}}}\right)^{\xi_n+1} \eta^{\xi_n-1} L_n^2\left(\frac{1}{\eta}\right) \tilde{V}_n\left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \eta, \frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right) \tilde{V}_n\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{s0}} \eta, \frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right)}{\left|\tilde{V}_n\left(\eta, \frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right)\right|^2}, \\ \tilde{C}_n^{(2)}(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) &= -\frac{\left(\frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{\sigma_{s0}}}\right)^{\xi_n+1} L_n\left(\frac{1}{\eta}\right) M_n\left(\frac{1}{\eta}, \frac{\sigma}{\sigma_0 \eta}\right) \tilde{V}_n\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{s0}} \eta, \frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right) \tilde{W}_n\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right)}{\eta^2 \left|\tilde{V}_n\left(\eta, \frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right)\right|^2}, \\ \tilde{C}_n^{(3)}(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) &= \frac{\left(\frac{\sqrt{\sigma\sigma_{s0}}}{\sigma_0}\right)^{\xi_n+1} M_n\left(\frac{1}{\eta}, \frac{\sigma_{s0}}{\sigma_0 \eta}\right) M_n\left(\frac{1}{\eta}, \frac{\sigma}{\sigma_0 \eta}\right) \tilde{W}_n^2\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right)}{\eta^{\xi_n+3} \left|\tilde{V}_n\left(\eta, \frac{\sigma_0}{\sigma_m} \eta\right)\right|^2}.\end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}M_n(x_1, x_2) &= \frac{1}{\beta_n - \alpha_n} \left(\left(\frac{x_1}{x_2}\right)^{\alpha_n} F_n^{(3)}(x_1) F_n^{(4)}(x_2) - \left(\frac{x_1}{x_2}\right)^{\beta_n} F_n^{(3)}(x_2) F_n^{(4)}(x_1) \right), \\ L_n(x) &= \frac{\delta_n^{(1)} \Gamma(1 - \alpha_n + \beta_n)}{\Gamma(2 - \alpha_n) \Gamma(\beta_n)} x^{\alpha_n} F_n^{(3)}(x) - \frac{\delta_n^{(2)} \Gamma(1 + \alpha_n - \beta_n)}{\Gamma(\alpha_n) \Gamma(2 - \beta_n)} x^{\beta_n} F_n^{(4)}(x), \\ \tilde{W}_n(x) &= \frac{\Gamma(3 - \alpha_n - \beta_n)}{2\Gamma(2 - \alpha_n) \Gamma(2 - \beta_n)} x^{\xi_n} \tilde{\phi}_n^{(1)}(x) + \frac{\Gamma(\alpha_n + \beta_n)}{\Gamma(\alpha_n) \Gamma(\beta_n)} \tilde{\phi}_n^{(2)}(x), \\ \delta_n^{(1,2)} &= \frac{1}{2} \left(\pm 1 - \sqrt{\frac{\xi_n - 1}{\xi_n + 1}} \right).\end{aligned}$$

Функция $\tilde{\tilde{R}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, t)$ представляется по формуле, аналогичной (П1.24), только все буквы с од-

ной волной следует заменить на буквы с двумя волнами. При этом функция $\tilde{\tilde{R}}_n^{(\text{стан})}$ имеет вид:

$$\tilde{\tilde{R}}_n^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s0}) = \frac{Q_s}{\xi_n \sqrt{\sigma\sigma_{s0}}} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{s0}}\right)^{\frac{\xi_n}{2}} \frac{\left(\left(\frac{\sigma_{s0}}{\sigma_m}\right)^{\xi_n} - 1\right) \left(\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^{\xi_n} - 1\right)}{\left(\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_m}\right)^{\xi_n} - 1\right)}. \quad (\text{П1.26})$$

Для нахождения коэффициента $\overline{A_{00}}(\sigma, \sigma_{s0}, p)$ ясь к оригиналу, получим не требуются специальные функции и, возвраща-

$$A_{00}(\sigma, \sigma_{s0}, t) = \frac{Q_s}{4\pi} \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{\sigma_0} \right) + \frac{Q_s}{4\pi\sigma_0} \int_1^{\sigma/\sigma_0} \frac{1}{\eta^2} e^{-4\pi\sigma_0 t \eta} d\eta, \quad \sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0}$$

Учитывая (П1.24), после перегруппировки слагаемых решение (П1.20) запишем в виде

$$\begin{aligned} \Phi(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi, t) = & \Phi^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi) + \frac{Q_s}{4\pi\sigma_0} \int_1^{\sigma/\sigma_0} \frac{1}{\eta^2} e^{-4\pi\sigma_0 t \eta} d\eta + \\ & + \sum_{n=1}^{N_s} (2n+1) (P_n(\cos \gamma) B_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) + P_n(\cos \gamma_1) D_n(\sigma, \sigma_{s0}, t)). \end{aligned} \quad (\text{П1.27})$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Phi^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi) = & \frac{Q_s}{4\pi} \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{\sigma_0} \right) + \sum_{n=1}^{N_s} \frac{(2n+1)}{4\pi} \left\{ R_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) P_n(\cos \gamma) + \right. \\ & \left. + T_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) P_n(\cos \gamma_1) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{П1.28})$$

$$R_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) = \frac{1}{2} \left\{ \tilde{R}_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) + \tilde{\tilde{R}}_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) \right\}, \quad (\text{П1.29})$$

$$T_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) = \frac{1}{2} \left\{ \tilde{R}_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) - \tilde{\tilde{R}}_n^{(\text{стац})}(\sigma, \sigma_{s0}) \right\}, \quad (\text{П1.30})$$

$$\bar{B}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) = \frac{Q_s}{8\pi\sigma_0} \left\{ \tilde{C}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) + \tilde{\tilde{C}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) \right\}, \quad (\text{П1.31})$$

$$\bar{D}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) = \frac{Q_s}{8\pi\sigma_0} \left\{ \tilde{C}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) - \tilde{\tilde{C}}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) \right\}, \quad (\text{П1.32})$$

$$B_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) = \int_1^{\sigma/\sigma_0} \bar{B}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) e^{-4\pi\sigma_0 t \eta} d\eta, \quad (\text{П1.33})$$

$$D_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) = \int_1^{\sigma/\sigma_0} \bar{D}_n(\sigma, \sigma_{s0}, \eta) e^{-4\pi\sigma_0 t \eta} d\eta. \quad (\text{П1.34})$$

Все функции (П1.27)–(П1.34) записаны для случая $\sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0}$. Если $\sigma_{s0} < \sigma < \sigma_m$ в правой части формул (П1.27)–(П1.33) следует поменять местами σ и σ_{s0} .

Если $N_s = \infty$, уравнение (П1.1) отличается от уравнения для функции Грина только множителем. Поэтому, подставляя решение (П1.27) в фор-

мулу (10), получим, с точностью до множителя, функцию Грина начально-краевой задачи для уравнения, соответствующего (8).

Ниже запишем решение задачи для стационарного токового диполя. Заменяя в формулах (П1.27)–(П1.34) σ_{s0} на σ_{s1} , в соответствии с формулой (П1.2) получим:

$$\begin{aligned}\Phi_s(\sigma, \mu, \varphi, t) &= \Phi^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi) - \Phi^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s1}, \mu, \varphi) + \\ &+ \sum_{n=1}^{N_s} (2n+1) \left\{ P_n(\cos \gamma) (B_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) - B_n(\sigma, \sigma_{s1}, t)) + \right. \\ &\left. + P_n(\cos \gamma_1) (D_n(\sigma, \sigma_{s0}, t) - D_n(\sigma, \sigma_{s1}, t)) \right\}\end{aligned}\quad (\text{П1.35})$$

в области $\sigma_0 < \sigma < \sigma_{s0}$.

В области $\sigma_{s0} < \sigma < \sigma_{s1}$ временной вклад дает и слагаемое, соответствующее $n = 0$,

$$\begin{aligned}\Phi_s(\sigma, \mu, \varphi, t) &= \Phi^{(\text{стан})}(\sigma_{s0}, \sigma, \mu, \varphi) - \Phi^{(\text{стан})}(\sigma, \sigma_{s1}, \mu, \varphi) - \frac{Q_s}{4\pi\sigma_0} \int_{\frac{\sigma_{s0}}{\sigma_0}}^{\frac{\sigma}{\sigma_0}} \frac{1}{\eta^2} e^{-4\pi\sigma_0 t \eta} d\eta + \\ &+ \sum_{n=1}^{N_s} (2n+1) \left\{ P_n(\cos \gamma) (B_n(\sigma_{s0}, \sigma, t) - B_n(\sigma, \sigma_{s1}, t)) + P_n(\cos \gamma_1) (D_n(\sigma_{s0}, \sigma, t) - D_n(\sigma, \sigma_{s1}, t)) \right\}.\end{aligned}\quad (\text{П1.36})$$

В области $\sigma_{s1} < \sigma < \sigma_m$ получим

$$\begin{aligned}\Phi_s(\sigma, \mu, \varphi, t) &= \Phi^{(\text{стан})}(\sigma_{s0}, \sigma, \mu, \varphi) - \Phi^{(\text{стан})}(\sigma_{s1}, \sigma, \mu, \varphi) - \frac{Q_s}{4\pi\sigma_0} \int_{\frac{\sigma_{s0}}{\sigma_0}}^{\frac{\sigma_{s1}}{\sigma_0}} \frac{1}{\eta^2} e^{-4\pi\sigma_0 t \eta} d\eta + \\ &+ \sum_{n=1}^{N_s} (2n+1) \left\{ P_n(\cos \gamma) (B_n(\sigma_{s0}, \sigma, t) - B_n(\sigma_{s1}, \sigma, t)) + P_n(\cos \gamma_1) (D_n(\sigma_{s0}, \sigma, t) - D_n(\sigma_{s1}, \sigma, t)) \right\}.\end{aligned}\quad (\text{П1.37})$$

5. ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

ПРИ $t \rightarrow \infty$

Асимптотические формулы при $t \rightarrow \infty$ для решений (П1.35–П1.37) можно найти, используя метод Лапласа. Определяющую роль здесь играет

поведение подынтегральных функций интегралов (П1.33, П1.34) в окрестности точки $\eta = 1$. Так как функция $\tilde{C}_n^{(1)}(\sigma, \sigma_{s0}, \eta)$ симметрична по переменным σ и σ_{s0} , то главный асимптотический член во всех формулах (П1.35, П1.36, П1.37) одинаков, и асимптотическая формула имеет вид:

$$\Phi_s(\sigma, \mu, \varphi, t) \approx \Phi_s^{(\text{стан})}(\sigma, \mu, \varphi) + \frac{\exp(-4\pi\sigma_0 t)}{4\pi\sigma_0 t \ln^2(4\pi\sigma_0 t)} f_s(\sigma, \mu, \varphi), \quad 4\pi\sigma_0 t \gg 1, t \rightarrow \infty. \quad (\text{П2.1})$$

Здесь

$$\begin{aligned}f_s(\sigma, \mu, \varphi) &= f(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi) - f(\sigma, \sigma_{s1}, \mu, \varphi), \\ f(\sigma, \sigma_{s0}, \mu, \varphi) &= \frac{Q}{4\pi\sigma_0} \sum_{n=1}^{N_s} (2n+1) \left\{ a_n(\sigma, \sigma_{s0}) P_n(\cos \gamma) + b_n(\sigma, \sigma_{s0}) P_n(\cos \gamma_1) \right\}, \\ a_n(\sigma, \sigma_{s0}) &= \frac{1}{2} (\tilde{a}_n(\sigma, \sigma_{s0}) + \tilde{\tilde{a}}_n(\sigma, \sigma_{s0})),\end{aligned}$$

$$b_n(\sigma, \sigma_{s0}) = \frac{1}{2}(\tilde{a}_n(\sigma, \sigma_{s0}) - \tilde{\tilde{a}}_n(\sigma, \sigma_{s0})),$$

$$\tilde{a}_n(\sigma, \sigma_{s0}) = \frac{\left(\frac{\sigma_0}{\sqrt{\sigma\sigma_{s0}}}\right)^{\xi_n+1} \tilde{V}_n\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}, \frac{\sigma_0}{\sigma_m}\right) \tilde{V}_n\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{s0}}, \frac{\sigma_0}{\sigma_m}\right)}{\tilde{W}_n^2\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_m}\right)}. \quad (\text{П2.2})$$

Отметим, что асимптотическая формула для сферического среднего от потенциала не получается из формулы (П2.1). Это связано с тем, что формулы (П1.36)–(П1.37) содержат интеграл, не-

зависящий от θ и φ . Именно этот интеграл определяет асимптотическую формулу для сферического среднего потенциала. Например, в области $h_{s1} < h < h_m$

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \Phi_s \sin \theta d\theta d\varphi \approx V_{\infty,s} - \frac{Q_s}{4\pi\sigma_{s0}} \frac{\exp(-4\pi\sigma_{s0}t)}{4\pi\sigma_{s0}t}, \quad t \rightarrow \infty. \quad (\text{П2.3})$$

Временной множитель формулы (П2.1) зависит от σ_0 , а формулы (П2.3) от σ_{s0} . Сферическое среднее приближается при $t \rightarrow \infty$ к $V_{\infty,s}$ снизу. Численные расчеты по формуле (П2.1) (см. рис. 2) показывают, что на верхней границе атмосферы в окрестности точек (θ_s, φ_s) и $(\pi - \theta_s, \varphi_s)$ потенциал Φ_s стремится к $\Phi_s^{(\text{стац})}$ сверху, а в окрестностях точек $(0, \varphi_s)$ и (π, φ_s) – снизу.

Полученные результаты этой статьи могут быть использованы при моделировании глобальной электрической цепи с учетом влияния магнитосферы на распределение электрического поля в атмосфере.

6. ОСНОВНЫЕ ВЫВООДЫ

1. В работе найдено аналитическое решение нестационарной задачи для потенциала электрического поля токового диполя в атмосфере, занимающей шаровой слой, проводимость которой экспоненциально возрастает по радиусу, с граничными условиями, учитывающими связь электрического потенциала и тока в магнито-сопряженных точках верхней границы шарового слоя. Аналитическое решение представляется формулами (П1.35)–(П1.37) для стационарного токового диполя и (9)–(11) для простейших случаев нестационарного тока.

2. Получено аналитическое выражение для функции Грина начально-краевой задачи, для уравнения, соответствующего уравнению (8) (формулы (10), (П1.27)).

3. Проведен численный анализ изменения потенциала электрического поля с течением времени

для модельных правых частей уравнения ($N_s = 20$) на радиальном луче расположения зарядов в нижней атмосфере. Показано монотонное стремление потенциала электрического поля с течением времени при $t \rightarrow \infty$ к стационарному потенциалу в окрестности отрицательного заряда грозового облака и немонотонное в окрестности положительного заряда.

4. Получены асимптотические формулы (П2.1)–(П2.2) для электрического потенциала токового диполя при $t \rightarrow \infty$, учитывающие зависимость от пространственных координат. Проведен анализ изменения потенциала электрического поля с течением времени в верхней части шарового слоя для токового диполя ($N_s = \infty$). Показано, что на оси расположения токового диполя на верхней границе атмосферы потенциал электрического поля с течением времени уменьшается, а на геомагнитных полюсах увеличивается.

5. При исследовании более сложных модельных задач с распределенным источником тока результаты, полученные в статье, могут оказаться полезными, так как позволяют записать аналитическое решение для широкого класса правых частей уравнения (8) в виде свертки с функцией Грина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз. 1100 с. 1963.

- Денисова Н.А., Калинин А.В. Влияние выбора граничных условий на распределение электрического поля в моделях глобальной электрической цепи // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 61. № 10. С. 831–842. 2018.
- Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука. 576 с. 1976.
- Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 736 с. 1973.
- Мареев Е.А. Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. Т. 180. № 5. С. 527–524. 2010.
- Мареев Е.А., Стасенко В.Н., Шаталина М.В., Деметьева С.О., Евтушенко А.А., Свечникова Е.К., Слюняев Н.Н. Российские исследования в области атмосферного электричества в 2015–2018 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 55. № 6. С. 79–93. 2019.
- Морозов В.Н. Математическое моделирование атмосферно-электрических процессов с учетом влияния аэрозольных частиц и радиоактивных веществ. Монография. Санкт-Петербург: изд-во РГГМУ, 253 с. 2011.
- Морозов В.Н. Модель нестационарного электрического поля в нижней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 2. С. 268–278. 2005.
- Hays P.B., Roble R.G. Quasi-static model of global atmospheric electricity. 1. The lower atmosphere // J. Geophys. Res. V. 84. № A7. P. 3291–3305. 1979.
- Kalinin A.V., Slyunyaev N.N. Initial-boundary value problems for the equations of the global atmospheric electric circuit // J. Math. Anal. V. 450. Iss.1. P. 112. 2017.
- Ogawa T. Fair-Weather Electricity // J. Geophys. Res. V. 90. № D4. P. 5951–5960. 1985.

Model of a Global Electric Circuit with Conditions at Magnetic Conjugate Points of the Upper Boundary of the Atmosphere in the Non-Stationary Case

N. A. Denisova*

National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (NNSU), Nizhny Novgorod, Russia

**e-mail: natasha.denisova@mail.ru*

A new analytical representation of the electric potential is obtained for the classical non-stationary model of the global electrical circuit of the atmosphere, occupying a spherical layer, the conductivity of which increases exponentially along the radius. The boundary conditions of the model take into account the relationship between the values of the electric potential and current at magnetically conjugate points of the upper boundary of the atmosphere. Using the obtained representation, the potential distribution for a current dipole in a spherical layer is analyzed. New asymptotic formulas for the electric potential of a current dipole at $t \rightarrow \infty$ at each point of the spherical layer are obtained. An analytical expression for the Green's function of the corresponding initial-boundary value problem is found.

Keywords: atmospheric electricity, global electric circuit, boundary conditions at magnetically conjugate points, non-stationary model, analytical solution

УДК 550.386+550.2

ПРОГНОЗ ГЕОМАГНИТНОЙ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ НЕЛОКАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

© 2025 г. С. М. Коротаев¹, *, В. О. Сердюк¹, Е. О. Киктенко¹, И. В. Попова¹,
Н. М. Буднев², Ю. В. Горохов³

¹Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли
им. О.Ю. Шмидта РАН (ЦГЭМИ ИФЗ РАН), Москва, Троицк, Россия

²Иркутский государственный университет (ИГУ), Иркутск, Россия

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

*e-mail: korotaev@gemrc.ru

Поступила в редакцию 13.08.2024 г.

После доработки 09.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Серия длительных экспериментов по изучению макроскопических нелокальных корреляций между случайными диссипативными гелиогеофизическими процессами и пробными процессами в детекторах выявила важные свойства макроскопической запутанности, предсказанные абсорбционной электродинамикой. Эти корреляции имеют запаздывающую и опережающую компоненты. Опережающей корреляции отвечает обратно-временная причинность (в силу случайности процессов это не приводит к общеизвестным парадоксам). Доминирующими глобальными процессами-источниками, вызывающими отклик детекторов, оказались солнечная, а также геомагнитная активность. Опережающие корреляции дают возможность прогноза случайных компонентов этих процессов. Продemonстрирована практическая реализуемость таких прогнозов с заблаговременностью несколько месяцев и с точностью, достаточной для всех практических целей.

Ключевые слова: геомагнитная активность, солнечная активность, макроскопическая нелокальность, случайные процессы, прогноз

DOI: 10.31857/S0016794025020084, **EDN:** CXQHGW

1. ВВЕДЕНИЕ

Опережающие (обратно-временные) квантовые нелокальные корреляции вытекают из различных теоретических соображений, и их существование подтверждено в соответствующих экспериментах [Elitzur and Dolev, 2003; Laforest et al., 2006; Lloyd et al., 2011; Ma et al., 2012; Megidish et al., 2013]. Универсальная трактовка симметричных запаздывающих и опережающих корреляций дана на основе абсорбционной электродинамики Уилера–Фейнмана [Cramer, 1980, 1986]. Наиболее интересно наблюдение нелокальных корреляций на макроуровне, где временные сдвиги за счет медленного диффузионного обмена запутыванием могут быть очень велики, так что возможно прогностическое приложение опережающей компоненты. В экспериментах по изучению не-

локальных корреляций крупномасштабных случайных диссипативных процессов мы опирались на уравнение макроскопической запутанности, которое связывает производства энтропии в пробном процессе-детекторе и в процессе-источнике с положительным и отрицательным временными сдвигами. В середине 1990-х годов на лабораторной установке в Троицке был начат первый долговременный эксперимент, задача которого заключалась в установлении корреляций между природными процессами-источниками и полностью изолированными от классических локальных воздействий пробными процессам в детекторах различных типов, а в дальнейшем — в исследовании возможностей их прогностических приложений. С 2012 г. параллельно ведется аналогичный, но более широкий эксперимент на

глубоководной установке на базе Байкальской нейтринной обсерватории. Число природных диссипативных процессов-источников, вызывающих заметный отклик детекторов, благодаря свойству моногамности квантовых корреляций, невелико. Доминирующим глобальным источником оказалась солнечная активность, более слабым, но хорошо выделяемым — геомагнитная активность. Оба эксперимента продолжаются в настоящее время.

В настоящей работе мы обобщаем результаты этих экспериментов, предвывая их кратким изложением теоретической основы и аппаратной реализации, основное внимание уделяя затем анализу данных в их прогностическом аспекте.

2. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ НЕЛОКАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ДИССИПАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Хотя в начале развития физики квантовой информации считалось, что явление запутанности и, соответственно, нелокальные корреляции могут наблюдаться только на микроуровне, довольно скоро было показано, что это не так [Horne and Majumdar, 1995]. Макроскопическое квантовое запутывание в настоящее время является предметом нарастающего потока исследований (например, [Amico et al. 2008; Kordas et al., 2012; Reid et al., 2012; Maldacena and Susskind, 2013; Lee et al., 2015]). При этом ключевую роль сыграло открытие конструктивной роли диссипации в генерации слабой, но ведущей к экспериментально наблюдаемым эффектам, естественной запутанности макросистем. Ввиду сложности явления, строгое теоретическое описание имеется пока лишь для немногих частных случаев. Однако в эксперименте можно руководствоваться общим, хотя и заведомо приближенным, уравнением макроскопической запутанности, основанном на аргументах абсорбционной электродинамики [Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018]:

$$\dot{S}_d = \sigma \int_V \delta (v^2 t^2 - x^2) dV, \quad (1)$$

где \dot{S}_d — производство энтропии на частицу в пробном процессе (детекторе); \dot{s} — плотность полного производства энтропии в источниках, интеграл берется по четырехмерному объему источников; σ — сечение транзакции (порядка сечения атома и стремится к нулю в классическом пределе): $\sigma \approx \hbar^4 / m_e^2 e^4$; m_e — масса электрона; δ — функция показывает, что процессы коррелируют с симметричным запаздыванием и опережением. Скорость распространения v для диффузионного обмена запутыванием может

быть очень мала. Соответственно, запаздывание и опережение могут быть велики.

Детектором может служить некоторый диссипативный случайный процесс, изолированный от классических локальных воздействий. Разработанная теория нескольких типов детекторов позволяет связать производство энтропии в пробном процессе с измеряемым сигналом; аналогично и производство энтропии в процессе-источнике может быть связано с подходящим индексом его активности. Это позволило тестировать уравнение (1) не только теоретически (на модели спинового газа [Calsamiglia et al., 2005]), но и экспериментально (на основе расчета производства энтропии при омической диссипации токов источника геомагнитных вариаций *Dst*) [Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018]. На практике, однако, проще изучать корреляцию непосредственно сигнала детектора с индексом активности источника.

Уравнение (1) в его простейшей форме не учитывает поглощение промежуточной средой. Его влияние, однако, качественно весьма примечательно. В работе [Hoyle and Narlikar, 1995] доказано, что, хотя уравнения абсорбционной электродинамики симметричны по времени, его фундаментальная асимметрия проявляется через асимметрию эффективности поглощения: поглощение запаздывающего поля является полным, а опережающего, напротив, обязано быть неполным. Это ведет к тому, что уровень опережающей компоненты нелокальной корреляции через экранирующую среду может быть выше запаздывающей.

3. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Хотя в качестве пробного можно использовать, вообще говоря, любой диссипативный процесс, его реальный выбор диктуется относительной величиной эффекта и теоретической “прозрачностью”, позволяющей связать измеряемый макропараметр (сигнал) с левой частью (1) и осознанно принять меры по экранированию и/или контролю всех возможных локальных шумообразующих факторов (температура, давление, локальное электромагнитное поле и т.п.). Из этих соображений было выбрано три типа детекторов: первый основан на спонтанных флуктуациях слабополяризуемых электродов в электролите, второй — на спонтанных флуктуациях темнового тока фотоумножителя (иначе говоря, оба основаны на измерении спонтанных флуктуаций высоты потенциального барьера), а третий — на флуктуациях подвижности ионов в малом объеме электролита (в электролитической ячейке). Были созданы две экспериментальные установки:

ЦГЭМИ-ИЗМИРАН (Троицк) с детекторами первых двух типов и установка МГТУ (Москва) с детекторами третьего типа. В обеих установках приняты исчерпывающие меры по экранированию и/или контролю и математическому учету (если полное экранирование невозможно) всех возможных классических локальных воздействий для каждого детектора [Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018]. Опыт показал, что в длительных экспериментах наиболее надежны детекторы электродного типа. Требование большой длительности эксперимента вытекает из того, что макроскопические нелокальные корреляции проявляются на крайне низких частотах (на периодах порядка месяца и более).

Основная проблема эксперимента, диктующая устройство детектора и первичную обработку сигнала, заключается в необходимости инструментального или математического исключения всех возможных локальных воздействий на сигнал детектора. Эти вопросы, как и другие метрологические характеристики установки, детально рассмотрены в работах [Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018; Коротаев и др., 2024]. Здесь мы лишь, ввиду контекста статьи, отдельно подчеркнем полное отсутствие отклика детектора, в пределах его чувствительности, на локальное магнитное поле до 1 мТл в диапазоне 0–1 Гц. Кроме того, установлено, что корреляция сигнала детектора с потоком космических лучей значительно слабее, чем непосредственно с индексами геомагнитной и солнечной активности. Упрощенная схема первого электродного детектора на основе морских слабополяризующихся графито-марганцевых электродов приведена на рис. 1.

В 2009 г. установка ЦГЭМИ-ИЗМИРАН была модифицирована, электродный детектор был заменен на новый, на основе серебряных-хлорсеребряных высококачественных метрологических морских слабополяризующихся электродов ХД-5.519.00, выпущенных единственной малой серией заводом “Эталон” (Киев). Эти электроды были разработаны для прецизионных измерений постоянного электрического поля в море и являются лучшими в мире по нечувствительности собственных потенциалов к физико-химическим условиям окружения. Кроме того, усовершенствован аппаратно-программный канал учета влияния температуры, учитывающий нелинейность и нестационарность этого влияния [Коротаев и Морозов, 2018; Коротаев и др., 2024].

В 2012 г. параллельно начат новый эксперимент на базе Байкальской глубоководной нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. Байкал — глу-

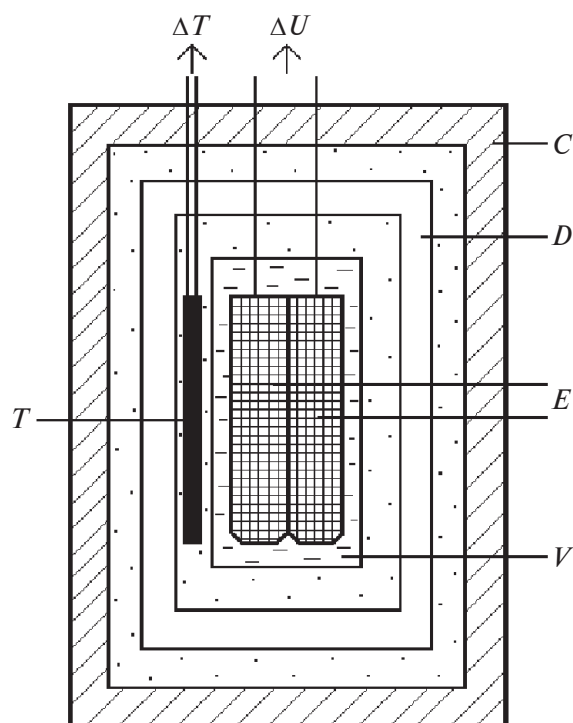


Рис. 1. Схема устройства детектора. *C* — корпус (толщина стенок 20 мм), *D* — дьюар, *V* — сосуд с электролитом, *E* — электроды (внутреннее устройство не показано), *T* — термодатчик.

Материалы: штриховка — капролон, двойная штриховка — эбонит, точки — воздух, незаштрихованный промежуток — вакуум.

бочайшее озеро в мире, и его мощный и спокойный водный слой представляет хорошую защиту от классических локальных воздействий. В частности, уже на глубине нескольких десятков метров естественное термостатирование оказывается лучше достижимого в обычных лабораторных условиях, а у дна температура постоянна с точностью до 0.01 К. С другой стороны, в водной толще Байкала могут быть легко реализованы измерения с детекторами при большом вертикальном разноме, что позволяет проверить предположение о доминировании внешних (гелиогеофизических) процессов, нелокально воздействующих на детекторы. Синхронные измерения с удаленной на 4200 км наземной лабораторной установкой ЦГЭМИ-ИЗМИРАН должны как верифицировать планетарный характер нелокальных корреляций с глобальными источниками, так и помочь в выделении региональных источников (в частности, землетрясений), изучение которых также входило в программу эксперимента. В качестве детекторов в глубоководной установке использу-

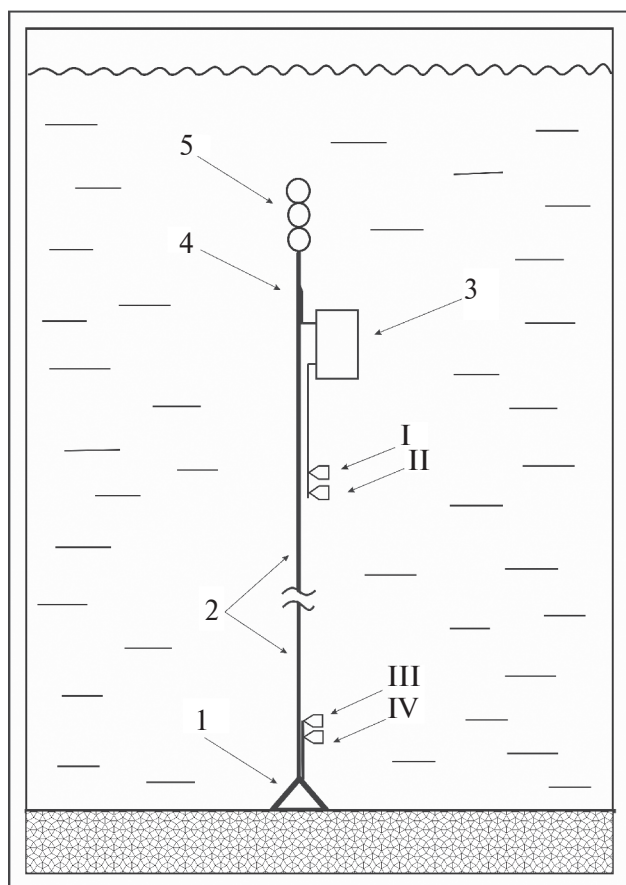


Рис. 2. Байкальская глубоководная установка. 1 — якорь; 2 — кабель-трос; 3 — блок электроники; 4 — буйреп; 5 — притопленный буй; I, II — верхний электродный детектор; III, IV — нижний электродный детектор.

ются пары электродов ХД-5.519.00, идентичных используемым в лабораторной установке. Две таких пары расположены на придонном и приповерхностном горизонтах. Кроме того, установка используется для мониторинга классического электрического поля на базе поверхность—дно. Подробное описание глубоководной установки приведено в работах [Коротаев и др., 2015; Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev et al., 2018b].

Установка полностью автономна, она размещена в 10 км от берега при глубине места 1367 м, ее упрощенная схема показана на рис. 2. Глубина расположения нижнего детектора (сигнал Ub) 1337 м, верхнего (сигнал Ui) — 47 м, блока электроники — 20 м, притопленного буя — 15 м. Установка работает годичными циклами: в марте каждого года она частично или полностью поднимается на лед для считывания данных и технического обслуживания.

4. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДАННЫХ

Данные обрабатывались методами спектрального, корреляционного и причинного анализа. Напомним существо последнего. Для любых переменных x и y можно определить в терминах шенноновских безусловных $S(x)$, $S(y)$ и условных $S(x|y)$, $S(y|x)$ энтропий функции независимости:

$$i_{y|x} = \frac{S(y|x)}{S(y)}, i_{x|y} = \frac{S(x|y)}{S(x)}, 0 \leq i \leq 1. \quad (2)$$

Грубо говоря, функции независимости ведут себя обратно модулю корреляционной функции. Однако, они характеризуют односторонние корреляции, которые асимметричны для причинно связанных переменных. Кроме того, они равно пригодны для любых линейных и нелинейных связей. Далее рассматривается функция причинности γ :

$$\gamma = \frac{i_{y|x}}{i_{x|y}}, 0 \leq \gamma < \infty. \quad (3)$$

По определению x — причина, а y — следствие, если $\gamma < 1$. И наоборот, y — причина, а x — следствие, если $\gamma > 1$. Физический смысл этого формального определения состоит в констатации необратимой потери информации при причинном переходе.

В терминах γ принцип классической причинности формулируется следующим образом:

$$\gamma(1 \Rightarrow \tau)0, \gamma > 1 \Rightarrow \tau < 0, \gamma \rightarrow 1 \Rightarrow \tau \rightarrow 0, \quad (4)$$

где τ — временной сдвиг y относительно x . Только в случае нелокальных корреляций может наблюдаться нарушение этого принципа. Это как раз случай слабой причинности [Cramer, 1980], которая не подчиняется комбинации неравенств (4). Нарушение неравенств (4) является свидетельством (достаточным условием) запутанности, то есть свидетельством нелокальной природы корреляций. Это не единственно возможное свидетельство запутанности, наряду с ним в анализе описанных экспериментов мы использовали более традиционный подход, не апеллирующий к временным сдвигам — нарушение неравенства стирингов [Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev et al., 2018a]. Но нарушение (4) — обратно-временная причинность (подчеркнем, в силу случайности процессов, не ведущая к какому-либо парадоксам) — более адекватное свидетельство в прогностическом контексте [Korotaev et al., 2005, 2018a, 2018b, 2020, 2022; Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018].

Медленная случайная компонента солнечной активности наиболее ярко выражена в перемежающихся колебаниях, занимающих диапазон квазипериодов примерно 50–500 сут [Lean and Brueckner, 1989]. Случайная компонента геомагнитной активности занимает тот же диапазон, но выделять ее несколько труднее, поскольку внутри диапазона лежат и детерминированные компоненты — годовая вариация и ее гармоники.

В качестве индекса солнечной активности используется поток радиоизлучения R . При этом оказалось, что максимум функции корреляции с сигнала детектора U с R (и минимум функции независимости U от R) наблюдаются в диапазоне частот R 610–2800 МГц. Примечательно, что этот диапазон отвечает излучению из верхов хромосферы — низов короны — слою максимального производства энтропии в солнечной атмосфере [Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018]. Сравнивая, но обычно меньшая корреляция, наблюдается с рентгеновским излучением. В качестве меры геомагнитной активности нами принят Dst -индекс.

Оптимальная широкополосная фильтрация для выделения случайных компонент во временных рядах ищется на основании подобия текущих спектров. Эта процедура описана на множестве примеров в работах [Korotaev et al., 2005, 2018a, 2018b, 2019, 2020, 2022; Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018; Коротаев и др., 2019].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлен пример результата причинного анализа сигнала электродного детектора установки ЦГЭМИ-ИЗМИРАН и солнечной активности. В опережающей области ($\tau > 0$) величины функций независимости U от R значительно ниже, чем в запаздывающей ($\tau < 0$), а функция причинности значительно больше 1. Глобальный минимум $i_{U|R} = 0.47^{+0.02}_{-0.01}$ и глобальный максимум $\gamma = 1.58 \pm 0.03$ наблюдаются при $\tau = 42$ сут. Нарушение неравенства (4) свидетельствует о нелокальной природе корреляции.

На рис. 4 результат представлен в терминах корреляционной функции. Главный максимум $r_{UR} = 0.51 \pm 0.02$ наблюдается при опережении $\tau = 42$ сут, в согласии с результатом причинного анализа.

На рис. 5 показана корреляционная функция сигнала детектора и геомагнитной активности, также демонстрирующая глобальный максимум $r_{UDst} = 0.70 \pm 0.02$ при $\tau = 42$ сут.

Такие корреляции позволяют решать прогнозистические задачи. Среди различных математических подходов, первым и весьма удачным оказался метод текущей импульсной переходной характеристики, учитывающий немарковский характер процесса в кусочно-линейном приближении. На обучающем интервале $[t_1, t_2]$ вычисляется импульсная переходная характеристика $g(\tau)$, которая свя-

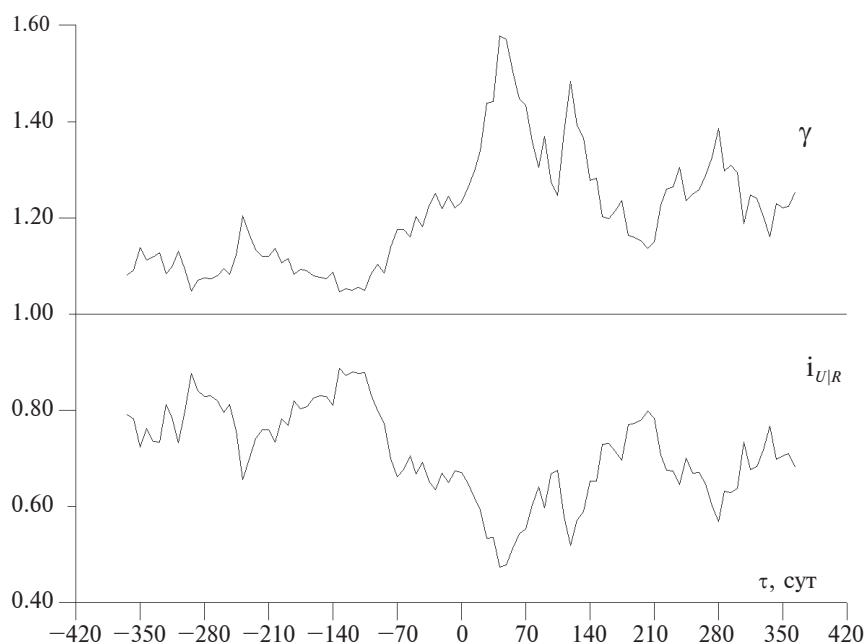


Рис. 3. Функции независимости и причинности сигнала детектора U и потока солнечного радиоизлучения R . $\tau < 0$ соответствуют запаздыванию U относительно R , $\tau > 0$ — опережению.

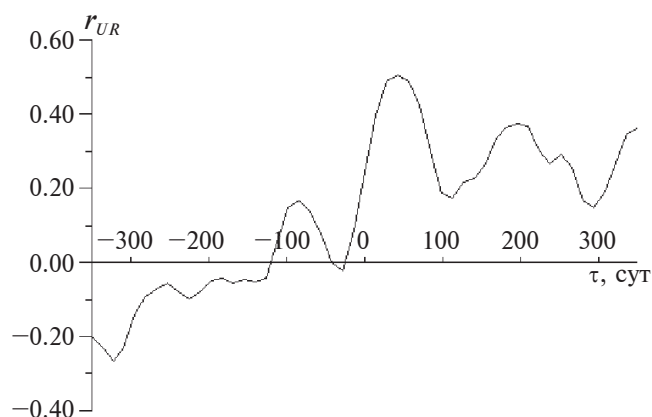


Рис. 4. Корреляционная функция сигнала детектора U и потока солнечного радиоизлучения R , $\tau < 0$ соответствуют запаздыванию U относительно R , $\tau > 0$ — опережению.

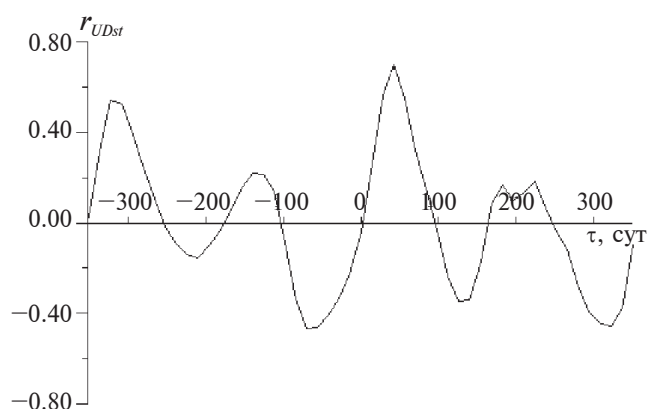


Рис. 5. Корреляционная функция сигнала детектора U и геомагнитной активности Dst , $\tau < 0$ соответствуют запаздыванию U относительно Dst , $\tau > 0$ — опережению.

зывает сигнал детектора X и прогнозируемый параметр Y , путем решения интегрального уравнения:

$$Y(t) = \int_{t_1}^{t_n} g(\tau) X(t - \tau) d\tau. \quad (5)$$

Полный обучающий интервал Y заканчивается последним наблюдаемым значением, а X — предшествующим на Δt . Найденная решением обратной задачи импульсная переходная характеристика используется на следующем интервале данных сигнала детектора, заканчивающемся последним измеренным значением, и прогнозируется одно значение Y с заблаговременностью Δt . Таким образом, решается прямая задача (5) на

интервале X , заканчивающемся последним наблюдаемым значением. На следующем шаге обучающий интервал подтягивался вперед на один дискрет, процедура повторяется и прогнозируется следующее значение Y . Это минимизирует влияние нестационарности и нелинейности. Устойчивость результата при необходимости улучшается оптимальной низкочастотной постфильтрацией (ценой небольшого уменьшения заблаговременности). Подробное описание реализации метода и его обсуждение приведены в работах [Коротаев и др., 2007; Korotaev, 2011; Коротаев и Морозов, 2018].

Рисунки 6 и 7 показывают результаты длительных ежесуточных серий прогнозов R и Dst с фикс-

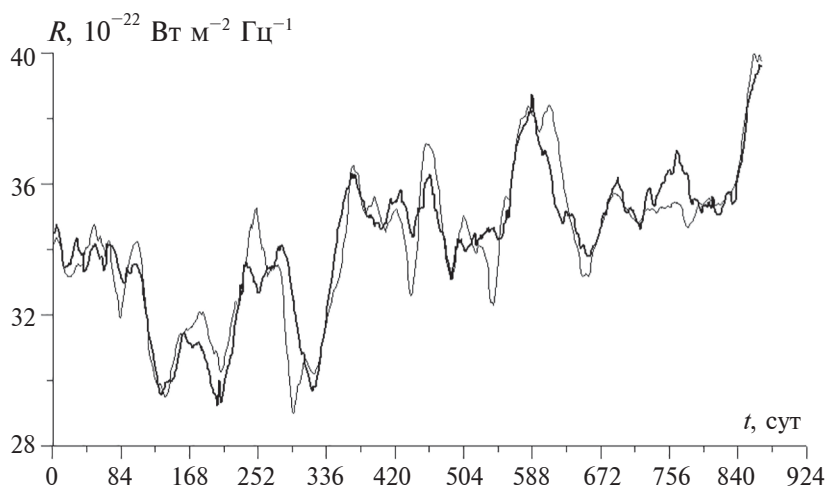


Рис. 6. Прогноз солнечной активности с фиксированной заблаговременностью 35 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчета времени 20 марта 1995 г. Среднеквадратичная погрешность прогноза $0.88 \cdot 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$.

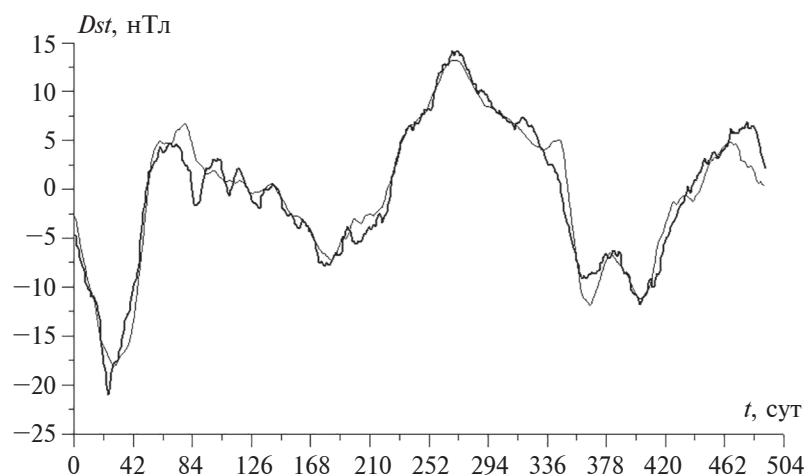


Рис. 7. Прогноз геомагнитной активности с фиксированной заблаговременностью 35 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчета времени 19 сентября 1995 г. Среднеквадратичная погрешность прогноза 1.7 нТл.

сированной заблаговременностью, отвечающей временному сдвигу (42 сут) глобального максимума корреляции. Фактическая заблаговременность несколько меньше величины этого сдвига за счет постфильтрации. Отличающиеся времена начала прогнозов для R и Dst связаны с различной оптимальной предфильтрацией пар $U-R$ и $U-Dst$, соответственно различно сокращающей исходные ряды.

К сожалению, положение глобального максимума корреляции существенно меняется со временем, и найти закономерность этой изменчивости пока не удалось. Хотя физическое моделиро-

вание указывает на обратную зависимость этого времени от энергии источника [Korotaev et al., 2019], в результатах натурного эксперимента это проявляется не более как тенденция. Так, по данным серии измерений около восьми лет спустя, глобальный максимум корреляции U как с R (0.92 ± 0.02), так и с Dst (0.87 ± 0.04) оказался при опережении 130 сут. Результаты прогнозов (при уменьшенной за счет постфильтрации заблаговременности 123 сут) показаны на рис. 8 и 9.

Байкальский глубоководный эксперимент отличается более высоким качеством данных, по сравнению с лабораторным, но данные получа-

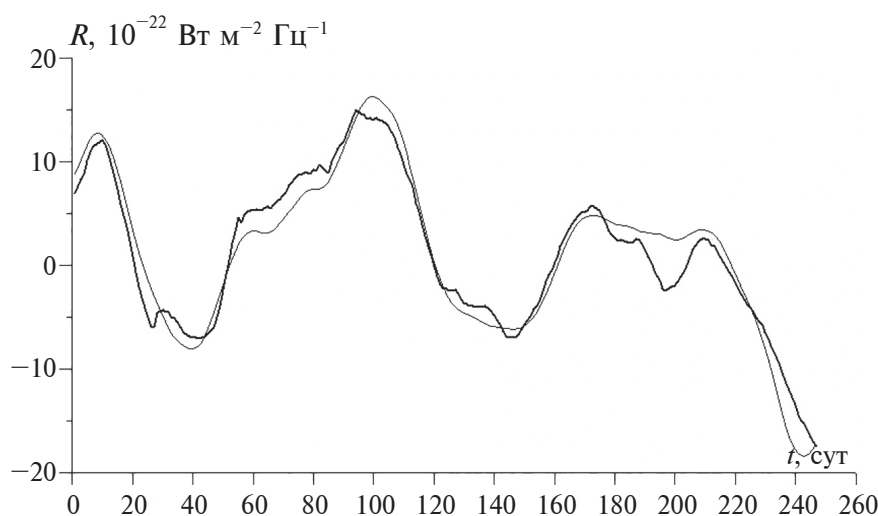


Рис. 8. Прогноз солнечной активности с фиксированной заблаговременностью 123 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчета времени 20 февраля 2003 г. Среднеквадратичная погрешность прогноза $2.9 \cdot 10^{-22}$ Вт м⁻² Гц⁻¹.

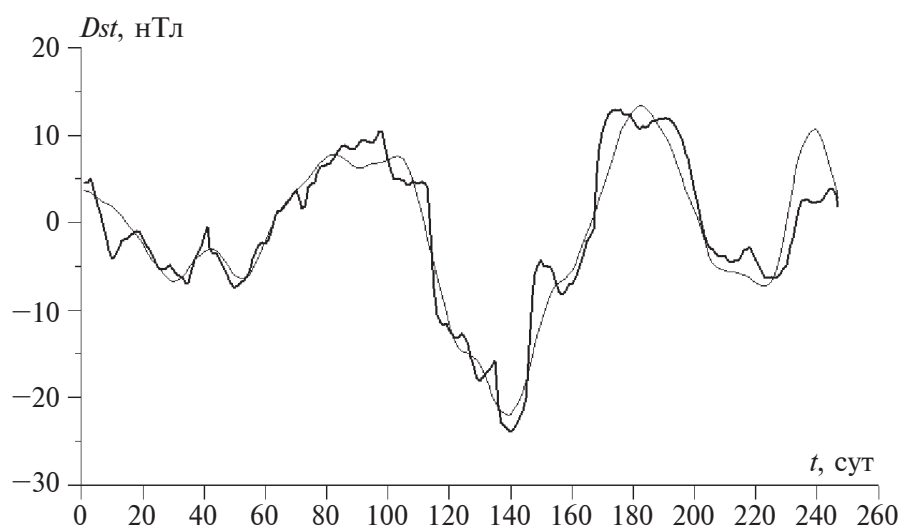


Рис. 9. Прогноз геомагнитной активности с заблаговременностью 123 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчета времени (в сутках) 20 февраля 2003 г. Среднеквадратичная погрешность прогноза 2.0 нТл.

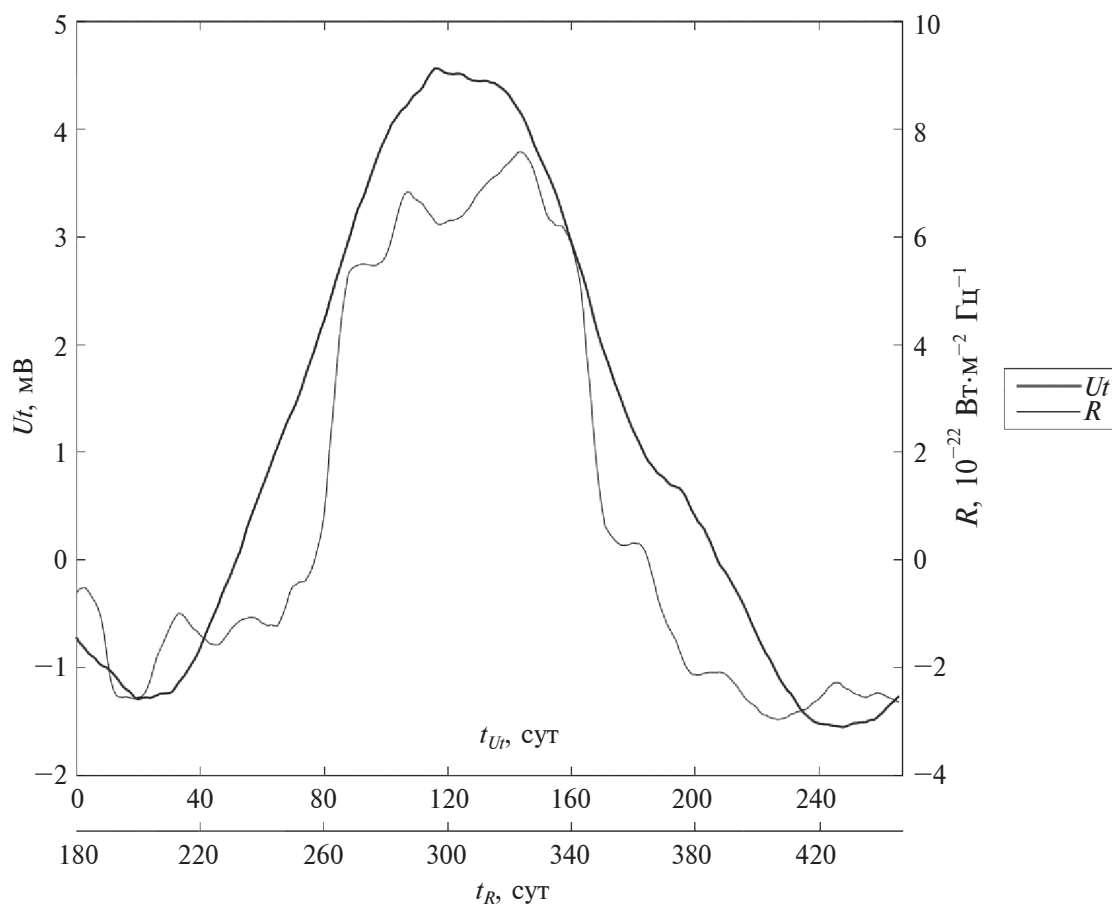


Рис. 10. Сигнал детектора Ut качественно прогнозирует вариацию солнечной активности R (относительно среднего уровня) с заблаговременностью 180 сут. Начало отсчета времени 4 ноября 2016 г.

ются сериями длиной около года, которые по методическим причинам почти никогда не удается объединить в более длинный ряд. Между тем, для любых самообучающихся прогностических алгоритмов длина ряда должна быть много больше оптимальной заблаговременности прогноза (определяемой наблюдаемым временным сдвигом корреляционной функции). При этом длина рядов всегда существенно сокращена применяемой оптимальной широкополосной фильтрацией. В задачах Байкальского эксперимента, связанных с прогнозом относительно маломасштабных региональных процессов, для которых временные сдвиги невелики, длительности получаемых рядов достаточно для их успешного решения. Для солнечно-геомагнитных прогнозов это пока невозможно (до планируемого в 2025 г. ввода в действие новой глубоководной установки, позволяющей вести непрерывные измерения неограниченной длительности).

Однако высокая корреляция с солнечной активностью наблюдается в подводных данных всегда. Заметим, что из двух детекторов: верхнего Ut и нижнего Ub , локальные помехи минимальны в нижнем, но в то же время, полезный сигнал в нем тоже ниже из-за экранирования вышележащей водной толщей. В результате отношение сигнал/шум в них сопоставимо; в годы высокой активности оно выше у Ub , в годы низкой — у Ut .

Хотя из-за ограниченности рядов настоящий количественный прогноз недоступен, качествен-

но продемонстрировать его возможность легко простым сдвигом фильтрованных рядов. Пример для серии, где глобальный максимум корреляции равен 0.95 ± 0.02 при опережении Ut относительно R на 180 сут, показан на рис. 10.

Сделать подобное по коротким рядам для геомагнитной активности труднее из-за требований к фильтрации. Тем не менее, как показывает рис. 11, это возможно (по последним данным установки, корреляция Ub с Dst 0.89 ± 0.04 при опережении Ub относительно Dst на 238 сут).

В то время как применимость данных подводной установки для прогнозов геомагнитной активности ограничена, на действующей в Байкальском эксперименте в качестве опорной обсерватории лабораторной установке накоплены длительные ряды, несмотря на также имеющиеся здесь технические перерывы. Самый длинный из них составил почти 8 лет (25.09.2009 г. — 15.04.2017 г.). Это позволяет корректно применить различные самообучающиеся прогностические алгоритмы, причем охватывая наиболее интересный диапазон квазипериодов от 1 до 4 лет, свободный как от внутригодовых периодичностей, так и главных гармоник 11-летнего цикла, т.е. диапазон, где случайная компонента в Dst преобладает.

Анализ показал, что глобальный максимум корреляции U с Dst достигает 0.97 при опережении U относительно Dst на 329 сут [Коротаев

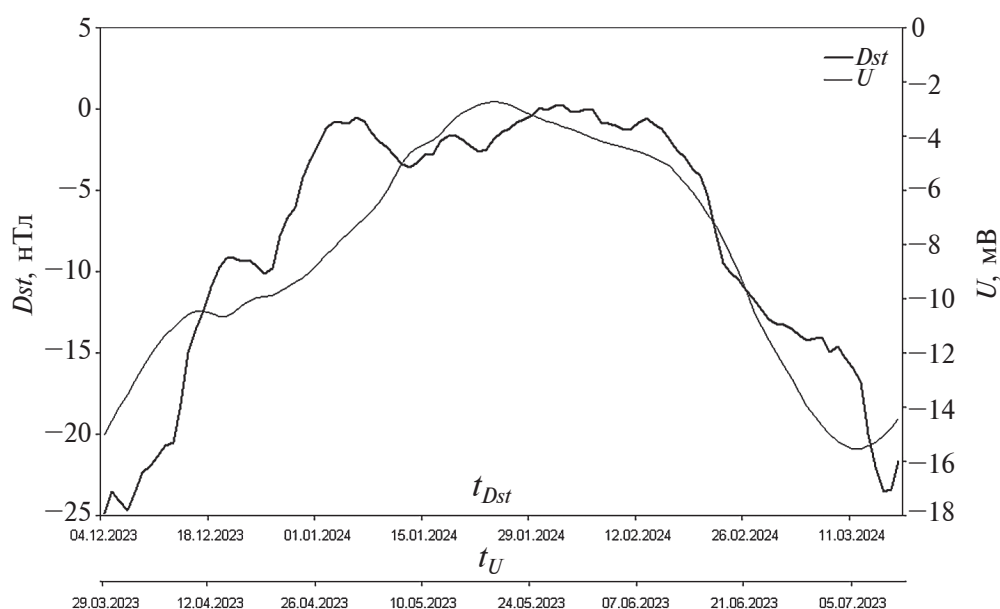


Рис. 11. Сигнал детектора Ub качественно прогнозирует вариацию геомагнитной активности Dst (относительно среднего уровня) с заблаговременностью 238 сут.

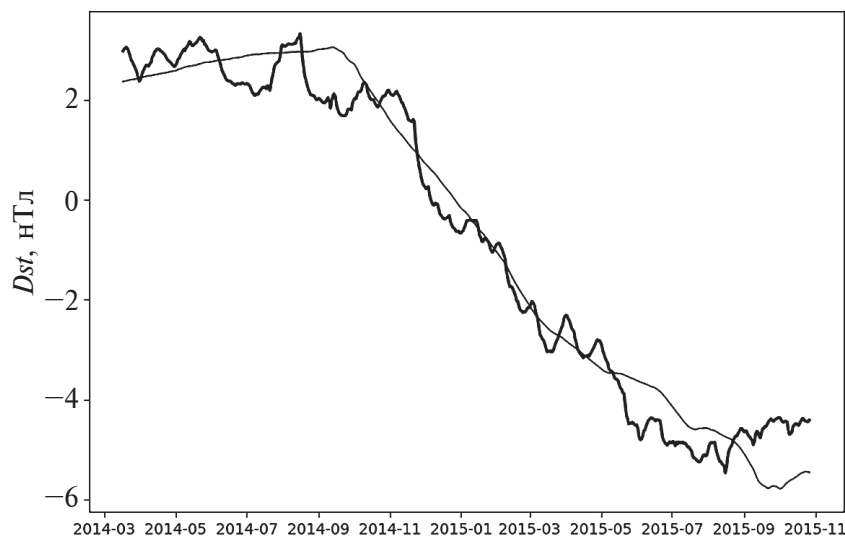


Рис. 12. Прогноз Dst методом текущей регрессии с фиксированной заблаговременностью 329 сут (тонкая линия) в сопоставлении с фактической кривой (жирная линия). Среднеквадратичная погрешность прогноза 0.99 нТл.

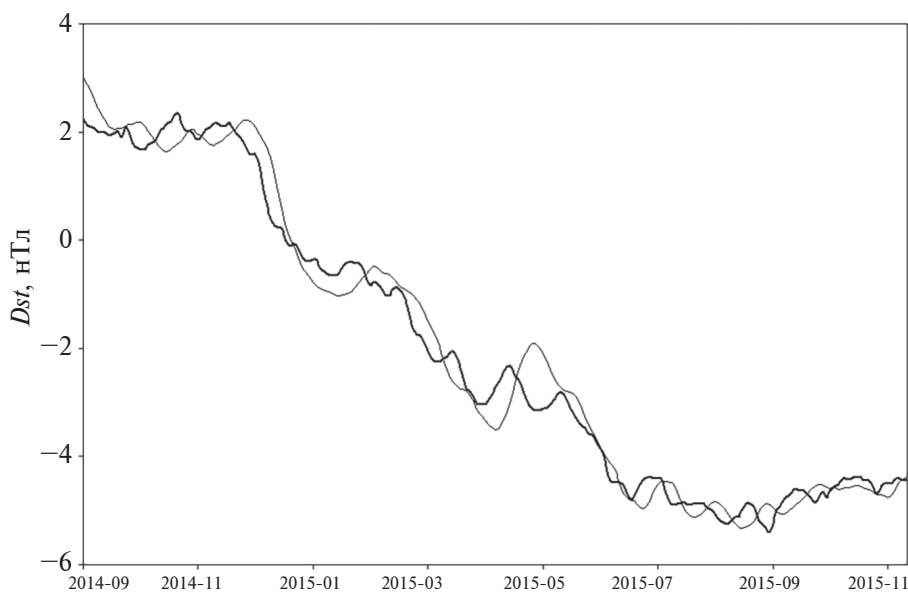


Рис. 13. Прогноз Dst методом текущей импульсной переходной характеристики с фиксированной заблаговременностью 329 сут (тонкая линия) в сопоставлении с фактической кривой (жирная линия). Среднеквадратичная погрешность прогноза 0.40 нТл.

и др., 2024], что определяет оптимальную заблаговременность прогнозирования.

Прогностические расчеты были выполнены тремя методами. Простейший — метод текущей регрессии, основан на кусочно-линейном марковском приближении, при этом он наименее требователен к длине обучающего интервала. Более сложный метод текущей импульсной пе-

реходной характеристики, описанный выше, также основан на кусочно-линейном приближении, но учитывает немарковский характер процесса. Наконец, нейросетевой метод обратного распространения ошибки наиболее трудоемок, но не накладывает никаких ограничений на характер связи процессов. Результаты применения всех трех методов показаны на рис. 12–14.

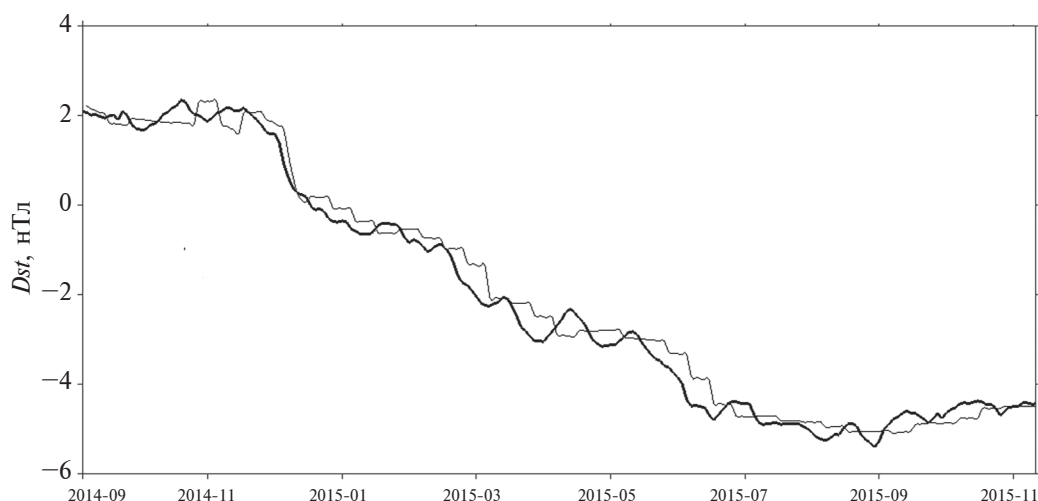


Рис. 14. Прогноз Dst методом текущей нейросети с фиксированной заблаговременностью 329 сут (тонкая линия) в сопоставлении с фактической кривой (жирная линия). Среднеквадратичная погрешность прогноза 0.29 нТл.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В серии натурных экспериментов сделан шаг к изучению важного свойства макроскопической запутанности — обратно-временного отклика детекторов нелокальных корреляций на некоторые гелиогеофизические процессы с большой случайной компонентой.

Экспериментально оценены количественные характеристики макроскопических нелокальных корреляций в обратном времени.

Продemonстрирована возможность использования этих корреляций для прогноза случайных вариаций геомагнитной и солнечной активности с точностью, достаточной для всех практических целей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кортаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Зурбанов В.Л., Миргазов Р.Р., Шнеер В.С., Мачинин В.А., Киктенко Е.О., Бузин В.Б., Панфилов А.И. Новые результаты мониторинга вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал на базе поверхность—дно // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 3. С. 406–418. 2015. <https://doi.org/10.7868/S001679401502011X>
- Кортаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Киктенко Е.О., Орехова Д.А. Новые результаты Байкальского эксперимента по прогностическому эффекту макроскопических нелокальных корреляций // Вестн. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. № 4. С. 56–72. 2019. <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2019-4-56-72>
- Кортаев С.М., Морозов А.Н. Нелокальность диссипативных процессов — причинность и время. М.: Физматлит, 216 с. 2018.

— Кортаев С.М., Сердюк В.О., Горохов Ю.В. Прогноз геомагнитной и солнечной активности на основе нелокальных корреляций // ДАН. Т. 415. № 6. С. 814–817. 2007.

— Кортаев С.М., Сердюк В.О., Попова И.В., Горохов Ю.В., Киктенко Е.О., Орехова Д.А. Эксперимент по долгосрочному прогнозированию геомагнитной активности на основе нелокальных корреляций // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 1. С. 141–148. 2024. <https://doi.org/10.31857/S0016794024010144>

— Amico L., Fazio R., Osterloach A., Vedral V. Entanglement in many-body systems // Rev. Mod. Phys. V. 80. № 2. P. 517–576. 2008. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.517>

— Calsamiglia J., Hartmann L., Dür W., Briegel H.-J. Spin gases: quantum entanglement driven by classical kinematics // Phys. Rev. Lett. V. 95. № 18. ID 180502. 2005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.180502>

— Cramer J.G. Generalized absorber theory and Einstein-Podolsky-Rosen paradox // Phys. Rev. D. V. 22. № 2. P. 362–376. 1980. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.362>

— Cramer J.G. The transactional interpretation of quantum mechanics // Rev. Mod. Phys. V. 58. № 3. P. 647–687. 1986. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.647>

— Elitzur A.S., Dolev S. Is there more to T? / The Nature of Time: Geometry, Physics and Perception. Eds. R. Buncery, M. Saniga, W.M. Stuckey. Dordrecht: Springer. P. 297–306. 2003. https://doi.org/10.1007/978-94-010-0155-7_31

— Home D., Majumdar A.S. Incompatibility between quantum mechanics and classical realism in the strong macroscopic limit // Phys. Rev. A. V. 52. № 6. P. 4959–4962. 1995. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.52.4959>

— Hoyle F., Narlikar J.V. Cosmology and action-at-a-distance electrodynamics // Rev. Mod. Phys. V. 67. № 1. P. 113–155. 1995. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.67.113>

- Korotaev S.M. Causality and Reversibility in Irreversible Time. Irvine, CA: Scientific Research Publishing, 130 p. 2011.
- Korotaev S., Budnev N., Serdyuk V., Kiktenko E., Gorohov J., Zurbanov V. Macroscopic entanglement and time reversal causality by data of the Baikal experiment // J. Phys. Conf. Ser. V. 1051. ID 012019. 2018a. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1051/1/012019>
- Korotaev S., Budnev N., Serdyuk V., Kiktenko E., Orekhova D., Gorohov J. Macroscopic nonlocal correlations in reverse time by data of the Baikal Experiment // J. Phys. Conf. Ser. V. 1557. ID 012026. 2020. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1557/1/012026>
- Korotaev S., Budnev N., Serdyuk V., Kiktenko E., Orekhova D., Gorohov J. Macroscopic nonlocal correlations by new data of the Baikal Experiment // J. Phys. Conf. Ser. V. 2197. ID 012019. 2022. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2197/1/012019>
- Korotaev S.M., Gorohov J.V., Serdyuk V.O., Novysh A.V. Response of macroscopic nonlocal correlation detector to a phase transition // J. Phys. Conf. Ser. V. 1348. ID 012041. 2019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1348/1/012041>
- Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Nalivayko V.I., Novysh A.V., Gaidash S.P., Gorohov J.V., Pulinetz S.A., Kanonidi Kh.D. Manifestation of macroscopic nonlocality in the processes of solar and geomagnetic activity // Vestnik of BMSTU. Special Issue. P. 173–185. 2005.
- Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Budnev N.M. Advanced response of the Baikal macroscopic nonlocal correlation detector to the heliogeophysical processes / Unified Field Mechanics II. Eds. R.L. Amoroso, L.H. Kauffman, P. Rowlands, G. Albertini. London: World Scientific. P. 375–380. 2018b. https://doi.org/10.1142/9789813232044_0035
- Kordas G., Wimberger S., Witthaut D. Dissipation induced macroscopic entanglement in an open optical lattice // Europhys. Lett. V. 100. № 3. ID 30007. 2012. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/100/30007>
- Laforest M., Baugh J., Laflamme R. Time-reversal formalism applied to bipartite entanglement: theoretical and experimental exploration // Phys. Rev. A. V. 73. № 3. ID 032323. 2006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.032323>
- Lean J.L., Brueckner G.E. Intermediate-term solar periodicities: 100–500 days // Astrophys. J. V. 337. P. 568–578. 1989. <https://doi.org/10.1086/167124>
- Lee S.-S.B., Park J., Sim H.-S. Macroscopic quantum entanglement of a Kondo Cloud at finite temperature // Phys. Rev. Lett. V. 114. № 5. ID 057203. 2015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.057203>
- Lloyd S., Maccone L., Garcia-Patron R., Giovannetti V., Shikano Y., Pirandola S., Rozema L.A., Darabi A., Soudagar Y., Shalm L.K., Steinberg A.M. Closed timelike curves via postselection: theory and experimental demonstration // Phys. Rev. Lett. V. 106. № 4. ID 040403. 2011. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.040403>
- Ma X.-S., Zotter S., Kofler J., Ursin R., Jennewien T., Brukner Č., Zeilinger A. Experimental delayed-choice entanglement swapping // Nat. Phys. V. 8. P. 479–485. 2012. <https://doi.org/10.1038/nphys2294>
- Maldacena J., Susskind L. Cool horizons for entangled black holes // Progress of Physics. V. 61. № 9. P. 781–811. 2013. <https://doi.org/10.1002/prop.201300020>
- Megidish E., Halevy A., Shacham T., Dvir T., Dovrat L., Eisenberg H.S. Entanglement swapping between photons that have never coexisted // Phys. Rev. Lett. V. 110. № 21. ID 210403. 2013. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.210403>
- Reid M.D., He Q.Y., Drummond P.D. Entanglement and nonlocality in multi-particle systems // Frontiers of Physics. V. 7. № 1. P. 72–85. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11467-011-0233-9>

Forecast of Geomagnetic and Solar Activity Based on Macroscopic Nonlocal Correlations

S. M. Korotaev^{1, *}, V. O. Serdyuk¹, E. O. Kiktenko¹, I. V. Popova¹, N. M. Budnev², J. V. Gorohov³

¹Geoelectromagnetic Research Centre, Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS (GEMRC IPE RAS), Moscow, Troitsk, Russia

²Irkutsk State University (ISU), Irkutsk, Russia

³Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: korotaev@gemrc.ru

A series of long-term experiments to study macroscopic nonlocal correlations between random dissipative heliogeophysical processes and probe processes in detectors revealed important properties of macroscopic entanglement predicted by absorber electrodynamics. These correlations have retarded and advanced components. The advanced correlation corresponds to time-reversed causality (due to the randomness of the processes, this does not lead to the well-known paradoxes). Solar as well as geomagnetic activity turned out to be the dominant global source processes causing the detector response. Advanced correlations make it possible to forecast the random components of these processes. The practical feasibility of such forecasts with a lead time of several months and with an accuracy sufficient for all practical purposes has been demonstrated.

Keywords: geomagnetic activity, solar activity, macroscopic nonlocality, random processes, forecast

УДК 550.383+550.389

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ 2D МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

© 2025 г. С. А. Меркурьев^{1, *}, С. А. Иванов^{1, **}, И. М. Демина^{1, ***}

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

*e-mail: sam_hg@hotmail.com

**e-mail: sergei.a.ivanov@mail.ru

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

Поступила в редакцию 28.05.2024 г.

После доработки 26.08.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Определение границ аномалеобразующих тел (глубинных источников) является важным шагом в интерпретации аномалий потенциальных полей при геофизических исследованиях. В данной работе для решения этой задачи предложен метод, основанный на непрерывном вейвлет-анализе магнитных профилей. Показано, что экстремумы вейвлет-преобразования с ядром в виде производных функции Гаусса разного порядка от магнитного поля, создаваемого отдельными телами простой формы, можно связать с их геометрическими параметрами. Для вейвлет-преобразования магнитного поля, создаваемого отдельными телами, с ядром в виде производных функции Гаусса разного порядка найдена связь между экстремумами вейвлет-преобразования и геометрией тел. Разработана методика определения границ блоков магнитоактивного слоя. Предложенный метод апробирован на модельных данных простейших одиночных тел и на спрединговой модели. Показана высокая разрешимость метода, позволяющего определять границы блоков спрединговой модели с точностью до 400 м. Метод был применен к реальному магнитному профилю, пересекающему типичную океаническую структуру: срединно-океанический хребет Рейкьянес. Полученные результаты подтверждают, что предложенный метод обладает гораздо более высокой разрешающей способностью по сравнению с методом аналитического сигнала и позволяет выделять узкие блоки. Для уточнения границ этих блоков предполагается разработка методики, основанной на результатах моделирования.

Ключевые слова: магнитоактивный слой, границы блоков, вейвлет-анализ, метод аналитического сигнала

DOI: 10.31857/S0016794025020097, **EDN:** CXXGOO

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача определения пространственной локализации и геологической структуры источников потенциальных полей по гравиметрическим и магнитным данным была и остается в центре внимания геофизиков, поскольку ее решение имеет решающее значение при планировании и организации поисковых и специальных работ, а также лежит в основе проведения фундаментальных и прикладных исследований. Для решения этой задачи существуют различные приемы обработки геофизической информации и методы анализа сигналов, такие как преобразование Фурье, филь-

трация, спектр мощности, производные и т.д., которые широко используются в геофизических моделях при исследовании структур Земли.

Для анализа магнитных данных предложено несколько методов, позволяющих интерпретировать геометрию источников. Среди них можно выделить методы, основанные на вычислении производных поля [Miller and Singh, 1994; Verduzco et al., 2004], [Wijns et al., 2005], [Cooper and Cowan, 2006], [Ferreira et al., 2013]. Эти методы просты в реализации и не требуют больших вычислительных затрат. Их обзор и сравнитель-

ный анализ можно найти в работах [Gunn, 1997; Nabighian et al., 2005; Cooper and Cowan, 2011].

Другая не менее важная задача при интерпретации магнитных аномалий состоит в определении глубины источника. Для решения этой задачи наибольшую популярность приобрели такие автоматические методы, как деконволюции Вернера [Werner, 1953] и Эйлера [Thompson, 1982; Reid et al., 1990], в которых проблема оценки глубины трансформируется в решение системы линейных уравнений. Другой подход к получению оценки глубины магнитоактивного слоя состоит в использовании спектрального анализа магнитометрических данных. По сути, этот метод представляет собой преобразование магнитного поля из пространственной области в частотную с использованием одно- или двумерного, в зависимости от вида исходных магнитных данных, преобразования Фурье с последующей его интерпретацией. Широкое распространение получил метод, предложенный в работе [Spector and Grant, 1970], где в качестве модели аномалеобразующих тел рассматривался ансамбль блоков различной глубины, ширины, толщины и намагниченности, и анализировалась форма спектра магнитных данных в зависимости от этих параметров. Возможность определения мощности магнитоактивного слоя по автокорреляционным функциям рассмотрена в работе [Портнова и др., 1987].

Перечисленные выше методы, как правило, используются для первичного анализа площадных данных (гридов) при исследовании структур Земли, поскольку позволяют быстро получить качественное представление об основных особенностях исследуемых регионов, при минимальных априорных представлениях. Получение количественных характеристик для более сложных тел и моделей требует применение более сложных методов и схем интерпретации.

Для идентификации границ аномалеобразующих тел хорошо известен и широко применяется метод аналитического сигнала [Nabighian, 1972; Nabighian, 1974]. Популярность этого метода обусловлена тем, что при его применении не накладывается никаких ограничений на форму искомого источника. Главное преимущество аналитического сигнала состоит в том, что для двумерных магнитных источников форма и расположение максимумов его амплитуды не зависят от направления намагниченности [MacLeod et al., 1993]. Это свойство обеспечило его широкое применение для интерпретации морских магнитных аномалий в силу независимости от направления древнего и современного поля, что исключало необходимость учета косости аномалий при опре-

делении местоположения вертикальных границ между блоками противоположной магнитной полярности, например, [Roest et al., 1992].

Однако было показано, что форма аналитического сигнала магнитного поля дипольного или сферического источника зависит от направления намагниченности, и максимумы его амплитуды не всегда расположены непосредственно над такими источниками, их смещение зависит от расстояния источник-наблюдение и сдвиг может составлять до 30% расстояния [Salem et al., 2002].

Ранее нами была исследована разрешающая способность метода аналитического сигнала [Иванов и Меркурьев, 2014], и на простейшем примере вертикальной дайки численно и аналитически были показаны трудности определения положения источника при больших соотношениях глубины залегания и ширины источника.

В последние годы широкое распространение при анализе сигналов получило вейвлет-преобразование. Основы теории вейвлет-преобразования и примеры его использования даны в отечественных и зарубежных обзорах [Астафьева, 1996; Moreau et al., 1977; Kumar, Foufoula-Georgiou, 1997]. Вейвлет-преобразования, как и преобразование Фурье и любое другое интегральное преобразование, наследует свойства анализируемой функции и базисного ядра [Глазнев, 2003]. Но в отличие от преобразования Фурье, в котором анализирующая функция покрывает всю временную ось, двухпараметрическая порождающая функция одномерного вейвлет-преобразования хорошо локализована и во времени, и по частоте. Это свойство позволяет получить больше информации о сигнале, но интерпретация вейвлет-спектра не так очевидна, как анализ преобразования Фурье. Предлагаются различные схемы интерпретации геофизических данных с использованием различных типов вейвлет-преобразования: так, в работах [Оболенский и Булычев, 2011; Кузнецов и Булычев, 2017] предложено использование комплексных вейвлетов Пуассона произвольного порядка. Результаты вейвлет-анализа наземных, аэромагнитных и аэростатных съемок в районе Курской магнитной аномалии описаны в работе [Иванов и др., 2002]. Гауссовы вейвлеты подробно исследуются в работе [Хвастунов, 1998]. В работе [Глазнев и Муравина 2020] рассмотрены свойства вейвлета типа “мексиканская шляпа” и предложено использовать в качестве материнской функции решение прямой задачи для данного типа тел. В работе [Sailhac et al., 2000] показано, как использовать комплексные вейвлеты для интерпретации аэромагнитных данных.

Предварительно нами проведено исследование возникающих ошибок и ограничений на моделях тел простой формы и предложены методы, позволяющие снизить уровень ошибок. Интерпретации магнитных аномалий над телами простой формы рассматривается в обширной геолого-геофизической литературе по разведочной геофизике, см., например [Gay, 1963; Захаров и Логачев, 1979], поскольку форма этих тел составляет значительный процент известных геологических и минеральных проявлений (дайки, жилы, разломы, контакты и слоистые породы). Кроме того, тела простой формы и их комбинации лежат в основе более сложных моделей, используемых при решении задач фундаментальной геофизики, одной из которых является интерпретация морских магнитных аномалий. Разработанные методические подходы были протестированы на спрединговой модели, а затем применены к реальному магнитометрическому профилю, пересекающему хребет Рейкьянес. Результаты вейвлет-анализа на модельных и реальных данных мы сопоставили с результатами применения метода аналитического сигнала.

2. ПРИМЕНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ К МОДЕЛЬНЫМ ПОЛЯМ

Вейвлет-преобразование W исходного сигнала f относительно вейвлет-функции ψ выражается формулой

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \psi^* \left(\frac{x-b}{a} \right) dx,$$

где $f(x)$ — анализируемый сигнал, a — масштаб вейвлета, b — сдвиг, ψ — порождающая функция. За счет a изменяется размер отрезка задания порождающей функции, а b задает локализацию порождающей функции вдоль анализируемого сигнала. Одно из наиболее важных свойств вейвлетов состоит в том, что они обеспечивают частотно-временную локализацию структурных особенностей анализируемого сигнала и позволяют проследить их изменение во времени.

К настоящему времени разработано большое количество семейств вейвлетов на основе разных ψ функций, обладающих широким спектром свойств, которые определяют их применение в той или иной задаче. Так, например, те вейвлет-семейства, которые имеют обратное преобразование, часто используются для фильтрации сигналов (см., например, [Воскобойников, 2015]). Для анализа спектрального состава и его изменения во времени полезным является непрерывный вейвлет Морли. Наша задача состоит в локализа-

ции особенностей исходного сигнала, связанных со структурными неоднородностями его источника. В работах [Кузнецов и Булычев 2017; Оболенский и Булычев 2011; Кузнецов и др., 2015] для этой цели был использован комплексный вейвлет Пуассона. Мы в данной работе предлагаем использовать семейство вейвлетов, построенных на производных функции Гаусса, с точностью до константы, выражающихся как

$$\psi(x) = (-1)^{m-1} \frac{d}{dx^m} \left[\exp \left(\frac{-x^2}{2} \right) \right],$$

где m — порядок производной. Выбор этого вейвлета обусловлен основной задачей интерпретации морских магнитных аномалий, состоящей в локализации границ блоков океанической коры с разной намагниченностью, что как раз и обеспечивается выбранным семейством вейвлетов. Действительно, подробный анализ свойств вейвлетов, построенных на производных функции Гаусса [Хвастунов, 2002], показал, что для сигнала по форме близкого к функции Гаусса, экстремумы его вейвлет-спектра, вычисленного при разных m , совпадают с экстремумами соответствующих производных сигнала. Мы использовали вейвлеты с $m = 1, 2, 3$. По модулю вейвлет-коэффициентов для каждого масштаба определяются координаты локальных максимумов, которые образуют вертикальные линии, параллельные оси масштабов. На первом этапе мы применили такой подход к анализу поля простых телологических образований.

2.1. Тела простой формы

Наиболее важное для интерпретации магнитных аномалий свойство вейвлет-преобразования с использованием производных функции Гаусса состоит в том, что координаты экстремумов этих вейвлетов совпадают с координатами экстремумов соответствующих производных наблюдаемого поля. Эти экстремумы определяются свойствами геологического объекта, и в том случае, когда для этих точек могут быть получены аналитические выражения, по найденным координатам экстремумов вейвлет-спектров и, предполагая форму тела, можно найти все его параметры. Для набора тел простой формы нами получены соответствующие формулы, которые могут быть использованы для определения их геометрических параметров (все необходимые формулы приведены в Приложении). Мы показываем это на примере нескольких тел простой формы. В работе рассматриваются только линейные структуры, бесконечного простираения по координате y . Сечения рассматриваемых тел показаны на рис. 1.

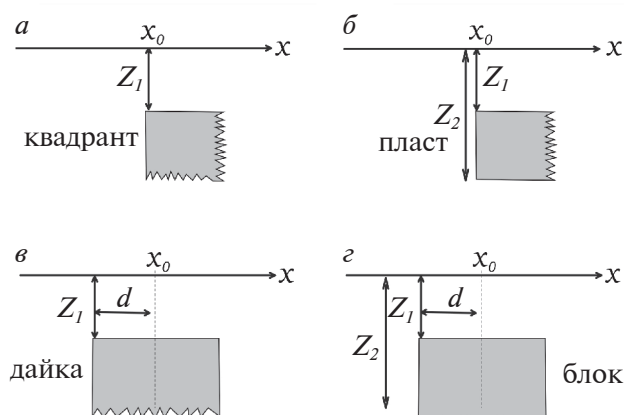


Рис. 1. Геометрия и параметры 2D геофизических моделей. (а) — квадрант, полубесконечное по вертикали и горизонтали тело; (б) — пласт, полубесконечный по горизонтали слой; (в) — дайка; (г) — блок.

2.1.1. Квадрант

Конфигурация, которая может рассматриваться как основной элемент в геометрии любого тела с прямоугольными границами, параллельными осям координат, — это тело с сечением в виде квадранта с вершиной в точке (x_0, z_1) (см. рис. 1а). Поле, создаваемое этим объектом, определяется формулой [Talwani, Heirtzler, 1964]

$$B_z = \arctg((x - x_0) / z_1).$$

Здесь и везде далее мы опускаем размерные множители, связанные с величиной намагниченности. Эта модель может быть применена к телам, вершины (углы сечения) которых размещены на значительное расстояние. В целом, предложенные методы работают тем лучше, чем ближе поле в окрестности вершины к полю квадранта.

По вейвлет-спектру мы можем определить положение экстремумов производных разного по-

рядка. У квадранта два параметра: x_0 — координата угловой точки сечения и z_1 — глубина до верхней кромки (далее, просто глубина). Согласно (П1) экстремум первой производной достигается в угловой точке x_0 . А два экстремума второй производной с координатами $x_{\pm} = x_0 \pm \sqrt{3/3} z_1$ (П2) позволяют оценить глубину z_1 . Третья производная имеет три экстремума: центральный совпадает с положением угловой точки, расстояние от двух боковых до центра равно глубине (П3). Пример определения параметров квадранта с заданными параметрами $x_0 = 2$ км и $z_1 = 3$ км показан на рис. 2. На рисунке 2х-координата задана в км, масштабы пересчитаны в км, сплошными линиями показаны изолинии модулей вейвлет-коэффициентов для трех производных. Для каждой производной точками обозначены координаты локальных максимумов. Хорошо видно, что эти точки выстраиваются в прямые, параллельные оси масштабов. По пересечениям этих прямых с осью x были определены параметры квадранта. В результате по 1-й производной (П1) получено значение $x_0 = 2.01$ км (рис. 2а), по 2-й производной (П2) — $x_0 = 2.005$ км и $z_1 = 3.003$ км (рис. 2б), по 3-й производной (П3) — $x_0 = 2.0$ км и $z_1 = 3.01$ км. (рис. 2в).

Точность определения x координаты вершины квадранта, практически, не зависит от его глубины. Так, в модельном примере глубина менялась от 0.5 до 4 км, при этом координата угла x_0 определялась с ошибкой не большей шага задания поля. Глубины, полученные по экстремумам 2-й и 3-й производных, совпадают с точностью до первых метров.

2.1.2. Полубесконечный по горизонтали пласт

Простейшим производным от квадранта телом можно считать полубесконечный по горизонтали пласт (см. рис. 1б). Такое тело можно считать составленным из двух квадрантов с намагниченно-

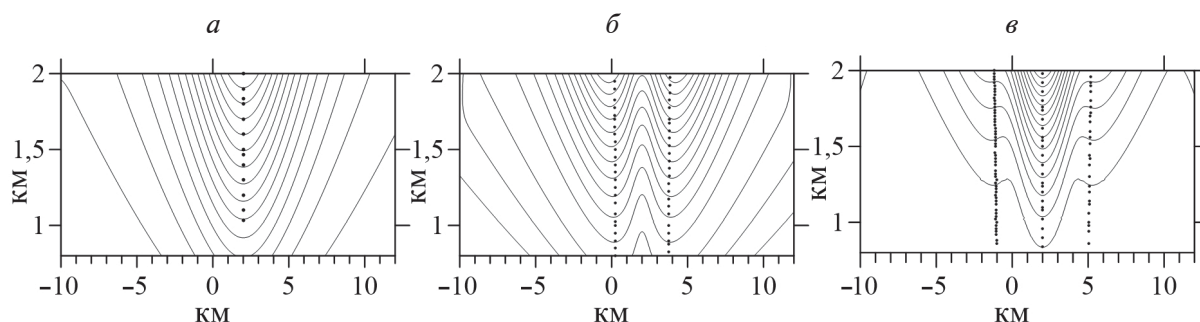


Рис. 2. Вейвлет-спектры поля квадранта для трех функций Гаусса. (а) — $m = 1$, (б) — $m = 2$ и (в) — $m = 3$, соответственно. Непрерывные линии — изолинии коэффициентов вейвлет-спектра, точки — положения локальных максимумов при фиксированном масштабе.

стью разного знака, и оно описывается 3-мя параметрами: 2 координаты верхней угловой точки (x_0 и z_1) и толщина $h = z_2 - z_1$. Поле, создаваемое таким телом, выражается формулой [Никитский, Глебовский, 1990]

$$B_z = \arctg((x - x_0) / z_1) - \arctg((x - x_0) / z_2).$$

Один из экстремумов 1-й производной совпадает с x_0 (координатой угловой точки). Два других экстремума x_{\pm}^1 (здесь нижние индексы — корни, а верхний — порядок производной) определяются нулями 2-й производной (П4).

В численных экспериментах получено, что ошибка определения координат x_0 по всем производным также, как и в случае квадранта, не превышает 10 м независимо от толщины. Что касается глубины и толщины пласта, то в предельных случаях, когда $z_2 \gg z_1$ задача сводится к предыдущей, а координаты дополнительных экстремумов стремятся к ∞ . Можно найти оценку глубины z_1 по экстремуму 3-й производной, приняв, что в случае пласта применима формула (П3) для квадранта. Тогда, зная положение экстремумов 1-й производной x_{\pm}^1 , получаем уравнение для определения z_2 (П5). Возможность применения этого приема для определения параметров пласта была исследована эмпирически. Расчеты проводились для трех значений глубины z_1 и восьми значений толщины h . Результаты приведены на рис. 3. На рисунке 3а разными символами показана зависимость ошибки определения глубины от толщины пласта (от 0.5 км — ● до 8 км — □). Получено, что

при глубине 1 км эта ошибка мало зависит от толщины пласта и не превышает по абсолютной величине 200 м. Но с ростом глубины толщина пласта оказывает решающее значение на ошибку определения глубины. Для глубины 4 км и толщины 0.5 км ошибка составляет уже 940 м. Ошибка определения толщины пласта показана на рис. 3б. Символами показана зависимость от глубины пласта. Хорошо видно, что для глубины 1 км (■) ошибка определения толщины мало зависит от заданной толщины пласта и не превышает 200 м. В то же время для тонкого слоя ошибка быстро растет с глубиной и составляет для $z = 4$ км (◆) 1200 м. Если перейти к безразмерным единицам, поделив и толщину, и ошибку ее определения на глубину (рис. 3в), то получаем, что относительная ошибка зависит только от относительной глубины и при $h/z_1 \gg 1$ пренебрежимо мала.

2.1.3. Дайка

Дайка или вертикальный пласт заданной ширины характеризуется также тремя параметрами: центр x_0 , полуширина d и глубина z_1 до верхней кромки (см. рис. 1в). Сечение S имеет вид $S = \{x_0 - d < x < x_0 + d, z < -z_1\}$. Создаваемое таким телом поле выражается формулой [Никитский, Глебовский, 1990]

$$B_z = \arctg\left(\frac{x - x_0 - d}{z_1}\right) - \arctg\left(\frac{x - x_0 + d}{z_1}\right).$$

Этот вид геологического объекта особенно важен для нас при поиске экскурсов в структуре

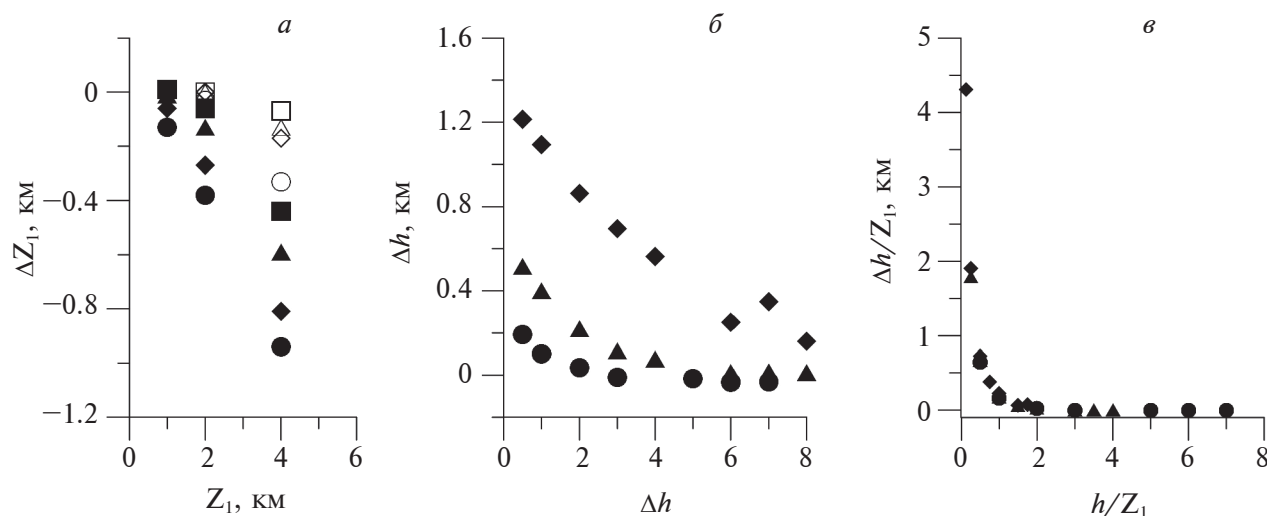


Рис. 3. Ошибки определения глубины и толщины пласта по 3-й производной. (а) — ошибка определения глубины, символами показана зависимость от толщины h в км: $h = 0.5$ — ●, $h = 1$ — ◆, $h = 2$ — ▲, $h = 3$ — ■, $h = 4$ — □, $h = 6$ — ○, $h = 7$ — △, $h = 8$ — □; (б) — ошибка определения толщины, символами показана зависимость от z_1 в км: $z_1 = 1$ — ●, $z_1 = 2$ — ▲, $z_1 = 4$ — ◆; (в) — относительная ошибка определения толщины в безразмерных единицах.

морских магнитных аномалий. Для дайки аналитически могут быть получены только экстремумы 1-й производной (П6). Что дает положение центра. Если рассматривать дайку как комбинацию двух разнесенных квадрантов, то координаты ее угловых точек могут быть определены по положению экстремумов 1-й и 3-й производных, что дает полуширину. Тогда глубина может быть вычислена из (П6). В случае дайки, экстремумы 3-й производной дают более точные значения координат угловых точек. Заметим, что глубина залегания магнитоактивного слоя в случае интерпретации морских магнитометрических данных часто может быть получена из батиметрии.

Эмпирически исследовался важный для интерпретации вопрос: при какой ширине дайки погрешность определения ее параметров тем же способом, что и для квадранта, пренебрежимо мала. Изменяя полуширину и глубину дайки и определяя точки экстремумов 1-й и 3-й произ-

водных, получаем оценки значений искомых параметров. Другими словами, мы полагаем, что

а) экстремумы 1-й и 3-й производных соответствуют угловым точкам дайки;

б) экстремумы 3-й производной определяют ее глубину по формуле (П3) для квадранта.

Ширина дайки принимала значения 0.5, 1, 1.5 и 2 км, а глубина изменялась от 1 до 8 км. Ошибки определения параметров дайки для всех возможных комбинаций заданных параметров показаны на рис. 4а и 4б. Важным аспектом является то, что рассматривались только узкие тела. Можно видеть, что глубина, оцененная по экстремумам 3-й производной (рис. 4а), получается несколько завышенной, но, практически, не зависит от ширины дайки. В то же время ошибка определения полуширины (рис. 4б) быстро растет с ростом глубины. Только в том случае, когда полуширина вдвое больше глубины, ошибка становится мала. Это связано с тем, что найденные по вейвлет-спектру координаты экстремумов

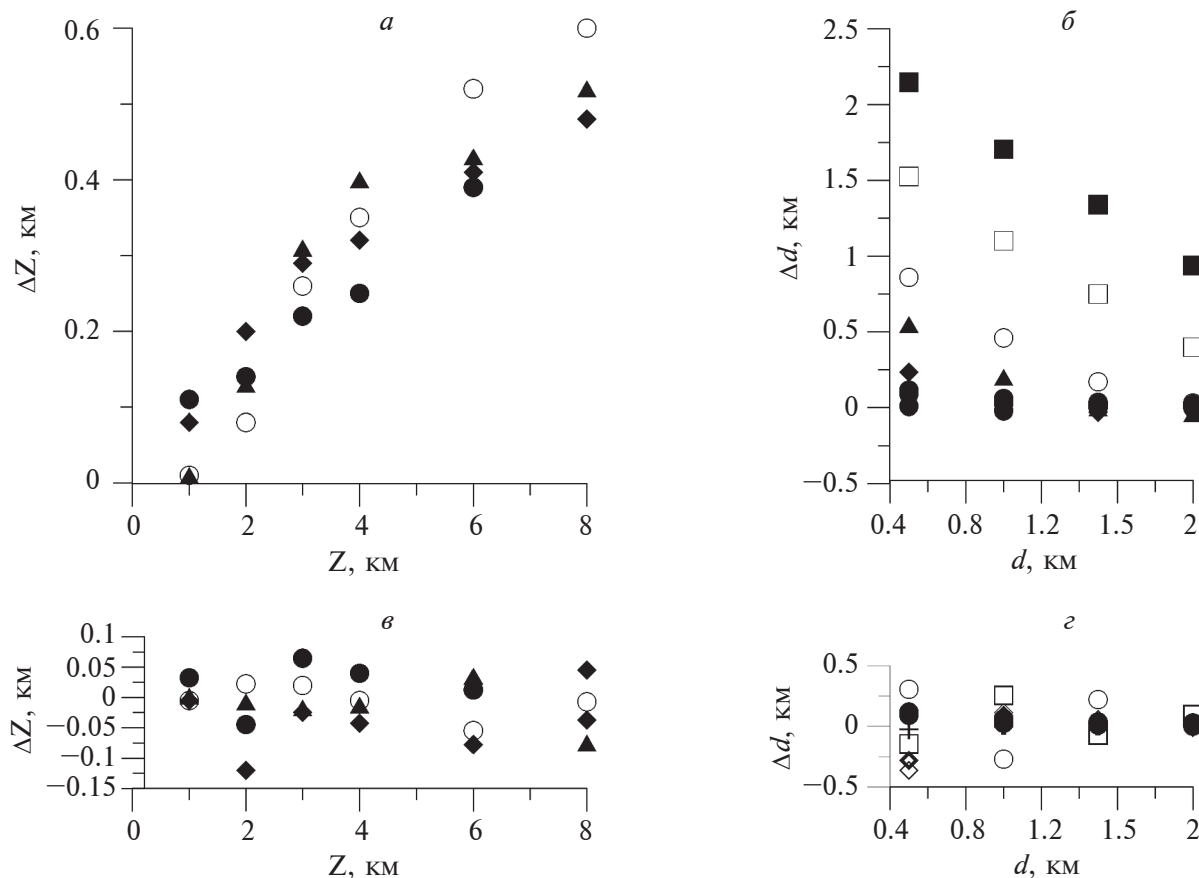


Рис. 4. Ошибка определения глубины и полуширины дайки по экстремумам 3-й производной. (а) — ошибка определения z ; (б) — ошибка определения полуширины; (в) — то же, что (а) после коррекции; (г) — то же, что (б) после коррекции; символы на (а) и (в) соответствуют разным полуширинам, на (б) и (г) — глубинам дайки.

и 1-й, и 3-й производных для дайки не совпадают с ее угловыми точками, как это было для квадранта, и расхождение растет с увеличением глубины. При большой глубине дайка представляется значительно шире, чем она есть на самом деле. Однако положение центра определяется с малой ошибкой, как и в случаях угловых точек квадранта и пласта.

Чтобы уточнить значение полуширины дайки d , можно использовать явное выражение для координат x_{\pm}^1 экстремумов ее 1-й производной (П6). При этом полагаем z_1 и x_0 известными. После простых преобразований из (П6) получаем формулу для определения полуширины. Обозначив $x_{\pm}^1 x_0 = q$, запишем уравнение для полуширины как

$$d = \sqrt{2q\sqrt{q^2 + z_1^2} - q^2 - z_1^2}. \quad (1)$$

Из этой формулы следует, что расстояние экстремума до центра x_0 больше полуширины. Если глубина меньше полуширины, $\varepsilon = z_1/d < 1$, то формулу (1) можно приблизительно записать как $d = q(1 - \varepsilon^4/8)$. Если значение z_1 известно из независимых источников, по формуле (1) можно получить значения полуширины с ошибкой, не превышающей сто метров в самом неблагоприятном случае глубокой узкой дайки. Однако, если значение z_1 было определено по экстремумам 3-й производной (рис. 4а), то ошибка резко возрастает, более того, в ряде случаев в качестве полуширины получаются мнимые значения.

Оценки полуширины и глубины для дайки могут быть получены более точно, если усложнить задачу и для их определения привлечь экстремумы 2-й производной. При этом мы получаем систему двух уравнений с двумя неизвестными d и z_1 , x_0 считаем известным. Для получения первого уравнения приравнивалась к нулю 2-я производная (П7) при x , равном найденному экстремуму 1-й производной (П6). Для получения второго уравнения приравнивалась к нулю 3-я производная (П8) при x , равном найденному экстремуму 2-й производной (для простоты в формуле центр дайки имеет нулевую координату). Система решалась нами численно. Полученные из решения системы значения глубин и полуширин показаны на рис. 4в и 4г. Можно видеть, что при применении такого подхода погрешность может быть уменьшена в несколько раз. Однако в некоторых случаях решение системы неустойчиво и требует точного определения положения экстремумов, что напрямую зависит от шага задания исходного сигнала. В случае рассматриваемой модели для больших глубин потребовалось знание исходного сигнала с шагом в несколько метров.

Ранее в работе [Иванов и Меркурьев, 2014] была рассмотрена задача определения параметров дайки с использованием метода аналитического сигнала. Это позволяет на примере дайки сравнить интерпретационные возможности двух методов: вейвлет-анализа и метода аналитического сигнала. Для сравнения приведем результаты определения полуширины дайки к безразмерным единицам, поделив и полуширину, и ошибку ее определения на глубину дайки. На рис. 5 показан результат, полученный экспериментально для вышеприведенных значений параметров дайки и при использовании 1-й (треугольники) и 3-й (круги) производных. Для адекватного сравнения была вычислена теоретическая зависимость относительной ошибки вейвлет-анализа с использованием 1-й производной, на рис. 5 она показана сплошной линией. Аналогичная кривая для метода аналитического сигнала на рис. 5 показана пунктиром. Теоретические кривые для 3-й производной не вычислялись, в силу отсутствия для положения экстремумов аналитических выражений. Приведенные результаты наглядно демонстрируют, что в случае дайки вейвлет-анализ дает меньшую ошибку определения параметров по сравнению с методом аналитического сигнала. Кроме того, хорошо видно преимущество использования 3-й производной для определения полуширины дайки по сравнению с 1-й.

2.2. Модель трех блоков

Мы предполагаем использовать вейвлет-анализ для интерпретации морских магнитных аномалий. Поскольку магнитоактивный слой океанической коры можно представить как последовательность блоков (рис. 1г) бесконечного простирания в одном направлении, имеющих сечение в форме прямоугольника в перпендикулярном направлении, отличающихся намагниченностью, мы предварительно рассмотрели модель, состоящую из трех блоков. Такая модель может рассматриваться как комбинация простых тел с той особенностью, что наличие соседних источников представляет собой помеху, которая может оказать значительное влияние на результат интерпретации с применением выше рассмотренных методов. Возникающие при этом ошибки оценки параметров и возможные методы их снижения требуют отдельного рассмотрения.

Рассмотрим в качестве модели три последовательных блока, находящихся на одной глубине $z_1 = 3$ км, имеющих толщину $h = 0.4$ км, отличающихся полушириной и намагниченностью. Положим полуширины d равными 4.5, 0.5 и 5 км. Такую модель можно рассматривать как элемент

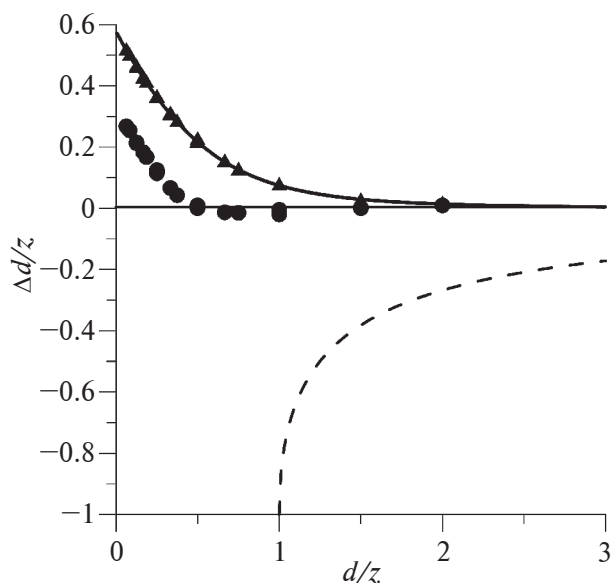


Рис. 5. Сравнение интерпретационных возможностей вейвлет-метода и метода аналитического сигнала. Сплошной линией показана теоретическая зависимость для вейвлет-метода, пунктиром — для аналитического сигнала, треугольники — значения, полученные по экстремумам 1-й производной, круги — то же по экстремумам 3-й производной.

океанического магнитоактивного слоя. Поле, создаваемое этой моделью, и его производные приведены на рис. 6.

На рис. 6 в блоке (а) показана заданная структура магнитоактивного слоя. Анализ вейвлет-спектров показал, оценки глубины до верхней кромки для всех блоков оказываются заниженными и колеблются от 2.7 до 2.85 км. Этот результат определяется малой толщиной слоя и соответствует оценкам, полученным ранее для модели слоя. Наилучшее совпадение с границами можно извлечь из положения экстремумов 3-й производной. Результат представлен на рис. 6 в блоке (б), при этом хорошо видно, что узкий блок представляется уширенным. Этот результат соответствует полученному выше для узкой дайки. Там же было показано, что уточнить полуширину можно на основе формулы (1). Параметром в этой формуле является положение центральной точки x_0 . Оценить положение центров блоков можно 3 способами: по положению экстремумов поля и по расстоянию между границами, определенными по 1-й и 3-й производным. Результаты представлены в табл. 1.

Можно видеть, что положение центра маленького блока определяется с малой ошибкой любым способом. Для крупных блоков определение цен-

тра по экстремумам поля и 3-й производной дают схожие результаты. Далее мы использовали положения центров, полученные по экстремумам 3-й производной, и по ним оценивали полуширины блоков. Значения заданных полуширин и полученных из вейвлет-спектра приведены в табл. 2 в соответствующих строках. Очевидно, что требуется коррекция не только для узкого блока. Для решения этой задачи применим методику, описанную выше для дайки. Будем считать известной глубину до верхней кромки, а за положения центров примем координаты, полученные по 3-й производной. Тогда, применив формулу (1) и решив полученные уравнения, вычислим новые значения полуширин блоков (шаг 1). Результаты, полученные на шаге 1, вынесены в табл. 2.

Легко убедиться, что для каждого контакта сумма, полученных после шага 1 значений полуширин меньше суммы расстояний между центрами каждой пары тел. Очевидно, что смещение экстремумов в сторону крупных тел приводит к тому, что оценки их центров оказываются сдвинутыми в сторону противоположных границ, что, в свою очередь, приводит к их заниженным размерам и наблюдаемой разности между суммами полуширин и расстояний между центрами тел. Для коррекции решения предлагается алгоритм, предполагающий варьирование положения центров крупных блоков и варьирование положения экстремумов 1-й производной центрального блока с последующим использованием формулы (1). Полученные в результате вышеописанного процесса положения центров приведены в табл. 1, а изменения полуширин — в табл. 2 в строках “После коррекции”. Результирующая конфигурация блоков показана на рис. 6в.

Проведенная интерпретация поля модели 3-х блоков показала, что узкий блок выделяется на фоне более крупных, полуширина его оказывается сильно завышена. Только применением формулы (1) не удастся восстановить положения центров блоков и их полуширины. Однако, используя процедуру минимизации невязки расстояний между центрами и сумм полуширин блоков для каждого контакта, можно снизить ошибки в первоначальных оценках параметров блоков. Возникающая вариационная задача требует отдельной проработки, но полученный результат позволяет надеяться, что такой подход может быть применен для интерпретации реальных данных. Следует отметить, что приведенные выше оценки ошибок определения параметров тел на основе экстремумов вейвлет-спектров представляют собой оценки снизу, для реальных данных ошибки могут быть больше.

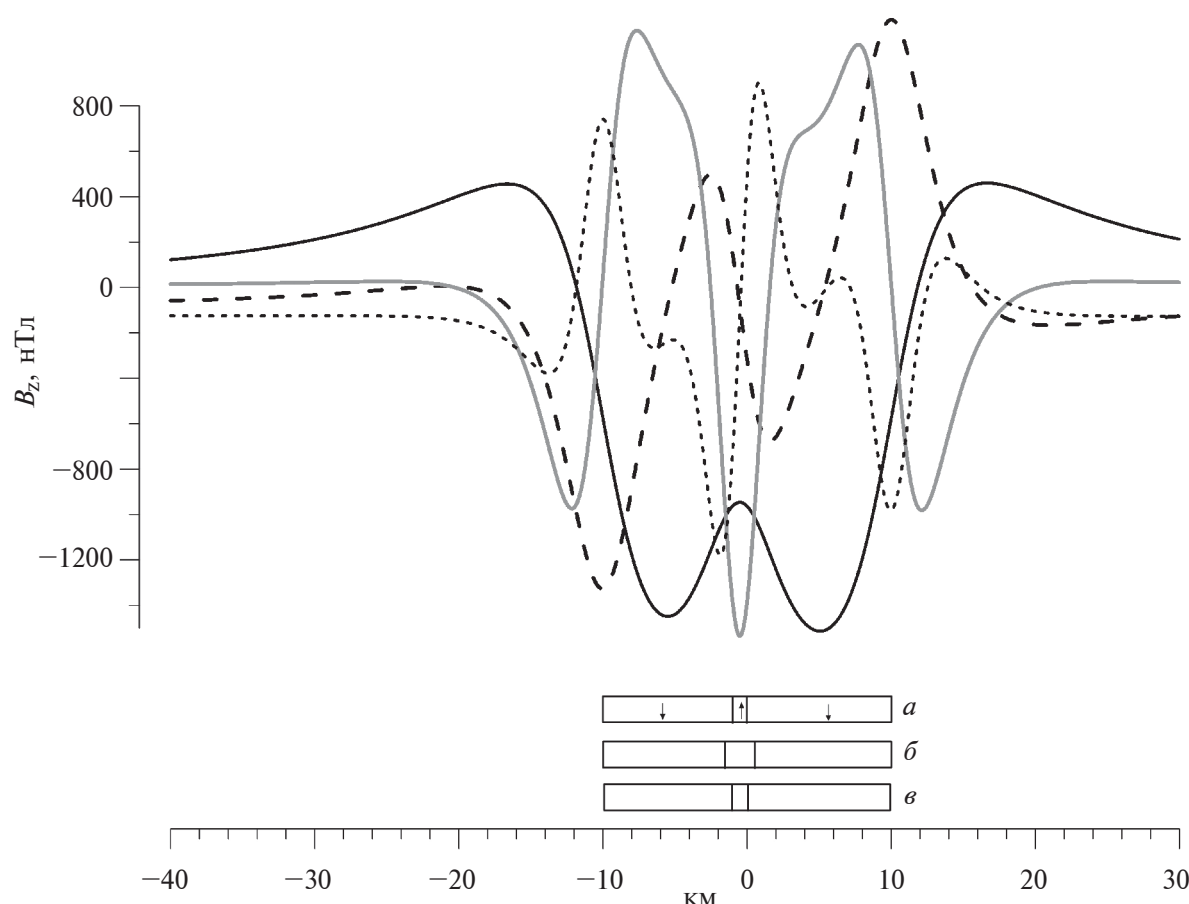


Рис. 6. Поле, создаваемое структурой из 3-х блоков, его производные и результат интерпретации. Жирной черной линией показано поле, длинный пунктир – 1-я производная, короткий пунктир – 2-я производная, сплошная серая линия – 3-я производная; (а) – заданная структура, (б) – первоначальная оценка, (в) – после коррекции.

Таблица 1. Координаты центров блоков до и после коррекции

Положения центров блоков x_c	x_{c1} , км	x_{c2} , км	x_{c3} , км
Заданные	–5.5	–0.5	5
По экстремумам поля B_z	–5.930	–0.557	5.550
По 1-й производной	–6.147	–0.557	5.590
По 3-й производной	–5.756	–0.497	5.263
После коррекции	–5.482	–0.506	4.984

Таблица 2. Полуширины блоков до и после коррекции

Полуширины блоков	d_1 , км	d_2 , км	d_3 , км
Заданные	4.5	0.5	5
Полученные по 3-й производной	4.236	1.023	4.7365
На шаге 1	4.136	0.582	4.657
После коррекции	4.443	0.575	4.956

3. ПРИМЕНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ОКЕАНИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

В силу своей природы магнитное поле океанической коры существенно отличается от поля коры континентальной. Согласно современным представлениям, магнитоактивный слой, ответственный за океанические магнитные аномалии, связан с инверсионно-спрединговым механизмом его формирования на осях срединно-океанических хребтов, представляющих собой цепочку активных вулканов. Изверженные на дне океана магматические породы в результате охлаждения приобретают термоостаточную намагниченность той эпохи геомагнитной полярности, когда произошло это событие. Анализ структуры возникающих при этом магнитных аномалий позволяет делать выводы о геологических процессах, протекавших десятки и сотни миллионов лет назад. Основная задача при анализе океанического поля состоит в определении

границ блоков разной намагниченности, идентификации и определении возраста соответствующей аномалии.

Теоретические вопросы возможности разрешения океанических магнитных аномалий с помощью метода аналитического сигнала были рассмотрены нами ранее в ряде статей [Иванов и Меркурьев, 2014; Иванов и Меркурьев, 2016], где на простейшем примере вертикальной дайки было аналитически и численно показано, при каких соотношениях глубины залегания и ширины источника возникают трудности определения его положения.

В данной работе мы использовали для анализа вейвлет-преобразование, применимость которого к интерпретации магнитных полей была протестирована на простых геологических структурах. Результаты приведены выше в данной работе. Поскольку применение вейвлет-анализа к классу океанических магнитных аномалий не поддается аналитическому исследованию, для начала мы провели численное тестирование этого метода на модельном примере, а затем на примере типичного магнитометрического профиля на срединно-океаническом хребте.

В данном разделе мы приводим сопоставление результатов определения границ (краев) источников аномалий (аномалеобразующих тел) для спрединговой модели методом аналитического сигнала и вейвлет-анализа.

3.1. Аналитический сигнал и его свойства

Напомним определение и основные свойства аналитического сигнала.

Аналитический сигнал определяется как квадратный корень из суммы квадратов вертикальной и двух горизонтальных производных аномалий магнитного поля ΔT [Roest et al., 1992].

$$|AS| = \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{\partial z}\right)^2}.$$

Здесь производная по z есть преобразование Гильберта горизонтальных производных [Nabighian, 1972], что позволяет строить модуль аналитического сигнала $|AS(x, y)|$ по заданной магнитной аномалии $\Delta T(x, y)$.

Метод аналитического сигнала полезен для определения местоположения вертикальных границ между блоками противоположной магнитной полярности океанической коры, например, [Roest, et al., 1992]. По мнению некоторых авторов, этот метод гораздо более надежен и эффективен, чем традиционный метод выбора путем

визуального сравнения наблюдаемых и синтетических моделей аномалий [Chaubey, 2002]. Согласно опыту других исследователей, метод не улучшил способность идентифицировать хроны разной полярности, в качестве возможной причины приводятся сложная геометрия и вращение намагниченных тел в осевой зоне медленно-спредингового хребта [Parnell-Turner et al., 2016].

Алгоритм и программа, с помощью которой проводились расчеты спрединговой модели и аналитического сигнала, использовали быстрое преобразование Фурье [Трошков и Шалаев, 1961; Schouten and McCamy, 1972], что способствовало быстрой вычислений.

3.2. Тестовый пример для спрединговой модели

В качестве модельного профиля нами были использованы магнитные аномалии, рассчитанные по, так называемой, спрединговой модели, которая широко используется в задачах анализа и интерпретации океанического магнитного поля. В основе этой модели лежит свойство высокой линейности структуры океанических магнитных аномалий. Обычная спрединговая модель представляет собой набор бесконечных блоков прямой и обратной полярности в соответствии с той частью временной шкалы инверсий, на которую приходится спрединг океанического дна в рассматриваемом регионе. Горизонтальный размер блоков определяется скоростью спрединга, с которой происходило разрастание океанического дна. За глубину залегания источников принимаются глубина океана плюс толщина осадочного слоя.

Спрединговая модель является одним из наиболее сложных объектов исследования, цель которого состоит в определении положения границ блоков, составляющих магнитоактивный слой. Возникающие при этом трудности связаны с целым рядом причин. Дело в том, что длина магнитометрических профилей, как правило, составляет несколько сотен километров, и количество блоков прямой полярности, составляющих магнитоактивный слой, может достигать нескольких десятков. Регистрация магнитного поля, как правило, осуществляется буксируемыми на поверхности океана магнитометрами, а магнитоактивный слой залегает на глубинах несколько километров. Поэтому согласно принципу суперпозиции в каждой точке профиля мы наблюдаем суммарное поле целого ряда удаленных источников. Восстановить по магнитным аномалиям структуру источников не всегда представляется возможным, особенно, если их горизонтальный размер существенно меньше глубины залегания.

В данной работе в качестве тестового примера был рассчитан теоретический магнитный профиль от спрединговой модели, которая была нами ранее использована при геохронологическом анализе магнитных аномалий, образовавшихся на границе Северо-Американской и Евразийской плит за последние 20 млн лет [Merkouriev and DeMets, 2008]. При расчете мы использовали временную шкалу инверсий [Gradstein et al., 2020], полная скорость спрединга 20 мм/год, толщина слоя 0.4 км, глубина залегания верхней кромки слоя 2 км. На рис. 7а показана структура магнитоактивного слоя в виде блоков прямой и обратной полярности. Блоки прямой полярности закрашены, отмечены границы хронов, которые необходимо определить по магнитным аномалиям с помощью вейвлет-анализа. Сплошной линией показан график теоретических магнитных аномалий, рассчитанных от этого магнитоактивного слоя.

К данному профилю был применен вейвлет-анализ с порождающей функцией, являющейся 3-й производной от функции Гаусса. Одновременно для сравнения проводился анализ методом аналитического сигнала. На рис. 7б показан график модуля аналитического сигнала, рассчитанного от магнитных аномалий. Локальные максимумы аналитического сигнала, согласно его свойствам, расположены над или вблизи границ аномалеобразующих тел. Результат вейвлет-анализа приведен на рис. 7г. Сплошными линиями показаны изолинии модуля вейвлет-коэффициентов, точками — локальные максимумы на каждом масштабе, масштабы пересчитаны в км. Сравнение полученных результатов вынесено в центральный блок (в). Здесь повторена модельная шкала, длинными вертикальными отрезками показаны положения экстремумов 3-й производной вейвлет-преобразования, перевернутыми треугольниками ▼ отмечены экстремумы, наиболее близко расположенные к искомым границам

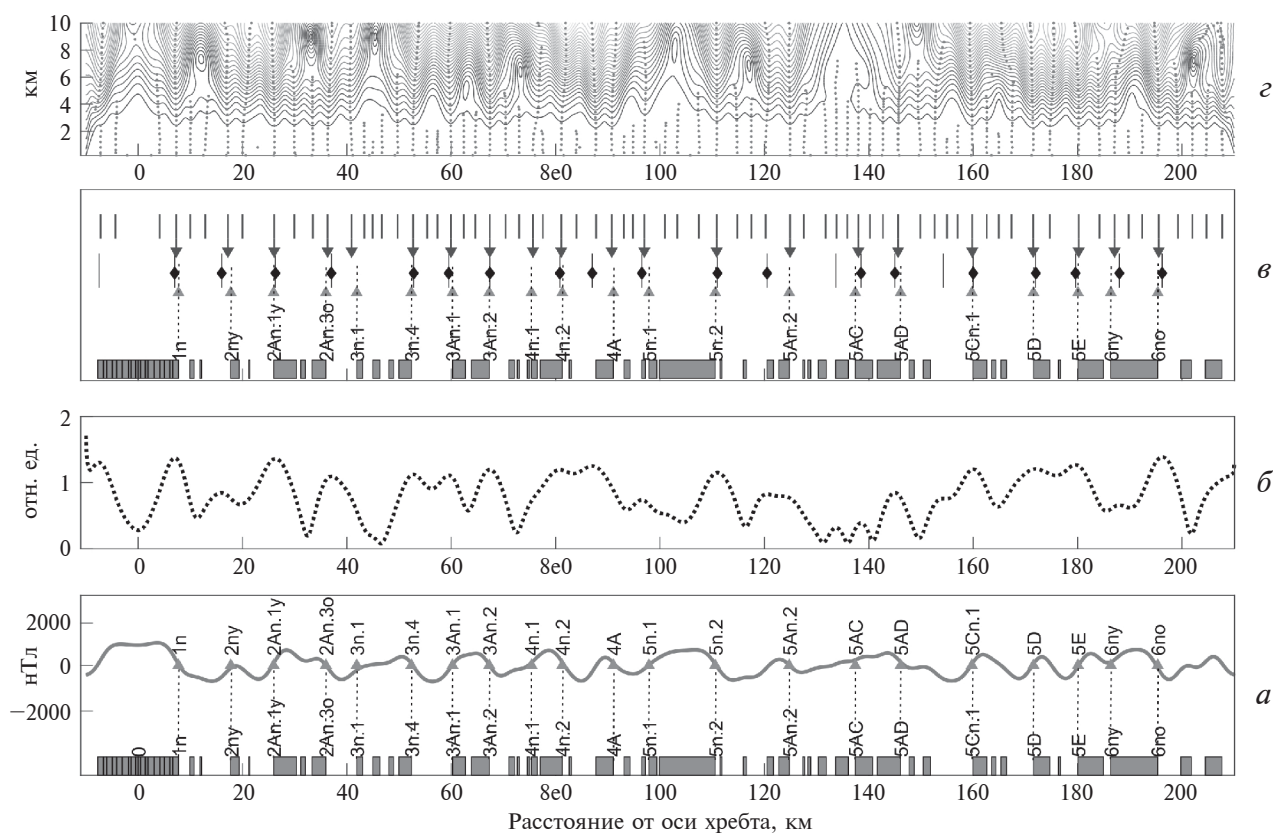


Рис. 7. Сравнение двух методов определения границ источников аномалий для спрединговой модели. (а) — магнитные аномалии, рассчитанные от спрединговой модели, темными прямоугольниками показаны блоки прямой полярности, буквенно-цифровыми символами — границы хронов; (б) — аналитический сигнал; (в) — сопоставление положения границ хронов: отрезки с ▲ — искомые границы тел, отрезки с ▼ — найденные с помощью вейвлет-анализа, отрезки с ◆ — найденные с помощью аналитического сигнала; (г) — вейвлет-преобразование, изолиниями показан модуль вейвлет-коэффициентов, прерывистая линия — локальные экстремумы.

хронов, треугольниками ▲ отмечены сами границы, а короткими отрезками с ромбом ◆ — показаны границы, определенные с помощью метода аналитического сигнала.

Как видно из рис. 7в, наблюдается довольно неплохое соответствие искомым и найденным границ обоими методами. Численные оценки отклонения найденных координат от искомым показывают, что модуль среднего отклонения, которое дает вейвлет-анализ, составляет 0.33 км, тогда как эта величина для метода аналитического сигнала равна 1.2 км. Кроме того, с помощью аналитического сигнала было выделено значительно меньшее количество границ блоков и, в частности, не удалось определить границу хрона 4n.1, тогда как с помощью вейвлет-анализа границы всех искомым хронов были определены.

3.3. Пример использования вейвлет-анализа на реальном магнитометрическом профиле, пересекающем хребет Рейкьянес

Описанную выше методологию мы применили к реальным данным для определения границ блоков аномалеобразующих тел по магнитометрическому профилю, пересекающему срединно-океанический хребет (хребет Рейкьянес). Такая задача является типичной при проведении геоисторического и кинематического анализа аномального магнитного поля, когда по магнитным аномалиям необходимо определить границы разновозрастных хронов, расположенных по обеим сторонам от оси хребта для последующего их совмещения с целью определения кинематических параметров вращения литосферных плит. В качестве такого профиля был выбран профиль KNOR24, пересекающий хребет Рейкьянес, расположенный в Северной Атлантике южнее Исландии (рис. 8). Для того, чтобы представить геологическую обстановку этого региона, напомним, что хребет Рейкьянес является дивергентной границей Северо-Американской и Евразийской плит, которые расходятся с полной скоростью спрединга около 20 мм/год [Merkouriev and DeMets, 2008].

Для хребта Рейкьянес характерны высокоинтенсивные аномалии с амплитудой 300–800 нТл и высокоинтенсивной осевой аномалией с амплитудой до 2500 нТл, приуроченной к оси хребта (рис. 8б). Рельеф океанического дна довольно изрезанный, особенно в осевой зоне хребта, которая представляет собой грабен с глубиной около 1000 м и шириной около 70 км, который переходит в плавно спадающий рельеф, характерный для склонов срединно-океанических хребтов (рис. 8а).

На рис. 8в показана теневая карта рельефа дна с вынесенными положениями изохрон и графика

ком наблюдаемых магнитных аномалий на магнитометрическом профиле KNOR24, полученном из базы данных NGDC [Heu, 2013]. Изохроны, показанные на рис. 8в различными маркерами, были получены нами в ходе исследования магнитометрических данных на границе Северо-Американской и Евразийской плит с целью построения кинематической модели высокого разрешения [Merkouriev and DeMets, 2008]. Всего были оцифрованы границы 21 инверсии в диапазоне возрастов 0.72–20 млн лет (аномалии 1n – 6n), средний интервал между хронами составил 1 млн лет. Оцифровка аномалий осуществлялась в ручном режиме с помощью программы, позволяющей путем визуального сопоставления модельного и наблюдаемого профиля выбирать точку на графике, соответствующую положению (границе) каждого хрона. Отметим, что точка, соответствующая границе хрона, у каждой аномалии не всегда приходится на участок графика, пересекающего горизонтальную нулевую ось или в месте максимального градиента графика поля, поэтому оцифровку аномалий не всегда удастся свести к формальной процедуре, которую можно запрограммировать.

С помощью вейвлет-анализа и метода аналитического сигнала по описанной выше методике были определены границы аномалеобразующих тел. Результаты анализа реальных данных приведены на рис. 9, который построен так же, как и рис. 7. График анализируемого магнитного профиля показан на рис. 9а, на который вынесены границы хронов, оцифрованные нами в ручном режиме [Merkouriev and DeMets, 2008; DeMets and Merkouriev, 2020]. Положение этих хронов мы рассматриваем как искомые границы источников, которые надо определить с помощью вейвлет-анализа и метода аналитического сигнала. В этом же блоке ниже показан магнитоактивный слой спрединговой модели, которую мы использовали ранее для тестирования. Напомним, что спрединговая модель была нами рассчитана при постоянной скорости спрединга 20 мм/год и избраженная здесь шкала служит для того, чтобы иметь возможность сопоставлять хроны, оцифрованные на наблюдаемом профиле, с соответствующими хронами на шкале.

На рис. 9б показан график амплитуды аналитического сигнала, вычисленный по магнитным аномалиям, наблюдаемым на профиле KNOR24. По локальным максимумам аналитического сигнала были определены границы источников, которые вынесены в виде черных отрезков с ромбами ◆ на рис. 9в. Границы, определенные по локальным максимумам, найденным с помощью

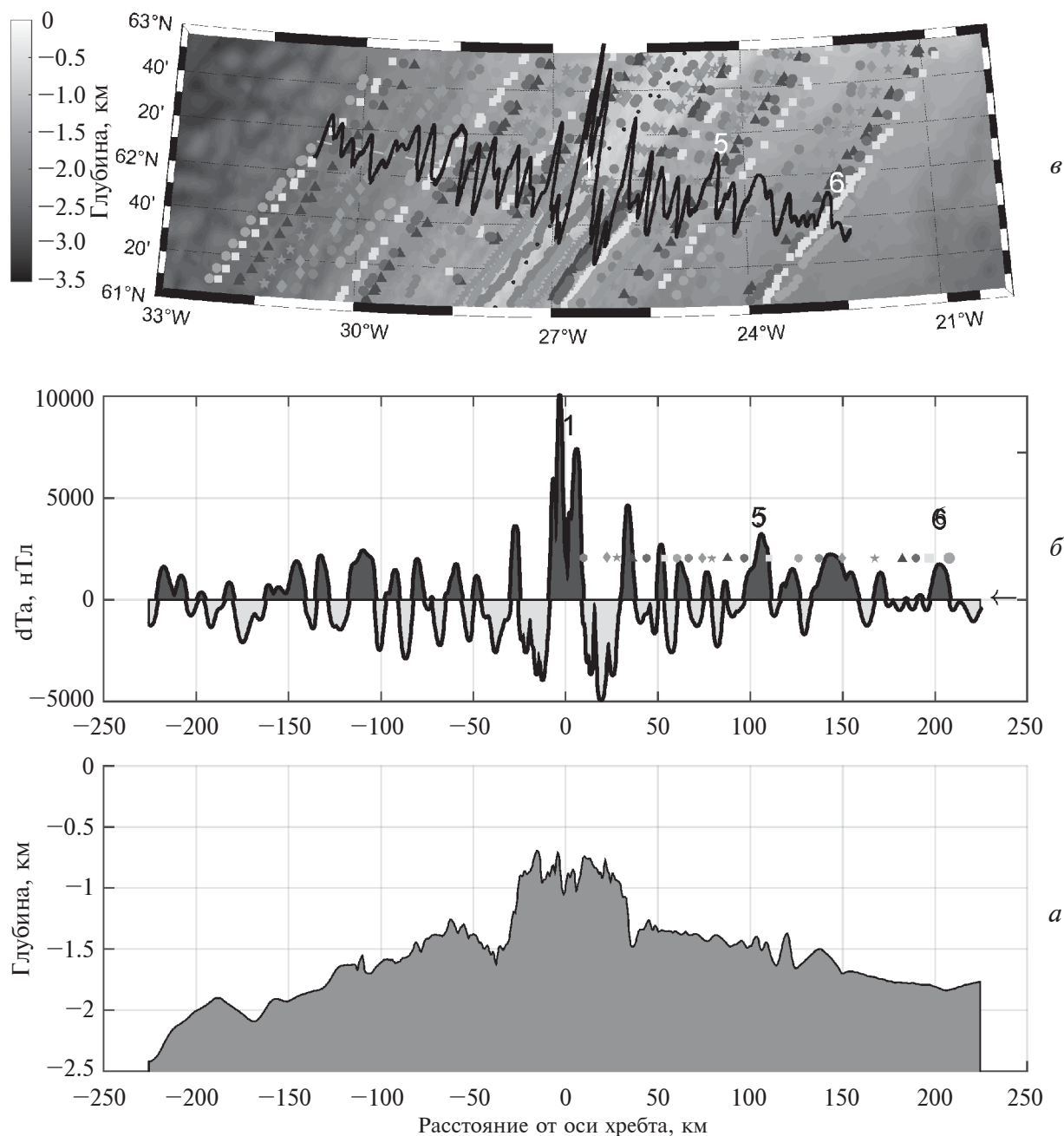


Рис. 8. Магнитометрический профиль, пересекающий хребт Рейкьянес в Северной Атлантике. (а) — рельеф дна; (б) — магнитные аномалии, измеренные на профиле KNOR24, символы — хроны; цифры — номера основных аномалий; (в) — теневая карта рельефа дна с вынесенными положениями изохрон и наблюдаемых магнитных аномалий на магнитометрическом профиле KNOR24, символы те же, что на (б).

вейвлет-анализа с порождающей функцией — 3-я производная от функции Гаусса (рис. 9г) показана на рис. 9в перевернутыми треугольниками ∇ . На этом же рисунке маркером \blacktriangle показаны искомые границы хронов.

Как видно из рис. 9в, также как и для спрединговой модели, наблюдается довольно неплохое

соответствие искомых и найденных границ, полученных с помощью вейвлет-анализа. Полученные для реального профиля численные оценки модуля отклонения найденных координат от искомых составили для вейвлет-анализ 0.25 ± 0.2 км, тогда как для метода аналитического сигнала — 1.5 ± 1.1 км.

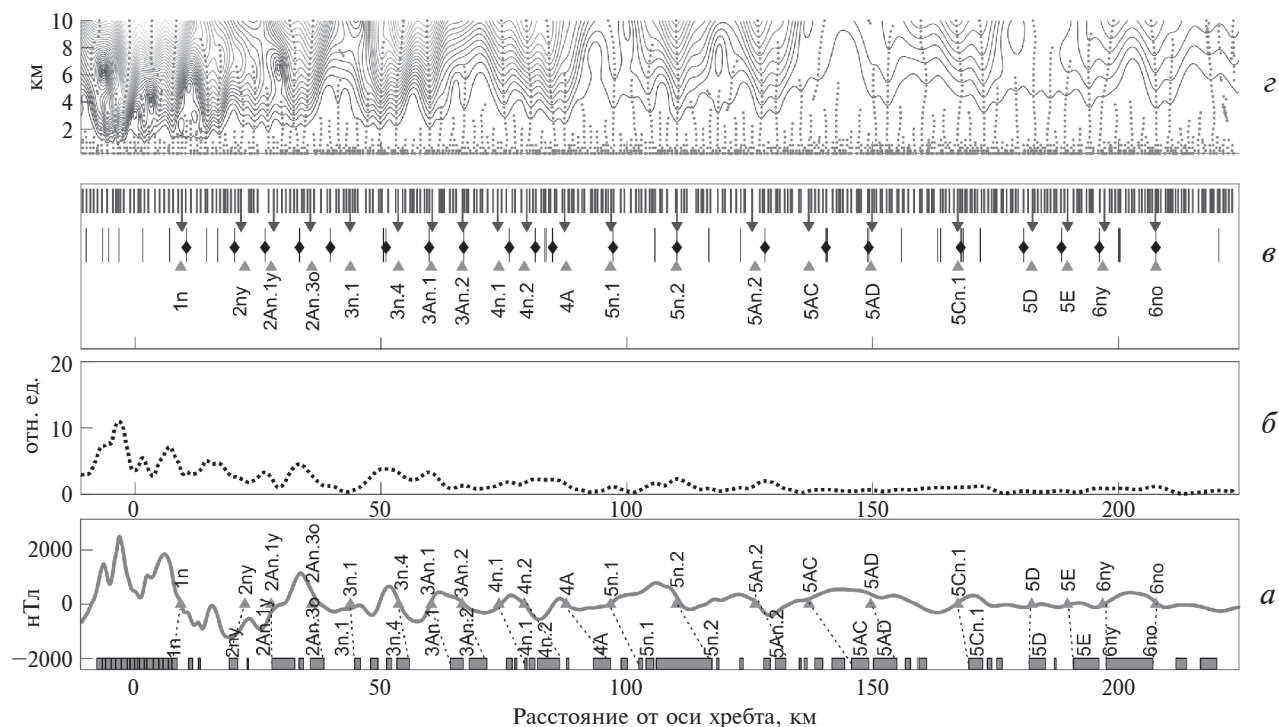


Рис. 9. Сравнение двух методов определения границ источников магнитных аномалий для профиля KNOR24. (а) — наблюдаемые на профиле магнитные аномалии, темными прямоугольниками показаны блоки прямой полярности, буквенно-цифровыми символами — границы хронов; (б) — аналитический сигнал; (в) — сопоставление положения границ хронов; (г) — вейвлет-преобразование. Условные обозначения те же, что для рис. 7.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложено использовать для интерпретации магнитных аномалий вейвлет-преобразование с порождающими функциями, представляющими собой производные от функции Гаусса 1–3 порядка.

Возможности и ограничения метода исследованы на моделях простейших линейных структур, бесконечного простираения по одной координате с сечением в виде квадранта, пласта и дайки.

1. Даны рабочие формулы, связывающие положение экстремумов производных магнитных полей этих линейных структур с их параметрами.

2. Показано, что, используя положения экстремумов вейвлет-преобразования с производными функции Гауса разного порядка, можно определить геометрические параметры перечисленных выше тел простой формы.

3. Проведен анализ возникающих ошибок и даны оценки точности получаемых результатов.

4. Численно показано, что вейвлет-преобразование позволяет определять координаты контактов тем точнее, чем ближе поля в окрестности контакта к полю тела с сечением в виде квадранта.

5. Предложены методы уточнения параметров тел при использовании комбинации вейвлет-преобразований с производными разного порядка от функции Гаусса. Показано, что задача сводится к решению системы уравнений, степень которых зависит от порядка производных. При этом для обеспечения устойчивости получаемого решения требуется большая точность определения координат экстремумов вейвлет-спектра.

6. На примере определения параметров дайки аналитически и численно показано, что вейвлет-преобразование дает меньшую ошибку определения параметров по сравнению с методом аналитического сигнала.

7. В качестве примера структуры из нескольких тел детально рассмотрена модель с сечением в виде 3-х блоков. Получено, что в случае присутствия в модели узкого блока, вейвлет-преобразование позволяет установить его наличие в структуре. Уточнение координат границ и ширин блоков требует дополнительных методических разработок.

8. Показана работоспособность метода на примере модели Вайна-Метьюза, охватывающей последние 20 миллионов лет. Численные оценки

показали, что модуль среднего отклонения найденных координат границ хронов от искомым по вейвлет-анализу составляет 0.33 км, тогда как эта величина для метода аналитического сигнала равна 1.2 км. Кроме того, с помощью метода аналитического сигнала было выделено значительно меньшее количество границ блоков, тогда как с помощью вейвлет-анализа были определены границы всех искомым хронов.

9. Метод применен к данным реального профиля, пересекающего хребет Рейкьянес. Получено, что численные оценки средних отклонений координат хронов по вейвлет-анализу составляет 0.25 ± 0.2 км, тогда как эта величина для метода аналитического сигнала равна 1.5 ± 1.1 км. Это показало преимущество метода вейвлет-преобразования перед методом аналитического сигнала в задаче определения контактов для реальных данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного бюджета.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. Т. 166. № 11. С. 1145–1170. 1996.
- Воскобойников Ю.Е. Вейвлет-фильтрация сигналов и изображений (с примерами в пакете MathCAD). Новосибир. гос. архитектур.-строит. ун-т (Сибстрин). Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин). 188 с. 2015.
- Захаров В.П., Логачев А.А. Магниторазведка. Изд.2. Л.: Недра. 351 с. 1979.
- Иванов В.В., Ротанова Н.М., Ковалевская Е.В., Цветков Ю.П. Использование результатов вейвлет-анализа для оценки глубин магнитных источников // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 4. С. 569–576. 2002.
- Иванов С.А., Меркурьев С.А. Интерпретация морских магнитных аномалий. Часть 1. Обзор существующих методов и анализ метода аналитический сигнал // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 420–428. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014030080>
- Иванов С.А., Меркурьев С.А. Возможности палеомагнитного и геоисторического анализа короткопериодных морских магнитных аномалий типа “tiny wiggles” // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 3. С. 393–406. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794016030081>
- Глазнев В.Н. Комплексные геофизические модели литосферы Фенноскандии. // Апатиты. “КаЭМ”. 252 с. 2003.
- Глазнев В.Н., Муравина О.М. Использование вейвлет-преобразований для анализа и интерпретации потенциальных полей / Вопросы теории и практики геологической интерпретации геофизических полей. Материалы 47-й сессии Международного научного семинара Д.Г. Успенского - В.Н. Страхова. Воронеж: ИПЦ “Научная книга” 2020. С. 89–93.
- Кузнецов К.М., Булычев А.А. Вейвлеты Пуассона в задачах обработки площадных потенциальных полей // Вестн. КРАУНЦ. Сер.: Науки о Земле. Вып. 36. № 4. С. 72–78. 2017.
- Кузнецов К.М., Оболенский И.В., Булычев А.А. Трансформации потенциальных полей на основе непрерывного вейвлет-преобразования // Вестн. МГУ. Сер. 4. Геология. № 6. С. 61–70. 2015.
- Никитский В.Е., Глебовский Ю.С. Магниторазведка. Изд.2. М.: Недра. 470 с. 1990.
- Оболенский И.В., Булычев А.А. Применение комплексного непрерывного вейвлет-преобразования Пуассона для определения источников аномалий потенциальных полей // Геофизич. исслед. Т. 12. № 3. С. 5–21. 2011.
- Трошков Г.А., Шалаев С.В. Применение преобразования Фурье для решения обратной задачи гравиразведки и магниторазведки // Прикладная геофизика. Вып. 30. С. 162–178. 1961.
- Хвастунов М.С. Вейвлет-анализ: применение к сигналам гауссовой формы. // JINR Rapid Comm. Т. 92. № 6. С. 63–74. 1998.
- Catalán M., Martos Y.M., Galindo-Zaldivar J., Perez L.F. and Bohoyo F. Unveiling Powell Basin’s Tectonic Domains and Understanding Its Abnormal Magnetic Anomaly Signature. Is Heat the Key? // Front. Earth Sci. V. 8:580675. 2020. <https://doi.org/10.3389/feart.2020.580675580675>
- Chaubey A.K., Dymant J., Bhattacharya G.C., Royer J.Y., Srinivas K., Yatheesh V. Paleogene magnetic isochrons and palaeo-propagators in the Arabian and Eastern Somali basins, NW Indian Ocean. In: The Tectonic and Climatic Evolution of the Arabian Sea Region. Clift P.D., Croon D., Gaedicke C., Craig J. (Eds.). Geological Society. London. Special Publication. V. 195. P. 71–85. 2002.
- Cooper G.R.J., Cowan D.R. Enhancing potential field data using filters based on the local phase. // Computers & Geoscience. V. 32. P. 1585–1591. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2006.02.016>
- Cooper G.R.J., Cowan D.R. A Generalized Derivative Operator for Potential Field Data // Geophysical Prospecting. V. 59. № 1. P. 188–194. 2011. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2478.2010.00901.x>
- DeMets C. and Merkouriev S. Eurasia-North America Chrons 1-6 plate reconstruction data: Arctic and north Atlantic basins. // MGDS. 2020. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03761.x>

- *Ferreira F.J.F., de Souza I.J., de B. e S. Bongiolo A., and de Castro L.G.* Enhancement of the total horizontal gradient of magnetic anomalies using the tilt angle // *Geophysics*. V. 78. № 3. J33–J41. 2013. <https://doi.org/10.1190/geo2011-0441.1>
- *Gay S.P.* Standard curves for the interpretation of magnetic anomalies over long tabular bodies // *Geophysics*. V. 28. P. 161–200. 1963. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2478.2010.00901.x>
- *Gradstein F.M., Ogg J.G., Schmitz M.B., Ogg G.M.* *Geologic Time Scale 2020*. V. 2. Amsterdam. Oxford. Cambridge: Elsevier. 1357 p. 2020.
- *Gunn P.J.* A Quantitative methods for interpreting aeromagnetic data: a subjective review. // *Journal of Australian Geology and Geophysics*. V. 17. № 2. P. 105–113. 1997.
- *Hey R.* Magnetometer (Geometrics G-882) data as collected during the cruise MGL1309, North Atlantic Seafloor Spreading Geometry Reorganization. // *Rolling Deck to Repository (R2R)*. 2013. <https://doi.org/10.7284/112257>
- *Issachar R., Ebbing J. and Dilixiati Y.* New magnetic anomaly map for the Red Sea reveals transtensional structures associated with rotational rifting. // *Scientific Report*. V. 12. Article number 5757. 2022. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-09770-0>
- *Kumar P., Foufoula-Georgiou E.* Wavelet analysis for geophysical applications // *Reviews of Geophysics*. V. 35. №4. P.385–412. 1997. <https://doi.org/10.1029/97RG00427>
- *MacLeod I.N., Jones K. and Dai T.F.* 3-D Analytic Signal in the Interpretation of Total Magnetic Field Data at Low Magnetic Latitudes. // *Exploration Geophysics*. V. 24. P. 679–688. 1993. <https://doi.org/10.1071/EG993679>
- *Miller H.G. and Singh V.* Potential field tilt a new concept for location of potential field sources. // *J. Appl. Geophys.* V. 32. P. 213–217. 1994. [https://doi.org/10.1016/0926-9851\(94\)90022-1](https://doi.org/10.1016/0926-9851(94)90022-1)
- *Merkouriev S. and DeMets C.* A high-resolution model for Eurasia–North America plate kinematics since 20 Ma, // *Geophys. J. Int.* V. 173. P. 1064–1083. 2008. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03761.x>
- *Moreau F., Gibert D., Holschneider M., Saracco G.* Wavelet analysis of potential fields. // *Inverse Problems*. V. 13. № 1. P. 165–178. 1997.
- *Nabighian M.N.* The analytical signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section: its properties and use for automated anomaly interpretation // *Geophysics*. V. 37. № 3. P. 507–517. 1972.
- *Nabighian M.N.* Additional comments on the analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section // *Geophysics*. V. 39. № 1. P. 85–92. 1974.
- *Nabighian M.N., Grauch V.J.S., Hansen R.O., Lefehr T.R., Li Y., Peirce J.W., Phillips J.D., Ruder M.E.* The historical development of the magnetic method in exploration // *Geophysics*. V. 70. № 6. P. 33–61. 2005.
- *Parnell-Turner R., Schouten H. and Smith D.K.* Tectonic Structure of the Mid-Atlantic Ridge near 16°30'N // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. V. 17. Is. 10. P.39934010.2016. <https://doi.org/10.1002/2016GC006514>
- *Reid A.B., Allsop J.M., Granser H., Millet A.J., and Somerton I.W.* Magnetic interpretation in three dimensions using Euler deconvolution. // *Geophysics*. V. 55. P. 180–191. 1990. <https://doi.org/10.1190/1.1442774>
- *Roest W.R., Verhoef J., and Pilkington M.* Magnetic interpretation using the 3-D analytic signal. // *Geophysics*. V. 57. P. 116–125 1992.
- *Saihaç P., Galdeano A., Gibert D., Moreau F., Delor C.* Identification of sources of potential fields with the continuous wavelet transform: Complex wavelets and application to aeromagnetic profiles in French Guiana. // *JGR Solid Earth*. V. 105. Is. B8. P. 19455–19475. 2000. <https://doi.org/10.1029/2000JB900090>
- *Salem A., Ravat D., Gamey T.J., and Ushijima K.* Analytic signal approach and its applicability in environmental magnetic investigations. // *J. Appl. Geophys.* V. 49. P. 231–244. 2002. [https://doi.org/10.1016/S0926-9851\(02\)00125-8](https://doi.org/10.1016/S0926-9851(02)00125-8)
- *Schouten H., McCamy K.* Filtering marine magnetic anomalies // *J. Geophys. Res.* V. 77. P. 7089–7099. 1972.
- *Spector A. and Grant F.S.* Statistical models for interpreting aeromagnetic data. // *Geophysics*. V. 35. P. 293–302. 1970.
- *Talwani M. and Heirtzler J.* Computation of magnetic anomalies caused by two dimensional bodies of arbitrary shape / *Computers in Mineral Industries, Parks, G.A.* Ed. Stanford Univ. Publ. Geol. Sci. V. 9. P. 464–480. 1964.
- *Thompson D.T.* EULDPH: a new technique for making depth estimates from magnetic data computer-assisted. // *Geophysics*. V. 47. P. 31–37. 1982.
- *Verduzco B., Fairhead J.D., Green C.M., and Mackenzie C.* New insights into magnetic derivatives for structural mapping // *Leading Edge*. V. 23. P. 116–119. 2004. <https://doi.org/10.1190/1.1651454>
- *Wijns C., Pere C. and Kowalczyk P.* Theta map: edge detection in magnetic data. // *Geophysics*. V. 70. P. L39–L43. 2005.
- *Werner. S.* Interpretation of magnetic anomalies at sheet-like bodies // *Norstedt. Sveriges Geologiska Undersok. Ser. C*. 1953.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Сводка формул для вычисления поля простых тел и его производных.

1. Квадрант

Поле

$$B_z = \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0}{z_1}\right);$$

1-я производная

$$B'_z = \frac{z_1}{(x - x_0)^2 + z_1^2}; \text{ экстремум в } x = x_0. \quad (\text{П1})$$

2-я производная

$$B''_z = \frac{2(x - x_0)z_1}{((x - x_0)^2 + z_1^2)^2}; \quad \text{экстремумы в } x_{\pm} = x_0 \pm \frac{\sqrt{3}}{3}z_1 \quad (\text{П2})$$

3-я производная

$$B'''_z = \frac{2z_1(3(x - x_0)^2 - z_1^2)}{((x - x_0)^2 + z_1^2)^3}; \quad \text{экстремумы в } x_{\pm} = x_0 \pm z_1 \quad (\text{П3})$$

4-я производная

$$B''''_z = -\frac{24xz_1((x - x_0)^2 - z_1^2)}{((x - x_0)^2 + z_1^2)^4}$$

2. Пласт

Поле

$$B_z = \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0}{z_1}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0}{z_2}\right); \text{ экстремумы в } x_{\pm} = \pm \sqrt{z_1 z_2}$$

1-я производная

$$B'_z = \frac{(z_1 - z_2)(z_1 z_2 - x^2)}{\left((x - x_0)^2 + z_1^2\right)\left((x - x_0)^2 + z_2^2\right)};$$

$$\text{экстремумы в } x_{\pm}^1 = x_0 \pm \sqrt{\sqrt{z_1 z_2} (z_1 + z_2 + \sqrt{z_1 z_2})} \quad (\text{П4})$$

2-я производная

$$B''_z = \frac{2(x - x_0)z_2}{\left((x - x_0)^2 + z_2^2\right)^2} - \frac{2(x - x_0)z_1}{\left((x - x_0)^2 + z_1^2\right)^2};$$

$$B''_z(x_{\pm}^1, z_1) = 0 \Rightarrow z_2 \left((x_{\pm}^1 - x_0)^2 + z_1^2 \right)^2 - z_1 \left((x_{\pm}^1 - x_0)^2 + z_2^2 \right)^2 = 0 \quad (\text{П5})$$

3. Дайка

$$B_z = \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0 - d}{z_1}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0 + d}{z_1}\right)$$

1-я производная

$$B'_z = -4z_1 d \frac{x - x_0}{\left[(x - x_0 - d)^2 + z_1^2\right] \left[(x - x_0 + d)^2 + z_1^2\right]};$$

$$\text{экстремумы } x_{\pm} = x_0 \pm \sqrt{\frac{1}{3} \sqrt{2\sqrt{d^4 + d^2 z_1^2 + z_1^4} + d^2 - z_1^2}} \quad (\text{П6})$$

2-я производная

$$B''_z = \frac{2(x - x_0 + d)z_1}{\left[(x - x_0 + d)^2 + z_1^2\right]^2} - \frac{2(x - x_0 - d)z_1}{\left[(x - x_0 - d)^2 + z_1^2\right]^2} \quad (\text{П7})$$

3-я производная

$$4B'''_z = \frac{p}{q}, \quad (\text{П8})$$

где

$$p = 16xdz_1 \left(-3x^6 + 3x^4d^2 - 3x^4z_1^2 + 3x^2d^2 + 14x^2d^2z_1^2 + 3x^2z_1^4 - 3d^6 - 3d^4z_1^2 + 3d^2z_1^4 + 3z_1^6 \right),$$

$$q = \left(x^2 - 2xd + d^2 + z_1^2 \right)^3 \left(x^2 + 2xd + d^2 + z_1^2 \right)^3$$

4. Блок

Поле

$$B_z = \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0 - d}{z_2}\right) + \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0 + d}{z_1}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0 - d}{z_1}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0 + d}{z_2}\right)$$

1-я производная

$$B'_z = \frac{z_1}{(x - x_0 - d)^2 + z_1^2} - \frac{z_2}{(x - x_0 - d)^2 + z_2^2} - \frac{z_1}{(x - x_0 + d)^2 + z_1^2} + \frac{z_2}{(x - x_0 + d)^2 + z_2^2}$$

Аналитическое выражение для экстремумов 1-й производной (нулей 2-й) не приводится в силу его громоздкости

2-я производная

$$B''_z = \frac{2(x - x_0 - d)z_2}{\left[(x - x_0 - d)^2 + z_2^2\right]^2} - \frac{2(x - x_0 - d)z_1}{\left[(x - x_0 - d)^2 + z_1^2\right]^2} + \frac{2(x - x_0 + d)z_1}{\left[(x - x_0 + d)^2 + z_1^2\right]^2} - \frac{2(x - x_0 + d)z_2}{\left[(x - x_0 + d)^2 + z_2^2\right]^2}$$

Interpretation of 2D Magnetic Anomalies Using Wavelet Transform

S. A. Merkuriev^{1, *}, S. A. Ivanov^{1, **}, I. M. Demina^{1, ***}

¹*St. Petersburg Branch, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences (SPbF IZMIRAN), St. Petersburg, Russia*

**e-mail: sam_hg@hotmail.com*

***e-mail: sergei.a.ivanov@mail.ru*

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

Determination of the boundaries of anomaly-forming bodies (deep sources) is an important step in interpreting potential field anomalies during geophysical research. In this paper, a method based on continuous wavelet analysis of magnetic profiles is proposed to solve this problem. The connection between the parameters of simple bodies and the properties of the wavelet transformation of the field created by these bodies is shown. A technique has been developed for determining the boundaries of blocks of the magnetically active layer. The proposed method was tested on model data of the simplest single bodies and on a spreading model. The high resolution of the method is shown, which makes it possible to determine the boundaries of blocks of the spreading model with an accuracy of up to 400 m. The method was applied to a real magnetic profile crossing a typical oceanic structure: the mid-ocean Reykjanes Ridge. The results obtained confirm that the proposed method has a higher resolution compared to the analytical signal and allows the identification of narrow blocks. To clarify the boundaries of these blocks, it is planned to develop a methodology based on the modeling results.

Keywords: magnetically active layer, block boundaries, wavelet analysis, analytical signal method

УДК 550.382; 550.389; 551.243; 552.578

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЗОН ЭНДОГЕННОГО ВЛИЯНИЯ В ОБЛАСТЯХ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ ГАЗОНАСЫЩЕННОСТИ ПО АНОМАЛИЯМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2025 г. А. А. Петрова¹, *, О. В. Латышева¹, **

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

*e-mail: aa_petrova@inbox.ru

**e-mail: l-olli@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.07.2024 г.

После доработки 01.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

На основе интерпретации аномалий магнитного поля Земли и аномалий силы тяжести исследовано строение литосферы Арктических морей в районах повышенной газонасыщенности придонных отложений. Анализ магнитных и плотностных разрезов показал, что литосфера в зонах проявления метановых сипов и газогидратов характеризуется наличием терморазломов, выводящих флюидопотоки из земной коры и мантии. На участках акваторий, где по данным геохимических исследований подтверждены выходы метана глубинного генезиса, на петрофизических разрезах впервые прослежены траектории выхода флюидов, поднимающихся из глубин земной коры и мантии. Исследование влияния эндогенного флюидодинамического фактора дает возможность оптимизировать выбор безопасных маршрутов судоходства по Северному морскому пути в полях выделения метана.

Ключевые слова: Арктика, магнитные аномалии, эндогенные факторы, сипы газа

DOI: 10.31857/S0016794025020104, **EDN:** CXYINW

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря реализации национального проекта “Модернизация”, в задачу которого входит развитие Северного морского пути (СМП), создается логистическая система Северного морского транспортного коридора (СМТК).

Формирование прямого маршрута транспортно-логистической системы СМТК, соединяющей северо-западные регионы России с Дальним Востоком, создает кратчайший морской путь, позволяющий повысить связность внутри России и дать импульс, соединяющий азиатские рынки с северо-атлантическими и европейскими. Для воплощения этого плана необходимо обеспечить безопасное круглогодичное судоходство по СМП, что является приоритетом логистики энергетического потенциала страны.

Восточно-Сибирский арктический шельф находится в центре активных исследований из-за

эмиссии газа и выявления повышенных концентраций метана в атмосфере и гидросфере, зафиксированных в ходе многочисленных экспедиций на шельфах Арктических морей [Baranov et al., 2020; Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015; Bogoyavlensky et al., 2018]. Вызывает беспокойство то, что часть обнаруженных газозрывоопасных объектов расположена вблизи трасс СМП [Богоявленский и Кишанков, 2020].

Целью данной работы является исследование специфики строения литосферы морей Арктического шельфа в районах повышенной газонасыщенности придонных отложений, газовых залежей, выделений массивов выбросов метана и газопроявления “факельного типа” в Баренцевом, Лаптевых, Восточно-Сибирском и Чукотском морях с применением анализа магнитных аномалий литосферы.

В зонах повышенной газонасыщенности влияние эндогенных природных факторов создает

риски безопасной навигации и нарушает проведение логистических операций судоходства на трассах СМП.

Результаты исследований Восточно-Сибирского арктического шельфа показывают аномально высокие концентрации растворенного CH_4 . Потоки CH_4 к морскому дну были вызваны, главным образом, нарушением целостности вечной мерзлоты; поток проходил через идентифицированные пути миграции, а также через талики и разломные полины, ширина которых может достигать десятков километров [Shakhova et al., 2010].

Основным источником ледовой информации являются спутниковые данные дистанционного зондирования, обнаруживающие зоны деградации ледяного покрова [Юлин и др., 2019].

Спутниковые данные измерений магнитного поля Земли (МПЗ) позволяют оценить глубинное строение литосферы [Петрова и др., 2020; Петрова и др., 2022a; Харитонов и др., 2004].

Для выявления особенностей литосферы, оказывающих разрушающее воздействие на формирование ледяного покрова, использовались приземные магнитные данные модуля МПЗ [Копытенко и Петрова, 2016; Копытенко и Петрова, 2020]. По системам профилей, пересекающим зоны ускоренного таяния льда, построены магнитные и плотностные разрезы. Плотностные разрезы строятся по аномалиям силы тяжести [Bonvalot et al., 2012].

Анализ спутниковых наблюдений сезонных изменений толщины льда Арктики в период с 2007 по 2024 гг. показал, что изменяется как площадь ледяного покрова, так и его толщина. Потоки флюидов из глубин земной коры и мантии поднимаются по каналам термофлюидной проработки и выходят через сквозные талики, утончая лед, образуя проталины и разводья, что способствует разрушению льда. Проведенные исследования позволяют понять возможные причины локализации ареалов таяния льда.

Совместный анализ данных спутникового мониторинга толщины ледяного покрова с петрофизическими разрезами земной коры подтвердил, что за последние десятилетия важную роль в формировании ледового режима в акватории Северного Ледовитого океана (СЛО) играет эндогенный флюидодинамический фактор [Петрова et al., 2022; Петрова и др., 2022; Петрова и др., 2020; Копытенко и др., 2020; Петрова и др., 2020a; Петрова и др., 2022a].

Исследования показали, что таяние ледяного покрова наиболее активно проявляется над выходами восходящих флюидопотоков из глубо-

кофокусных линз флюидных слоев земной коры и мантии [Петрова и др., 2020]. Флюидные слои и каналы термоактивных разломов визуализируются на магнитных и плотностных разрезах как ослабленные зоны с низкой намагниченностью и пониженными плотностными свойствами [Петрова и др., 2020; Петрова и Копытенко, 2019].

Строение литосферы в зонах дегазации природных углеводородов имеет определенные особенности, отражающиеся в геофизических полях. Например, это показано в работе [Харитонов, 2022], где для изучения дегазационных неоднородностей, возникающих в верхних слоях литосферы, проводились комплексные исследования, основанные на данных спутниковых измерений магнитного и гравитационного полей с учетом данных о тепловом потоке.

В зонах потенциального накопления газовых гидратов [Bogoyavlensky et al., 2018; Shakhova et al., 2019] в Арктических морях выявлены зоны влияния флюидодинамического фактора. Пути миграции флюидных потоков земной коры и мантии, разрушающих ледяной покров, визуализированы на петрофизических разрезах в виде каналов с пониженными магнитными и плотностными свойствами. Это позволило сделать прогноз районов наиболее вероятного возникновения чрезвычайных ситуаций глубинного происхождения в зонах развития газогидратов на акватории СМП [Петрова et al., 2022a]. Учет флюидодинамического влияния на ледовый режим дает возможность оптимизировать расположение безопасных транспортно-логистических трасс круглогодичного судоходства.

Спутниковая информация имеет важное прикладное значение для оперативного мониторинга мест появления газовых сипов на Арктическом шельфе. В настоящей работе представлены результаты изучения глубинного строения литосферы морей Российской Арктики в районах с высоким уровнем газонасыщенности придонных отложений, где газ может находиться как в свободном, так и в гидратном состоянии [Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015; Shakhova et al., 2019; Богоявленский и Богоявленский, 2021; Wallmann et al., 2018; Andreassen et al., 2020; Serov et al., 2023; Соколов и др., 2023; Богоявленский и др., 2022; Бондур и Кузнецова, 2015; Богоявленский и др., 2021a; Богоявленский и др., 2023].

В результате интерпретации магнитных аномалий и аномалий силы тяжести в Баренцевом, Восточно-Сибирском и Чукотском морях и в море Лаптевых выявлены газовыводящие пути выбросов метана. Газовые потоки, выходящие через

сквозные талики, имеют эндогенный генезис и приурочены к дизъюнктивным нарушениям. В зонах выхода субвертикальных глубинных разломов, где проходит циркуляция глубинных флюидов, возможен повышенный геотермальный поток.

Активизация газовых сипов (факелов) может создавать мощный подток глубинного термогенного газа по разломам и системам субвертикальных трещин, что способствует расширению сквозных таликов и образованию крупных ареалов талых вод. Размеры факела зависят от того, с какой глубины и под каким пластовым давлением поступает газ, что отражается в траектории термофлюидного канала.

Попадая на нижнюю границу морского льда метан подвергается интенсивному окислению с выделением тепла. Это приводит к изменению реологических и прочностных характеристик льда, вызывая ускорение процессов образования трещин, полыней и разводий.

В юго-восточной части Баренцева моря наблюдается заприпайная Печорская полынья, к северо-западу от Новой Земли регулярно образуется Западно-Новоземельская полынья, в Карском море выделяются Амдерминская, Ямальская, Обь-Енисейская и Западно-Североземельская полыньи. В море Лаптевых образуется система заприпайных полыней: Восточно-Североземельская, Таймырская, Ленская и Новосибирская. Последняя расположена к северу от Новосибирских островов, занимая в некоторые годы огромные площади двух морей — Лаптевых и Восточно-Сибирского [Атлас..., 2019].

В настоящей работе для выяснения причин образования Великой Сибирской полыньи [Атлас..., 2019] построены петрофизические разрезы и проведено исследование ее литосферы. Эта полынья представляет собой непрерывную линию открытой воды и молодых льдов, которые систематически образуются за внешней кромкой припая на участке акватории от о-ва Большой Бегичев в море Лаптевых до Медвежьих о-вов в Восточно-Сибирском море.

Анализ магнитных и плотностных разрезов литосферы зон активизации газовых факелов демонстрирует особенности траекторий термофлюидных каналов, районы их выходов к поверхности дна, глубину и местоположение линз флюидных систем, что позволяет сделать прогноз потенциально опасных зон глубинного происхождения, обусловленных перемещением потоков флюидов.

2. КРАТКАЯ ИНФОРМАЦИЯ О РАЙОНЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

В районе арктического шельфа России накоплен значительный опыт выявления и картирования опасных геологических объектов гидроакустическими методами. Концентрации метана в атмосфере Арктики самые высокие на планете. Газовые факелы — эманации газа в виде всплывающих со дна пузырьков, образующих в водной толще устойчивые области повышенной концентрации. Газовые факелы зарегистрированы во многих районах Мирового океана, в том числе на арктическом шельфе [Сергиенко и др., 2012].

В работах [Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015; Shakhova et al., 2019; Богоявленский и Богоявленский, 2021; Wallmann et al., 2018; Andreassen et al., 2020; Serov et al., 2023; Соколов и др., 2023; Богоявленский и др., 2022; Бондур и Кузнецова, 2015; Богоявленский и др., 2021a; Богоявленский и др., 2023; Сергиенко и др., 2012; Матвеева и др., 2017] описываются эмиссия газов в водную толщу (газовые факелы) и газовые скопления. Выявление опасных геологических объектов выполняется в основном акустическими и сейсмоакустическими аппаратными средствами. По результатам исследований опубликованы карты опасных явлений на неравномерной сетке маршрутов по наблюдениям в Баренцевом море [Соколов и др., 2023]. Дальнейшее систематическое изучение верхней части геологической среды шельфовых акваторий, в особенности на участках транспортно-логистических маршрутов, приведет к увеличению полноты информации для безопасного судоходства.

Влияние флюидодинамического фактора в акватории Арктического шельфа рассмотрено на примере районов с высоким уровнем газонасыщенности придонных отложений в Баренцевом, Восточно-Сибирском и Чукотском морях и в море Лаптевых (рис. 1).

В восточной части Северного Ледовитого океана существует по меньшей мере два района с основными восходящими потоками газа к морскому дну. Один простирается на 630 км вдоль шельфа и склона к западу от Шпицбергена [Serov et al., 2023]; второй встречается на шельфе моря Лаптевых [Baranov et al., 2020; Shakhova et al., 2015]. Крупномасштабное картографирование региона показало, что широко распространенная утечка (возможно, тысяча мест выброса газовых пузырьков) в основном связана с зоной глубинного разлома. На данный момент высказана идея, что разломы представляют собой пути миграции газа из глубоких коллекторов.

2.1. Баренцево море

Газовые гидраты не были основным источником метана в океанах, а скорее действовали как динамическое уплотнение, регулирующее высвобождение метана из глубоких геологических резервуаров. Авторы [Wallmann et al., 2018] пред-

полагают миграцию флюидов по структурным каналам, созданным разломами.

В северной части Баренцева моря по данным акустических исследований была обнаружена серия корневых звукорассеивающих объектов с шириной около дна до 250 м (мега-факелы)

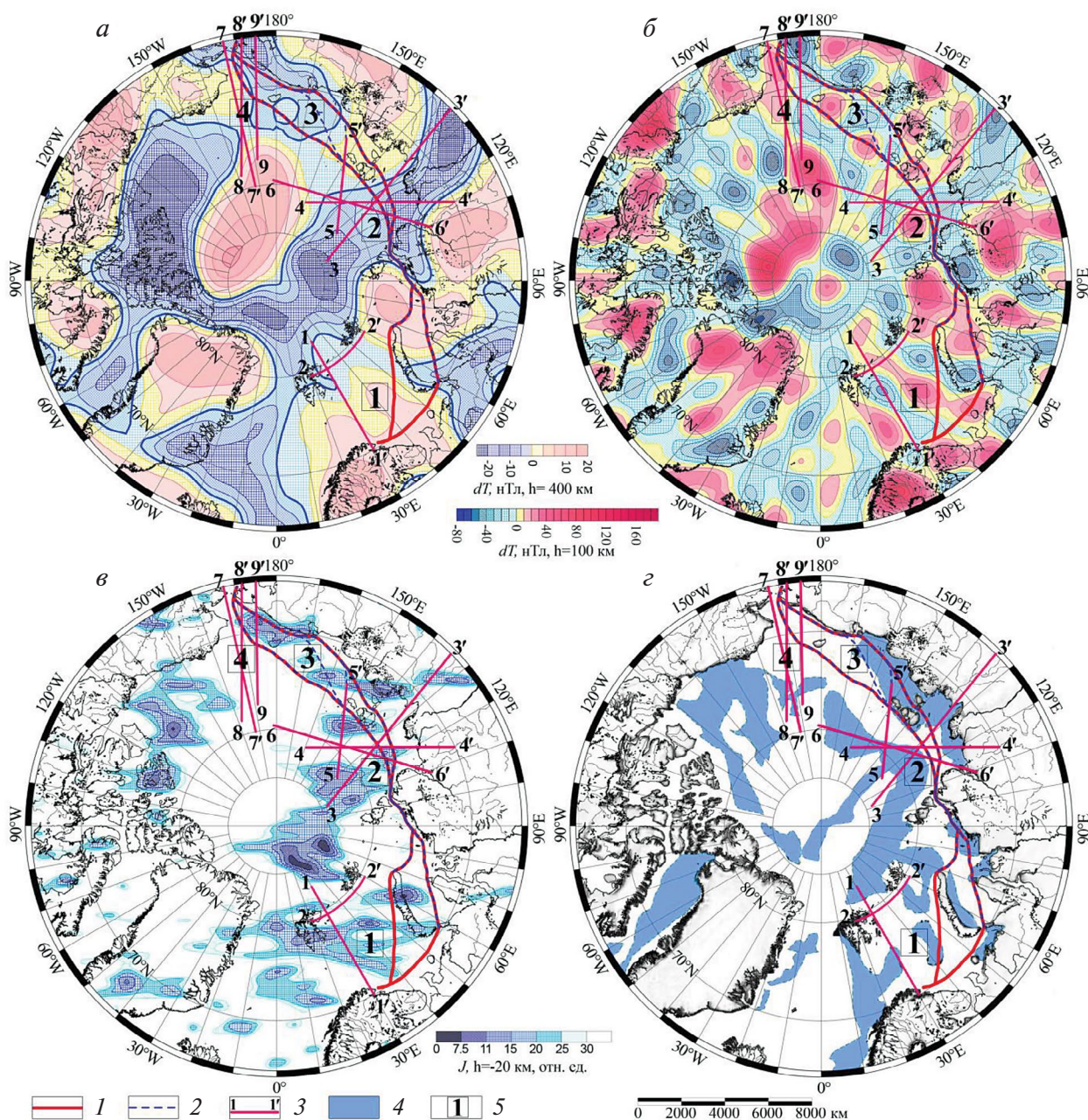


Рис. 1. Геофизические характеристики криолитозоны Арктического шельфа: аномалии модуля МПЗ (КА CHAMP) [Thebault et al., 2016]: (а) – $h = 400$ км; (б) – $h = 100$ км; (в) – намагненность пород земной коры (глубина ~ 20 км); (г) – зоны газогидратов. 1 – СМТК; 2 – трассы СМП; 3 – положение петрофизических разрезов; 4 – газогидраты [Shakhova et al., 2019]; 5 – арктические моря: 1 – Баренцево море, 2 – море Лаптевых, 3 – Восточно-Сибирское море, 4 – Чукотское море.

и наличие каналов перемещения флюидов вверх по разрезу, которые могут быть связаны с глубинной разломной системой [Соколов и др., 2023]. Это делает вероятным разгрузку мигрирующих вверх флюидов по наклонным и проницаемым пластам. Пласты морских сланцев верхнего и среднего триаса могут сдерживать миграцию флюидов.

В составе углеводородного газа в осадках обнаруживается доля углеводородного газа C_2-C_5 (этан, пропан и др.), указывающая на термогенное происхождение газа. Наборы данных по всей центральной части Баренцева моря показывают более семи тысяч выходов углеводородного газа, содержащих термогенные источники углеводородов [Serov et al., 2023].

2.2. Море Лаптевых

В ряде работ [Baranov et al., 2020; Shakhova et al., 2015; Shakhova et al., 2019; Богоявленский и Богоявленский, 2021; Богоявленский и др., 2022; Сергиенко и др., 2012; Лобковский и др., 2015] исследованы причины активной эмиссии метана и опасные газонасыщенные объекты в акваториях моря Лаптевых и Восточно-Сибирского моря.

В работах [Shakhova et al., 2019; Сергиенко и др., 2012] отражены наблюдения, в ходе которых были зафиксированы мощные многочисленные метановые сипы в диапазоне глубин 60–110 м. Ранее предполагалось, что в этом глубинном интервале происходит наиболее значительная деградация подводной мерзлоты, способствующая появлению сквозных путей вывода метана. На некоторых океанографических разрезах были обнаружены факелы диаметром более 100 м, которые сливались в один многокорневой гигантский факел диаметром более 1000 м.

В работе [Baranov et al., 2020] предложена идея о выбросах метана в системе разлом — газовый резервуар — таликовые зоны, связанные с недавними зонами разломов. Авторы предполагают, что метан мигрирует снизу по разломам к морскому дну и затем сбрасывается в океан. Толщина отложений на шельфе моря Лаптевых достигает 12 км, что потенциально может привести к образованию углеводородов. Глубинные разломы служат каналами миграции газа из нижних слоев отложений в верхние, где может образоваться газовый резервуар под зоной стабильности газовых гидратов и горизонтом вечной мерзлоты [Shakhova et al., 2015; Shakhova et al., 2019; Сергиенко и др., 2012].

Наличие газовых коллекторов/газовых карманов подтверждается анализом сейсмических данных, полученных на шельфе моря Лаптевых [Bogoyavlensky et al., 2018].

В центральной части моря Лаптевых была выявлена зона мощной эмиссии метана [Shakhova et al., 2010; Богоявленский и др., 2021a], где по данным исследований акустический фундамент залегает на глубине 11–14 км [Богоявленский и др., 2023]. В результате комплексного анализа впервые показана приуроченность сипов газа в данном районе к глубинным разломам, а сипы обуславливают прямую миграцию газа с большой глубины.

В работе [Богоявленский и др., 2021a] подтверждается хорошо известный факт возможной миграции газа вверх по системам активных разломов. В исследованиях продемонстрирована приуроченность сипов к глубинным каналам перемещения газа и доказано, что многочисленные тектонические нарушения и значительные объемы углеводородов термогенного происхождения являются основной причиной высвобождения газа на краю шельфа моря Лаптевых.

Результаты исследований изотопного состава углерода метана $\delta^{13}C$ (CH_4) сипов газа в акватории Восточной Арктики почти повсеместно подтвердили его глубинное происхождение [Baranov et al., 2020; Богоявленский и др., 2021a]. В подавляющем большинстве исследований моря Лаптевых в придонных осадках и сипах был обнаружен термогенный метан с $\delta^{13}C$ (CH_4), а также более тяжелые молекулярные соединения (этан, пропан и др.). Это свидетельствует о долговременном перемещении глубинного газа по системам активных разломов и субвертикальных трещин в атмосферу.

Исследования сипов газа, углеродного состава метана совместно с данными сейсморазведки и измерений придонных температур воды обосновали согласованность местоположений газовых сипов в центральной части моря Лаптевых и глубинных разломов [Богоявленский и др., 2021a].

В работе [Богоявленский и др., 2023] доказано, что на шельфе моря Лаптевых выявленные в зоне наличия мерзлых пород сквозные талики имеют эндогенное происхождение и связаны с крупным разрывным нарушением сплошности пород. Сейсмичность центральной части моря Лаптевых является наиболее интенсивной, она приводит к повышению проницаемости таликов, активизируя вертикальное перемещение потоков флюидов и вызывая разрушение мерзлоты и распад газогидратов [Bogoyavlensky et al., 2018].

Высокая активность процессов дегазации подтверждается многочисленными газопроявлениями, приуроченными к террасовидным субгоризонтальным поверхностям, разбитым современными тектоническими нарушениями. По результатам геофизических работ АО “Морская арктическая геологоразведочная экспедиция” методом общей глубинной точки (МОГТ) определены множественные очаги газонасыщения осадочных пород в верхней части разреза (ВЧР) на глубинах более 50–60 м, также часто приуроченные к тектоническим разломам [Богоявленский и др., 2023].

В восточной части моря Лаптевых широкой полосой проходит система рифтогенных грабенов, которая значительно превышает ширину рифтовой зоны хребта Гаккеля. В работе [Лобковский и др., 2015] предполагается, что миграция метана в толще осадочных пород и его последующее выделение могут быть связаны с новейшими разломами, которые берут начало от более древних дизъюнктивных структур с глубинными корнями.

2.3. Восточно-Сибирское море

Восточно-Сибирское море является шельфовым морем Северного Ледовитого океана и находится у берегов Восточной Сибири.

В работе [Богоявленский и др., 2022] исследованы опасные газонасыщенные объекты в Восточно-Сибирском море, где, в отличие от моря Лаптевых, отсутствует активное проявление сейсмичности, и количество живых разломов ощутимо меньше. Так, сипы газа были обнаружены в центральной части Восточно-Сибирского моря.

Аномальные объекты в придонных отложениях, которые предположительно связаны с залежами газа и каналами его субвертикальной миграции, выявлены при интерпретации ВЧР МОГТ в северо-западной части Восточно-Сибирского моря. Тектонически экранированные залежи газа на глубинах 300–800 м от дна приурочены к разрывным нарушениям, идущим от акустического фундамента [Богоявленский и др., 2022].

2.4. Чукотское море

В отличие от других шельфовых морей Северной Евразии западная и восточная границы Чукотского моря носят условный характер и проходят по меридианам о. Врангеля (180°) и 155–156° западной долготы в районе мыса Барроу на Аляске [Богоявленский и Кишанков, 2020].

В Чукотском море сейсмичность фиксируется в районе Берингова пролива и напротив побережья Аляски с глубинами очагов землетрясений от 0 до 40 км.

Большая часть акватории Чукотского моря (70% площади) характеризуется толщиной отложений более 2 км: Южно-Чукотский бассейн имеет мощность осадочных отложений 2–4 км, в Северо-Чукотском бассейне максимум мощности осадочного чехла достигает 22 км. Таким образом, мощность осадочного чехла достаточна, чтобы обеспечить благоприятные условия для газообразования и, следовательно, для образования газогидратов. Придонные осадочные породы, сформировавшиеся в Чукотском море, обогащены органическим веществом, что является следствием особых геодинамических условий: достаточно длительным растяжением земной коры с формированием системы прогибов и современной флюидной активностью.

Значительная мощность осадочного чехла и высокий углеводородный потенциал Чукотского моря позволяют прогнозировать образование термогенных газов (в том числе гомологов метана) и их последующую миграцию к морскому дну через ослабленные зоны и разломы. Содержание гомологов метана в отложениях Чукотского моря колеблется в широких пределах [Матвеева и др., 2017].

Потенциальное количество газа, хранящегося под Чукотским морем в виде гидратов, оценивается на основе картирования зоны их устойчивости [Матвеева и др., 2017].

В работе [Богоявленский и Кишанков, 2020] на основе данных сейсморазведки приводятся результаты изучения потенциальной газонасыщенности Чукотского моря. В исследовании были установлены группы потенциальных залежей газа, распределенные по вертикали, а также выделены разломы, по которым происходит миграция из глубоких горизонтов. В большинстве случаев глубинное происхождение метана в придонных отложениях подтверждается наличием его гомологов.

Наличие структурных каналов для притока флюидов к поверхности в виде разломов способствует вкладу струйного эффекта дегазации. Предполагаются коренные породы с коллекторскими свойствами и последующее проявление дегазации.

3. МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

С целью изучения специфики глубинного строения регионов с повышенной газонасыщенностью проведен анализ магнитных и плотностных свойств литосферы в Арктических морях. В качестве исходных данных использованы магнитные аномалии модуля МПЗ [Копытенко и Петрова, 2016; Копытенко и Петрова, 2020] и аномалии

силы тяжести [Bonvalot et al., 2012]. По магнитным аномалиям и аномалиям силы тяжести были вычислены глубинные магнитные и плотностные разрезы по профилям, пересекающим районы проявления метановых сипов и газовых факелов (рис. 1). На обзорном рисунке (рис. 1) приведено местоположение профилей, для которых выполнены расчеты петрофизических разрезов через подтвержденные участки газонасыщенных объектов, метановых сипов и газовых гидратов [Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015; Shakhova et al., 2019; Богоявленский и Богоявленский, 2021; Wallmann et al., 2018; Andreassen et al., 2020; Serov et al., 2023; Соколов и др., 2023; Богоявленский и др., 2022; Бондур и Кузнецова, 2015; Богоявленский и др., 2021a; Богоявленский и др., 2023].

Методика построения глубинных разрезов земной коры основана на спектрально-пространственном представлении аномальных геофизических полей, которые конвертируются в магнитные и плотностные разрезы посредством последовательной линейной фильтрации спектра исходного поля с последующим обратным преобразованием полученного набора спектров в интересующем диапазоне периодов аномалий. Петрофизические разрезы рассчитаны по магнитным аномалиям и аномалиям поля силы тяжести методом спектрально-пространственного анализа (СПАН). Методика применения СПАН для формирования магнитной и плотностной модели глубинных разрезов изложена авторами в ряде статей [Петрова и Копытенко, 2019].

Результаты СПАН, полученные на основе данных высокоточных магнитных съемок, применялись для решения нефтегазопроисловых задач на территории России и в акваториях Северного, Баренцева, Берингова и Средиземного морей. При построении петрофизических разрезов методом СПАН учитывалась экспериментально-теоретическая зависимость параметров спектральной структуры магнитного поля от глубины залегания магнитоактивных тел. Такой подход позволяет оценить мощность и глубину залегания комплексов, отличающихся по физическим свойствам, и определить глубины залегания объектов с погрешностью 5–10%.

Сопоставление рассчитанных методом СПАН плотностных разрезов с сейсмическими разрезами позволило определить маркирующие горизонты сред с разными скоростными характеристиками, соотнести их с местоположением литолого-стратиграфических комплексов в геологическом разрезе и провести идентификацию выделяемых поверхностей. Ослабленные слои с пониженными магнитными и плотностными свойствами на раз-

резах соответствуют зонам инверсий сейсмических скоростей. Выполненные по разрезам СПАН расчеты глубин были неоднократно подтверждены бурением в нефтегазонасыщенных районах (более 100 скважин) [Петрова и Копытенко, 2019].

Спектрально-пространственное представление высокоточных магнитометрических измерений позволяет представить вертикальные объекты слабомагнитных разностей, прослеживающиеся с глубины в несколько километров до поверхности в комплексах осадочного чехла и фундамента. На плотностных и магнитных разрезах зонами пониженной плотности и намагниченности отражаются линзы флюидных систем, зоны рассланцевания земной коры, латеральные и вертикальные разломы, которые являются путями миграции термофлюидных потоков.

Глубинные разрезы наглядно представляют местоположение флюидных систем земной коры и мантии. По магнитным разрезам можно получить оценку намагниченности пород, по плотностным разрезам — оценку плотности пород земной коры и мантии. По петрофизическим разрезам определяется местоположение линз флюидных систем и каналов термофлюидной проработки. Следы миграции минерализованных потоков флюидов проявляются на разрезах в виде слабомагнитных подводящих каналов пониженной плотности. В низах коры и мантии, где из-за высоких температур (более 560°C) породы находятся в размагниченном состоянии, местоположение флюидных систем определяется по плотностным разрезам [Petrova et al., 2019]. Совместный анализ спутникового мониторинга ледяного покрова с глубинными разрезами, пересекающими крупные ареалы талых вод и сквозные талики, показал, что одним из основных эндогенных факторов таяния является флюидный поток, поднимающийся по субвертикальным каналам и имеющий подпитку из глубокофокусных линз флюидных систем на разных глубинных уровнях залегания земной коры.

Специфические особенности земной коры в районах с повышенной газонасыщенностью придонных отложений представлены на глубинных петрофизических разрезах, построенных через поля выделения метана Баренцева моря, моря Лаптевых, Восточно-Сибирского и Чукотского морей (рис. 2–5).

Для исследования глубинного строения земной коры районов выделения метана были решены следующие задачи:

— проведен анализ расположения зон проявления выбросов метана в Арктических морях [Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015;

Bogoyavlensky et al., 2018; Shakhova et al., 2019; Богоявленский и Богоявленский, 2021; Wallmann et al., 2018; Andreassen et al., 2020; Serov et al., 2023; Соколов и др., 2023; Богоявленский и др., 2022; Бондур и Кузнецова, 2015; Богоявленский и др., 2021a; Богоявленский и др., 2023];

- построены плотностные и магнитные разрезы земной коры для подтвержденных участков в полях выделения метана;

- по петромагнитным разрезам выявлены разломные зоны глубинного заложения и местоположение линз флюидонасыщенных слоев в земной коре и мантии;

- определены траектории, глубина и выходы потоков флюидов по термоактивным каналам к областям проявления метановых сипов и газовых факелов;

- по спутниковым измерениям МПЗ и площадным расчетам ослабленных зон земной коры на глубинах около 20 км в рассмотренных акваториях выделены наиболее вероятные районы возможного влияния эндогенного флюидодинамического фактора.

Флюидопроводящие каналы представляют собой ослабленные зоны с низкой намагниченностью, пониженными плотностными свойствами и могут иметь повышенные значения теплового потока. Линзы флюидных систем характеризуются инверсией сейсмических скоростей и пониженным электрическим сопротивлением [Шипилов, 2016]. На разрезах каналы термофлюидной проработки и линзы флюидных слоев визуализируются в виде зон пониженной плотности и намагниченности в низах земной коры и мантии.

Выявление местоположения выходов термофлюидных каналов к поверхности морского дна позволяет предопределить наиболее вероятное распределение устойчивых ареалов талых вод, возникающих под влиянием флюидодинамического фактора земной коры и мантии.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На основе интерпретации аномалий магнитного поля Земли и аномалий силы тяжести исследовано строение литосферы Арктических морей в районах повышенной газонасыщенности придонных отложений. В работе исследована специфика строения литосферы в районах потенциальных и зафиксированных полей выделения метана в Баренцевом, Карском, Лаптевых и Восточно-Сибирском морях (рис. 1) [Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015; Bogoyavlensky et al., 2018; Shakhova et al., 2019; Богоявленский и Богоявлен-

ский, 2021; Wallmann et al., 2018; Andreassen et al., 2020; Serov et al., 2023; Соколов и др., 2023; Богоявленский и др., 2022; Бондур и Кузнецова, 2015; Богоявленский и др., 2021a; Богоявленский и др., 2023; Сергиенко и др., 2012; Матвеева и др., 2017; Лобковский и др., 2015]. Анализ петрофизических разрезов показал, что каналами поставки флюидов эндогенного происхождения в районы повышенной газонасыщенности могут служить субвертикальные термофлюидные каналы разломов глубинного заложения. Для Баренцева, Восточно-Сибирского и Чукотского морей и моря Лаптевых построены петрофизические разрезы (рис. 2–5), на которых отражаются наиболее вероятные глубины и пути подтока миграции газовых флюидов в случае активизации флюидонасыщенных линз, например, под влиянием сейсмических событий.

Исследования арктического шельфа России показывают, что риски возникновения чрезвычайных ситуаций могут быть связаны с высоким уровнем газонасыщенности придонных осадков, содержащих газ как в гидратном, так и в свободном состояниях [Богоявленский и Богоявленский, 2021].

4.1. Баренцево море

По данным геофизических и геохимических исследований в Баренцевом море подтверждены зоны развития газогидратов [Andreassen et al., 2020], выход газовых факелов, в том числе мегафакелов, и метана глубинного генезиса [Соколов и др., 2023]. Петрофизические разрезы по профилям 1–1' и 2–2' (рис. 1–2) пересекли горизонты газогидратов и ареалы проявлений газовых факелов.

На подоснове плотностного разреза профиля 1–1' (рис. 2a) представлены аномалии магнитного поля, полученные по измерениям спутника CHAMP для высоты 100 км [Thebault et al., 2016]. Минимум магнитного поля в зоне газогидратов отвечает присутствию в этом районе Баренцева моря ослабленных слоев пониженной намагниченности и плотности, проявляющихся на глубине около 20 км в земной коре и на глубине больше 45 км в мантии (рис. 2a–б). Значительная вертикальная зона термофлюидной проработки под зоной газогидратов на профиле 1–1' прослеживается на плотностном и еще более ярко на магнитном разрезе с глубины 25–30 км (рис. 2a–б). Восходящая вертикальная миграция флюидов по термофлюидному каналу с глубины более 20 км обеспечивает возможность внезапного выведения термального потока к поверхности в ареал твердых газогидратов. Это может создавать ус-

ловия для возникновения в ареале газогидратов взрывоопасного природного явления глубинного происхождения.

Зона мега-факелов на профиле 1–1' расположена в Баренцевоморской магматической провинции [Шипилов, 2016]. На плотностном и маг-

нитном разрезе видна возможная траектория субвертикальной подпитки мега-факелов с глубины более 15 км (рис. 2а–б).

Зона мега-факелов на профиле 2–2' может подпитываться с глубины 10–15 км (рис. 2г). Мощный подток термогенного газа идет по раз-

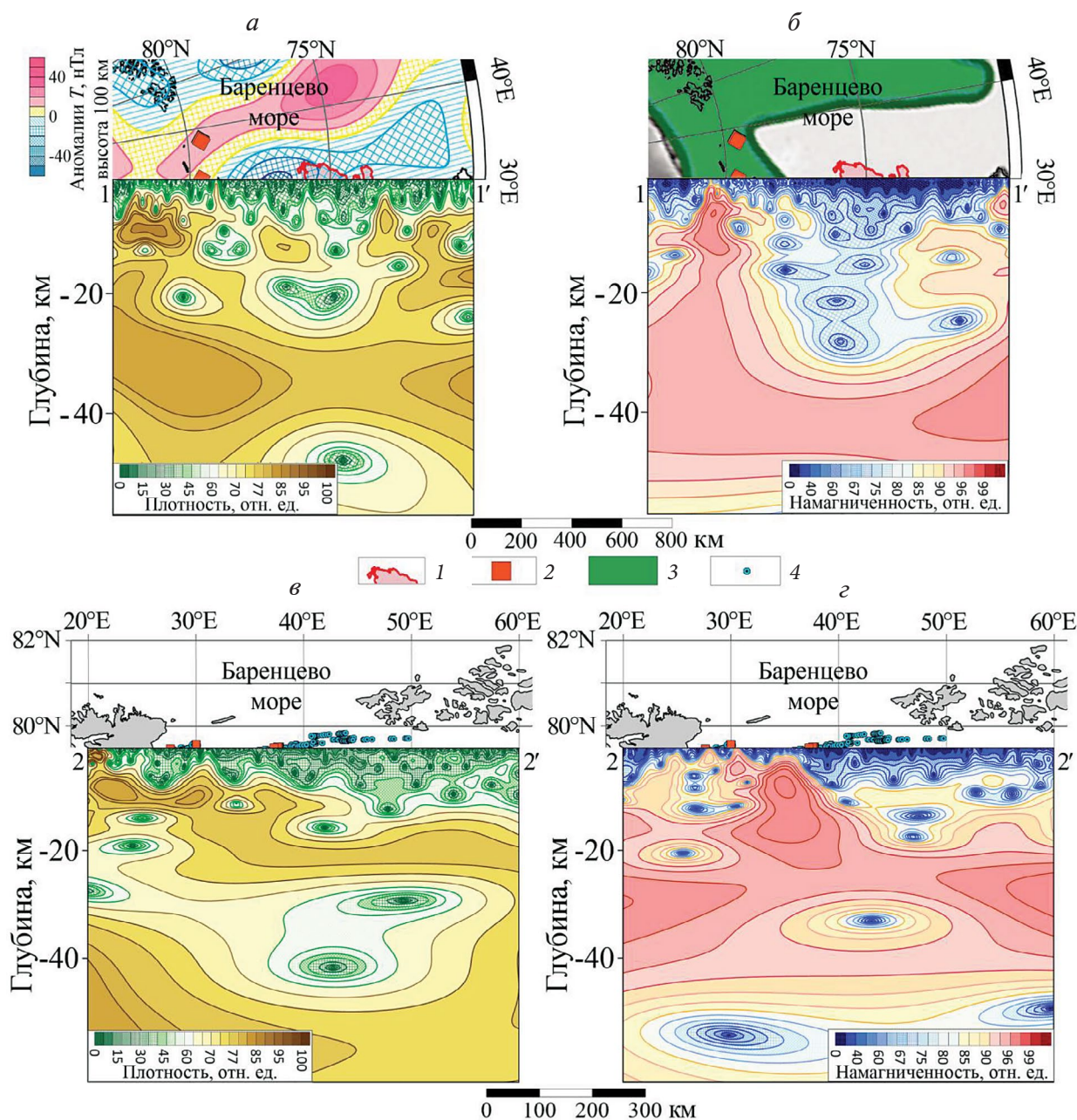


Рис. 2. Разрезы литосферы Баренцева моря в зонах развития газогидратов и газовых факелов: (а) — плотностной разрез (пр. 1-1'), подоснова — магнитные аномалии модуля МПЗ ($h = 100$ км) [Thebault et al., 2016]; (б) — магнитный разрез (пр. 1-1'), подоснова — Баренцевоморская магматическая провинция [Шипилов, 2016]; (в) — плотностной разрез (пр. 2-2'), (г) — магнитный разрез (пр. 2-2'). 1 — Ареал твердых гидратов [Andreassen et al., 2020; Serov et al., 2023]; 2 — мега-факелы; 3 — Баренцевоморская магматическая провинция; 4 — газовые факелы [Соколов и др., 2023]; 5 — Баренцево море.

ломам и системам субвертикальных трещин. Зафиксированное обширное поле выделения метана в зоне факелов [Богоявленский и др., 2022] на профиле 2–2' находится над крупной сложно-строенной зоной нарушений, где метан может поступать в породы ВЧР земной коры с глубин 10–15 км. На профиле 1–1' на участке мега-факела возможна миграция метана глубинного генезиса из глубоких геологических резервуаров по субвертикальной траектории с глубины около 30 км. Зоны разломов под мега-факелами формируют области концентрированной разгрузки, через которые может происходить мощная эмиссия газа.

4.2. Море Лаптевых

По данным геофизических и геохимических исследований в море Лаптевых обнаружены мощные поля выделения метана в виде факелов с шириной газовых всплесков до 100–150 м, и слившихся фонтанов в многокорневой гигантский факел диаметром более 1000 м [Shakhova et al., 2019]. Петрофизические разрезы по профилям 3–3' и 4–4' (рис. 1, 3) пересекли поля выделения метана в виде газовых сипов, зафиксированных вблизи СМТК.

На плотностных разрезах 3–3' и 4–4' (рис. 3а–в) продемонстрирована разломная зона, по которой

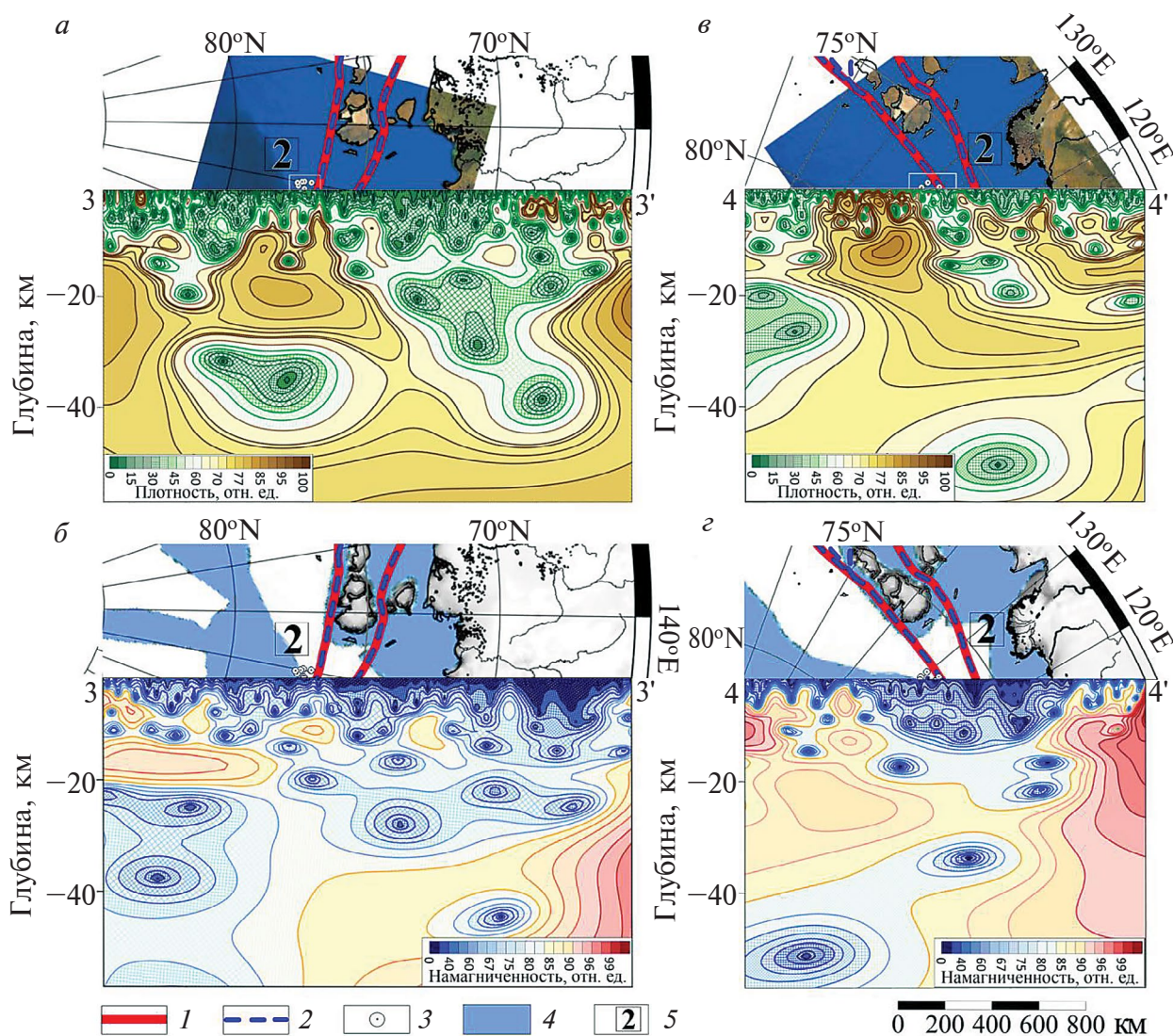


Рис. 3. Разрезы литосферы моря Лаптевых в зонах развития газогидратов и газовых факелов: (а) – плотностной разрез (пр. 3–3'), (б) – магнитный разрез (пр. 3–3'); (в) – плотностной разрез (пр. 4–4'), (г) – магнитный разрез (пр. 4–4'). 1 – СМТК; 2 – СМП; 3 – метановые сипы [Baranov et al., 2020; Shakhova et al., 2015; Богоявленский и Богоявленский, 2021; Сергиенко и др., 2012]; 4 – газогидраты [Shakhova et al., 2019].

проходит траектория субвертикальной миграции флюидов, что дает возможность выведения термального потока к поверхности с глубины 20–30 км в область полей выделения метана в виде газовых сипов вблизи СМТК.

На магнитном разрезе 3–3' (рис. 3б) хорошо выражена восходящая субвертикальная траектория возможной миграции флюидов по терморазлому к зоне газовых сипов с глубины около 30 км, которая может быть причиной активной эмиссии газа на этом участке и вызывать интенсивный пузырьковый выброс метана. На магнитном разрезе 4–4' (рис. 3г) миграция флюида возможна с глубины 10–12 км.

На подоснове магнитных разрезов 3–3' и 4–4' (рис. 3б–г) приведены зоны потенциального развития газогидратов вблизи акватории СМП [Shakhova et al., 2019]. В зоны газогидратов возможен выход термального потока из земной коры по наклонным разломам с глубины около 10–15 км.

Термальные потоки глубинного флюида способствуют ускорению таяния ледяного покрова. В работе [Богоявленский и др., 2023] отмечается, что одно из крупных разрывных нарушений пород дна к северу от острова Бегичев (рис. 4б), “точно совпадает с талой зоной, выделенной при анализе преломленных волн по сейсмопрофилю РТ1101”. Петрофизические разрезы 3–3' и 4–4' (рис. 3), а также 6–6' (рис. 4б) пересекают Великую Сибирскую полынью на участке от о-ва Боль-

шой Бегичев в море Лаптевых до Медвежьих о-вов в Восточно-Сибирском море [Атлас..., 2019]. На магнитных разрезах 3–3' и 4–4' (рис. 3) видно, что полынья расположена над зоной субвертикальных термоактивных разломов, доходящих до глубины 15 км с возможностью подтока при повышении сейсмической активности с глубины больше 20 км.

Полученные в настоящей работе результаты исследований арктического шельфа России впервые позволили оценить специфику литосферы районов с высоким уровнем газонасыщенности в виде газовых факелов, мега-факелов, горизонтов газогидратов и сделать прогноз появления рисков для судоходства в Баренцевом море, море Лаптевых, Восточно-Сибирском и Чукотском морях.

4.3. Восточно-Сибирское море

По сейсмическим данным в Восточно-Сибирском море выявлено относительно равномерное распределение потенциальных газонасыщенных объектов [Богоявленский и др., 2022]. В северо-западной части Восточно-Сибирского моря обнаружены аномальные объекты в придонных отложениях, предположительно связанные с залежами свободного газа и каналами его субвертикальной миграции. По сейсмическим данным зафиксированы потенциальные каналы миграции газа, подходящие близко к морскому дну.

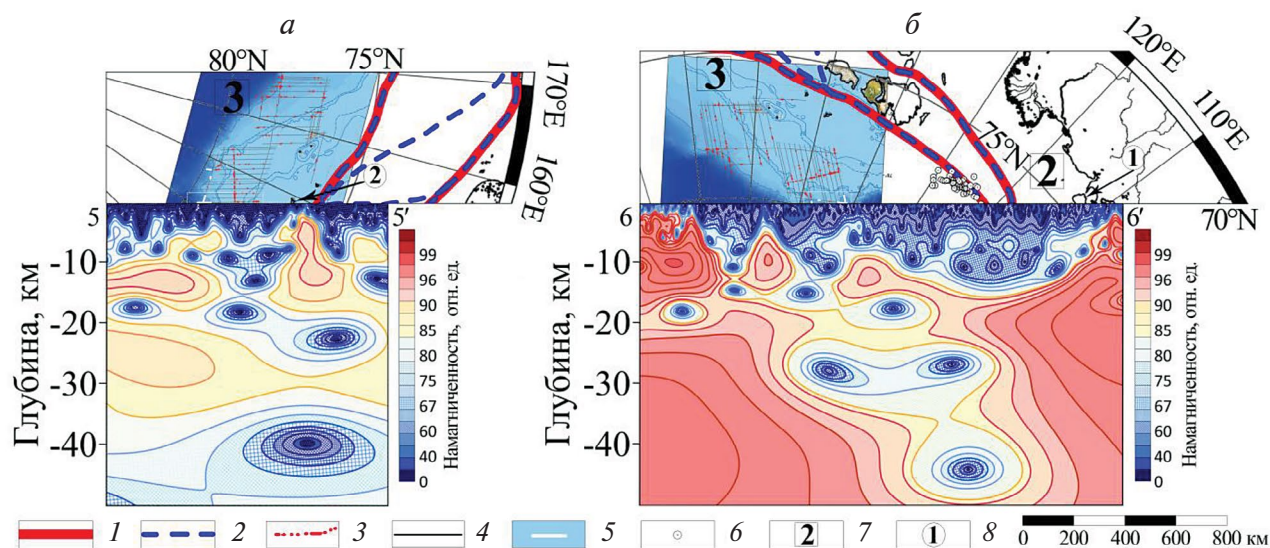


Рис. 4. Разрезы литосферы Восточно-Сибирского моря и море Лаптевых в зонах прогнозируемых газонасыщенных объектов, газовых гидратов и метановых сипов: (а) — магнитный разрез (пр. 5–5'), (б) — магнитный разрез (пр. 6–6'). 1 — СМТК; 2 — СМП; 3 — прогнозируемые газовые залежи; 4 — сейсмические профили; 5 — прогнозируемые залежи газовых гидратов [Богоявленский и др., 2022]; 6 — метановые сипы [Богоявленский и Богоявленский, 2021]; 7 — моря: 2 — море Лаптевых, 3 — Восточно-Сибирское море; 8 — острова: 1 — о. Большой Бегичев, 2 — о. Беннета.

В работе [Богоявленский и др., 2022] показано, что тектонически экранированные залежи газа приурочены к разрывным нарушениям, идущим от акустического фундамента. Предположительно выявлен сейсмический отражающий горизонт, отождествляемый с наличием газогидратов.

Авторами настоящей работы через выявленные зоны потенциальных газонасыщенных объектов Восточно-Сибирского моря [Богоявленский и др., 2022] построены два петрофизических разреза: по профилям 5 и 6 (рис. 1, рис. 4а–б).

Магнитный разрез по профилю 5–5' сечет вкрест простирания линейную зону прогнозируемых газовых залежей и проходит через горизонт, отождествляемый с наличием газогидратов (рис. 4а). К горизонту газогидратов выходит неглубокий разлом с глубины около 4 км.

Магнитный разрез по профилю 6–6' (рис. 4б) пересекает этот же горизонт газогидратов под другим углом. При таком сечении видно, что к горизонту газогидратов выходит разломная зона, прослеживающаяся до глубины 4 км. Термальный поток с глубины 15–18 км возможен только по наклонной разломной зоне в виде непрямого бокового подтока.

Под областью прогнозируемых газовых залежей проявляется канал вертикальной миграции флюидов по разломной зоне, доходящей до глубины 8 км (рис. 4а).

Однако ниже на разрезе ярко выражена вертикальная зона миграции флюидов из линз флюидной системы на глубинах 10–15 км и 20 км (рис. 4а). Такой вертикальный канал создает условия для внезапного вывода мощного термального потока к поверхности дна с глубины более 20 км и из мантии с глубины более 40 км в акваторию острова Беннетта (рис. 4а). По всей видимости, обнаруженный здесь феномен плюма в виде гигантского на сотни километров в длину и 10–25 км в ширину шлейфа метана был создан этим термоактивным разломом глубинного заложения в результате высвобождения метана из глубоких геологических резервуаров [Богоявленский и др., 2022]. Это создает условия для таяния ледяного покрова, эмиссии термогенного метана и возникновения взрывоопасных природных явлений эндогенного происхождения.

Южная часть разреза по профилю 6–6' выходит в море Лаптевых, где пересекает регулярно образующуюся за внешней кромкой припая Велюку Сибирскую полынью [Атлас..., 2019] на участке около 115° Е. Из магнитного разреза по профилю 6–6' следует, что к большой полынье выходит мощная широкая зона геотермального

потока флюидов с глубины 10–13 км. Это создает условия для таяния ледяного покрова и формирования устойчивой полосы открытой воды.

4.4. Чукотское море

По результатам изучения потенциальной газонасыщенности ВЧР Чукотского моря на основе данных сейсморазведки через выявленные аномальные потенциально газонасыщенные объекты построены три петрофизических разреза по профилям 7–7', 8–8' и 9–9' (рис. 1, рис. 5а–в), пересекающих зоны прогнозируемых газовых залежей [Bogoyavlensky et al., 2018; Богоявленский и Кишанков, 2020].

На всех разрезах на участках прогнозируемых газовых залежей выделены каналы миграции из глубоких горизонтов земной коры. Глубинный генезис газа подтвержден наличием гомологов метана [Bogoyavlensky et al., 2018].

На профиле 7–7' (рис. 1, рис. 5а) к прогнозируемым участкам выходит разломная зона с глубины более 20 км и вертикальный канал с 10 км. Сложная картина переслаивания пород с различными магнитными свойствами с глубиной — слабомагнитных линз с перекрывающимися слоями типа флюидоупоров — внутри разломной зоны может свидетельствовать о том, что коренные породы выделенных участков потенциально обладают коллекторскими свойствами.

На профиле 8–8' (рис. 1, рис. 5б) в северной части площади сейсмических работ к прогнозируемым участкам газовых залежей выходит субвертикальный канал с глубины около 10 км. В южной части работ выделена мощная разломная зона, прослеживающаяся из мантии, проходящая через всю земную кору с выходом в породы ВЧР. Флюидонасыщенные слои проявляются в земной коре на глубинах около 5 км и 15 км.

На профиле 9–9' (рис. 1, рис. 5в) в северной части площади сейсмических работ к прогнозируемым участкам газовых залежей с глубины около 10–15 км выходит субвертикальный геотермальный канал.

На разрезах 8–8' и 9–9' выявлена большая мощность осадочного чехла Чукотского моря, предположительно с хорошими коллекторскими свойствами.

Анализ петрофизических разрезов позволяет прогнозировать в Чукотском море проявление и миграцию термогенных газов в породы ВЧР через разломные зоны. Наличие структурных каналов в виде разломов может способствовать притоку флюидов к поверхности с возможным вкладом струйного эффекта дегазации [Матвеева и др., 2017].

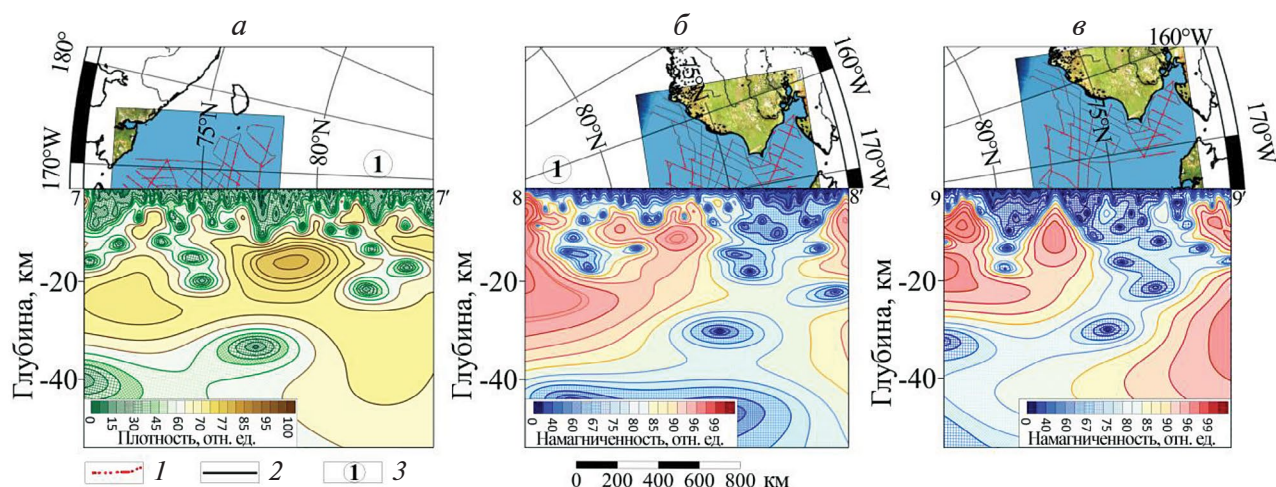


Рис. 5. Разрезы литосферы Чукотского моря в зонах прогнозируемых газовых залежей. 1 – прогнозируемые газовые залежи [Богоявленский и Богоявленский, 2021], 2 – сейсмические профили МОГТ; 3 – Чукотское поднятие.

Результаты исследований, проведенных авторами для морей Баренцева, Карского, Лаптевых и Восточно-Сибирского показали, что на некоторых участках СМТК могут возникать проблемы навигационной безопасности. Приповерхностные комплексы газогидратов, поля метановых сипов создают факторы повышенного риска, осложняющие мореплавание, эксплуатацию морских нефтегазовых месторождений и транспортировку углеводородного сырья на участках выходов потоков флюидов из низов земной коры и верхней мантии по вертикальным термоактивным разломам.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значительное ускорение сокращения площади арктических льдов связывают с глобальным потеплением климата. Но ледяной покров разрушается не только под влиянием внешних причин, но и под воздействием глубинного флюидодинамического фактора. Анализ спутниковых наблюдений за изменением толщины льда и визуализация траекторий флюидопотоков по термоактивным разломам на магнитных и плотностных разрезах позволяет прогнозировать и выявлять районы крупных талых ареалов, в том числе в акватории СМП. В результате исследования строения литосферы криолитозоны Арктического шельфа по аномалиям магнитного поля и аномалиям силы тяжести выдвинуто предположение о влиянии флюидного потока разломов глубинного заложения на формирование ледяного покрова за счет уменьшения толщины льдов из-за образования зон разводий и сквозных таликов.

Увеличение температуры и мощности флюидного потока влияет на процесс деградации льда. Возможность образования зон крупных проталин и полыней возникает при возрастании мощности флюидного потока до 100 мВт/м. Анализ петрофизических разрезов 3–3' и 4–4' (рис. 3) и 6–6' (рис. 4б), пересекающих Великую Сибирскую полыню [Атлас..., 2019] в море Лаптевых, показал, что полынья расположена над субвертикальными термоактивными разломными зонами, достигающими до глубины 15 км с возможностью подтока при повышении сейсмической активности с глубины более 20 км.

Расположения флюидных линз земной коры и флюидных систем мантии влияют на пространственное распределение стабильных ареалов таяния льда. Местоположение флюидонасыщенных слоев в земной коре и в мантии наглядно представлено на картах магнитных аномалий, полученных для высот 100 и 400 км по данным спутника CHAMP [Thebault et al., 2016]. Линзы земной коры проявляются в виде зон отрицательных аномалий модуля МПЗ на высоте 100 км (рис. 1б), флюидные системы мантии – на высоте 400 км (рис. 1а) [Thebault et al., 2016]. На магнитных и плотностных разрезах флюидные слои земной коры в виде линз пониженной намагниченности и плотности наиболее часто проявляются в интервале глубин 20–30 км. По компонентным измерениям спутника CHAMP на высоте 400 км в отрицательных аномалиях модуля и вертикальной компоненты МПЗ отчетливо отображается положение крупных флюидных систем мантии в море Лаптевых, Восточно-Сибирском и Чукотском морях [Петрова и Латышева, 2023].

Районы выходов субвертикальных термоактивных каналов приурочены к минимумам литосферных магнитных аномалий, создаваемых флюидными линзами низов земной коры и верхней мантии. Магнитные измерения спутников с высоты полета 400 км в виде минимумов литосферных аномалий (рис. 2б) отражают положение флюидных систем мантии, выделяемых в Арктическом шельфе на глубинах больше 30 км. Анализ спутниковых измерений толщины льда показал, что к минимумам намагниченности пород низов земной коры и мантии приурочены наиболее вероятные зоны ускоренной деградации льда под действием флюидодинамического фактора [14–15]. Выходы каналов к морскому дну СМТК дают возможность прогноза локализации зон устойчивого таяния льда под направленным влиянием глубинного флюидодинамического фактора. Флюидные слои представляют собой ослабленные латеральные зоны пониженных сейсмических скоростей и плотности, слабой намагниченности и повышенной электропроводности.

Тектонические волны, которые возникают в литосфере в результате сильных сейсмических событий, могут вызывать пульсации линз флюидных слоев и являться одной из причин активизации флюидодинамических процессов разломных зон земной коры.

Анализ глубинных петрофизических разрезов земной коры и мантии позволяет выявить местоположение линз флюидонасыщенных слоев, а также траектории и выходы термоактивных разломов. По совокупности признаков флюидные слои идентифицируются как реологически ослабленные слои. По сейсмическим глубинным исследованиям ослабленные зоны земной коры представляют собой трещиноватые флюидонасыщенные среды, играющие важную роль в процессе транспорта флюида к поверхности [Павленкова, 2018].

Определение местоположений выходов термофлюидных каналов к морскому дну дает возможность лучше прогнозировать положение наиболее вероятных ареалов талых вод и тонкого льда, возникающих под влиянием флюидодинамического фактора земной коры и мантии.

Схема пространственного расположения флюидонасыщенных линз в земной коре Арктического шельфа на глубине около 20 км (рис. 1в) демонстрирует зоны наиболее вероятных проявлений влияния флюидодинамического фактора, и, как следствие, возможного появления полей повышенных концентраций метана в Арктических морях.

Глубокофокусные флюидные системы мантии выделены на плотностных разрезах на глубинах ~40–50 км и ~70–90 км. При наличии значительного сейсмического события эти флюидные системы могут выступать в качестве спускового механизма воздействия на восходящие по термоактивным каналам флюидные потоки с возникновением взрывоопасных явлений в газонасыщенных районах.

Исследования арктического шельфа России показывают, что с высоким уровнем газонасыщенности придонных отложений могут быть связаны риски возникновения чрезвычайных ситуаций в акватории СМП. Анализ петрофизических разрезов районов повышенной газонасыщенности выявил глубины перемещающихся по разломам флюидных потоков в область развития газогидратов, проявлений газовых факелов и мегафакелов. Это дает возможность сделать прогноз расположения опасных ареалов в акватории СМП. Такая информация позволит выбирать наиболее безопасные трассы мореплавания.

В настоящее время Восточно-Сибирский арктический шельф находится в центре активных исследований из-за выявления повышенных концентраций метана в атмосфере и гидросфере, зафиксированных в ходе многочисленных экспедиций на шельфах Арктических морей [Baranov et al., 2020; Shakhova et al., 2010; Shakhova et al., 2015; Bogoyavlensky et al., 2018].

В работе исследована специфика строения литосферы в районах зафиксированных и потенциальных полей прогнозируемых газовых залежей и выделений метана в Баренцевом, Лаптевых, Восточно-Сибирском и Чукотском морях.

На магнитных разрезах Баренцева моря хорошо отражены пути восходящего вертикального перемещения флюидов на участках газопроявлений “факельного типа”, которое указывает на возможность внезапного выведения термального потока к поверхности в область полей выделения метана. Обширное поле выделения метана в зоне факелов подпитывается с глубины 10–15 км.

На участке проявления мега-факелов возможна миграция метана глубинного генезиса из более глубоких геологических резервуаров по субвертикальной траектории с глубины около 30 км. Зоны разломов под мега-факелами формируют области фокусированной разгрузки, через которые возможны крупномасштабные выделения метана. К гигантскому шлейфу метана в прибрежной акватории острова Беннетта [Соколов и др., 2023] мощный термальный поток из мантии может выходить с глубины более 40 км (рис. 4а). Это способствует выбросу термогенного метана

и возникновению взрывоопасных природных явлений эндогенного происхождения.

В зоне развития газогидратов в Баренцевом море выделена вертикальная зона термофлюидной проработки под зоной газогидратов, которая четко прослеживается на плотностном и еще более ярко на магнитном разрезе с глубины 25–30 км. Это создает условия для разрушения газогидратов, выброса метана и возникновения взрывоопасных ситуаций.

Анализ петрофизических разрезов по профилям 3–3' и 4–4' в море Лаптевых позволил исследовать причину активизации мощных полей выделения метана в виде газовых сипов вблизи границы СМТК (рис. 3). На плотностных и магнитных разрезах хорошо выражена разломная зона, по которой проходит восходящая траектория субвертикальной миграции флюидов, что дает возможность выведения термального потока к поверхности с глубины 20–30 км в область полей выделения метана. На этом участке миграция флюидов по терморазлому с глубины 30 км может быть причиной активной эмиссии газа и способствовать интенсивному пузырьковому выбросу метана.

В Восточно-Сибирском море построены два петрофизических разреза: по профилям 5 и 6 через зоны потенциальных газонасыщенных объектов (рис. 4) [Соколов и др., 2023]. Под зоной прогнозируемых газовых залежей проявляется вертикальная зона миграции флюидов по разломной зоне, доходящей до глубины 8 км. К горизонту газогидратов выходит неглубокий разлом с глубины около 4 км.

В Чукотском море построены три петрофизических разреза по профилям 7–7', 8–8' и 9–9' через потенциально газонасыщенные объекты [Bogoyavlensky et al., 2018; Богоявленский и Кишанков, 2020]. На всех участках прогнозируемых газовых залежей выделены каналы миграции из глубоких горизонтов земной коры. Глубинный генезис газа подтвержден наличием гомологов метана [Богоявленский и Кишанков, 2020].

На профиле 7–7' (рис. 1, рис. 5а) к прогнозируемым участкам выходит разломная зона с глубины более 20 км и вертикальный канал с 10 км. Здесь наблюдается переслаивание пород с различными магнитными свойствами с глубиной — чередование слабомангнитных линз со слоями типа флюидопоров — внутри разломной зоны, что может быть признаком наличия хороших коллекторских свойств у коренных пород.

В северной части площади сейсмических работ на профиле 8–8' (рис. 1, рис. 5б) к потенци-

альным участкам газовых залежей выходит субвертикальный канал с глубины около 10 км, а в южной части выделена мощная разломная зона, поднимающаяся из мантии через всю земную кору с выходом в породы ВЧР. Флюидонасыщенные слои выделяются в земной коре на глубинах около 5 км и 15 км.

В северной части площади сейсмических работ на профиле 9–9' (рис. 1, рис. 5в) к прогнозируемым участкам газовых залежей выходит субвертикальный геотермальный канал с глубины около 10–15 км.

На разрезах 8–8' и 9–9' в Чукотском море выявлена большая мощность осадочного чехла, возможно, с хорошими коллекторскими свойствами.

В Чукотском море анализ петрофизических разрезов позволяет прогнозировать проявление и миграцию термогенных газов в породы ВЧР через разломные зоны с глубины 10–20 км.

По магнитным аномалиям и аномалиям поля силы тяжести проведены исследования условий влияния глубинного флюидодинамического фактора в газонасыщенных областях и зонах скопления газогидратов в Баренцевом, Карском, Восточно-Сибирском, Чукотском морях и море Лаптевых. Это позволило получить представление о модели глубинного строения земной коры в областях с высоким уровнем газонасыщенности.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение данных спутникового мониторинга толщины льда шельфовых морей СЛО с петрофизическими разрезами земной коры показало, что литосфера в зонах ускоренного таяния льда имеет специфическое строение, допускающее миграцию глубинных флюидов к поверхности морского дна.

Проведено исследование строения литосферы Арктического шельфа на основе петрофизических разрезов, построенных по аномалиям МПЗ и аномалиям силы тяжести. Анализ данных дистанционного зондирования ледовых условий и визуализация траекторий флюидопотоков и термоактивных разломов на магнитных и плотностных разрезах позволяет выявлять и прогнозировать районы крупных талых ареалов и полыней. Исследование эндогенного флюидодинамического влияния на ледовый режим СМТК позволит оптимизировать выбор наиболее безопасных транспортно-логистических трасс безобойного круглогодичного судоходства.

В результате комплексной интерпретации аномалий магнитного поля Земли и аномалий силы тяжести впервые исследована специфика строе-

ния литосферы Арктических морей с доказанной активной эмиссией газа и в районах с повышенной газонасыщенностью. Визуализирована специфика строения литосферы в районах зафиксированных и потенциальных полей газовых залежей и выделений метана в Баренцевом, Лаптевых, Восточно-Сибирском и Чукотском морях. Обозначены пути подтока газовых флюидов и оценены глубины миграции термогенных газов в породе ВЧР через разломные зоны.

Анализ петрофизических разрезов районов повышенной газонасыщенности позволил оценить глубины выходящих по разломам флюидных потоков в области проявлений газовых факелов и мега-факелов. Исследования на участках акваторий, где по данным геохимических исследований подтверждены выходы метана, показали, что наиболее значительную роль играют субвертикальные термофлюидные потоки в зонах нарушений глубинного заложения.

Результаты исследований, проведенных для морей Баренцева, Карского, Лаптевых и Восточно-Сибирского показали, что на некоторых участках СМТК могут возникать проблемы навигационной безопасности. Горизонты газогидратов, поля метановых сипов и фонтанов создают факторы повышенного риска, осложняющие мореплавание, эксплуатацию морских нефтегазовых месторождений и транспортировку углеводородного сырья.

На петрофизических разрезах Чукотского моря выявлена большая мощность осадочного чехла, предположительно с хорошими коллекторскими свойствами. К прогнозируемым участкам газонасыщенных объектов [Bogoyavlensky et al., 2018; Богоявленский и Кишанков, 2020] выходит разломная зона с глубины более 20 км и вертикальный канал с 10 км. Выявленная картина переслаивания с глубиной пород с различными магнитными свойствами — слабомагнитных линз с перекрывающими слоями типа флюидоупоров — внутри разломной зоны может свидетельствовать о том, что коренные породы выделенных участков потенциально обладают коллекторскими свойствами.

Полученные результаты исследований арктического шельфа России впервые позволили оценить специфику литосферы районов с высоким уровнем газонасыщенности в виде газовых сипов, фонтанов, факелов и мега-факелов и сделать прогноз появления рисков для судоходства в Баренцевом море, море Лаптевых, Восточно-Сибирском и Чукотском морях.

На основе двумерного площадного анализа магнитных свойств пород на глубине около 20 км

приведена оценка распределения возможных ареалов природных явлений эндогенного характера. В результате исследования выделены наиболее вероятные зоны возникновения опасных природных явлений на акватории СМП.

Исследование локализации зон эндогенного влияния флюидодинамического фактора в областях с высоким уровнем газонасыщенности акватории Арктического шельфа имеет научное, практическое и прикладное значение для уточнения долгосрочных ледовых прогнозов и уменьшения навигационных рисков эндогенного характера. Изучение специфики строения земной коры Арктического шельфа позволяет прогнозировать участки наиболее вероятного возникновения взрывоопасных зон и имеет важное значение для выбора траекторий мореплавания по транспортно-логистической системе СМТК.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания по теме № 16.5. “Исследование физической природы пространственно-временных изменений магнитного поля Земли и солнечно-земных связей”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Атлас ледяных образований // Под общей редакцией В.М. Смоляницкого. СПб.: ААНИИ, 2019. 232 с.
- Богоявленский В.И., Богоявленский И.В. Анализ состояния, перспектив и проблем освоения ресурсов углеводородов и угля в Арктике в связи с экономическими, геополитическими и технологическими реалиями // Научные Труды ВЭО России. Т. 228. С. 154–180. 2021. <https://doi.org/10.38197/2072-2060-2021-228-2-154-180>
- Богоявленский В.И., Казанин А.Г., Кишанков А.В., Казанин Г.А. Дегазация Земли в Арктике: комплексный анализ факторов мощной эмиссии газа в море Лаптевых // Арктика: экология и экономика. Т. 11. № 2. С. 178–194. 2021a. <https://doi.org/10.25283/2223-4594-2021-2-178-194>
- Богоявленский В.И., Кишанков А.В. Опасные газонасыщенные объекты на акваториях мирового океана: Чукотское море (Россия и США) // Арктика: экология и экономика. № 2 (38). С. 45–58. 2020. <https://doi.org/10.25283/2223-4594-2020-2-45-58>
- Богоявленский В.И., Кишанков А.В., Казанин А.Г. и др. Опасные газонасыщенные объекты на акваториях Мирового океана: Восточно-Сибирское море // Арктика: экология и экономика. Т. 12. № 2. С. 158–171. 2022. <https://doi.org/10.25283/2223-4594-2022-2-158-171>
- Богоявленский В.И., Кишанков А.В., Казанин А.Г. Распространение субаквальной мерзлоты в море Лаптевых по данным сейсморазведки методом преломлен-

- ных волн // Арктика: экология и экономика. Т. 13. № 4. С. 501–515. 2023. <https://doi.org/10.25283/2223-4594-2023-4-501-515>
- Бондур В.Г., Кузнецова Т.В. Выявление газовых сипов в акваториях арктических морей с использованием данных дистанционного зондирования // Исслед. Земли из космоса. № 4. С. 30–43. 2015.
- Копытенко Ю.А., Латышева О.В., Петрова А.А. Влияние разломных зон земной коры на эволюцию толщины и кромки ледяного покрова Арктики // Труды Военно-космической академии им. А.Ф. Можайского. Вып. 674. С. 207–212. 2020.
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Мировые карты компонент магнитного поля Земли эпохи 2020 / Труды XV Всероссийской конференции “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”. СПб. С. 288–291. 2020.
- Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Результаты разработки и применения компонентной модели магнитного поля Земли в интересах магнитной картографии и геофизики // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. Т. 9. № 2. С. 88–106. 2016.
- Лобковский Л.И., Никифоров С.Л., Дмитриевский Н.Н. и др. О процессах газовыделения и деградации подводных Многолетнемерзлых пород на шельфе моря Лаптевых // Океанология. Т. 55. № 2. С. 312–320. 2015.
- Матвеева Т.В., Семёнова А.А., Шур Н.А. и др. Перспективы газогидратоносности Чукотского моря // Записки Горного института. Т. 226. С. 387–396. 2017. <https://doi.org/10.25515/PMI.2017.4.387>
- Павленкова Н.И. Природа региональных сейсмических границ в земной коре и верхней мантии // Материалы XIX Международной конференции “Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле”. Москва–Борок. Т. 1. С. 250–253. 2018.
- Петрова А.А., Латышева О.В. Воздействие флюидодинамического фактора на формирование и изменение ледяного покрова в Северном Ледовитом океане // Вест. КРАУНЦ. Сер.: Науки о Земле. № 3 (59). С. 53–66. 2023. <https://doi.org/10.31431/1816-5524-2023-3-59-53-66>
- Петрова А.А., Копытенко Ю.А. Флюидные системы Мамско-Бодайбинской минерагенической зоны Северного Забайкалья // Вестн. КРАУНЦ. Сер.: Науки о Земле. Вып. 41. № 1. С. 37–53. 2019. <https://doi.org/10.31431/1816-5524-2019-1-41-37-53>
- Петрова А.А., Латышева О.В., Копытенко Ю.А. Глубинное строение Арктики и Антарктики по магнитным аномалиям компонент и аномалиям силы тяжести // Космич. исслед. Т. 60. № 4. С. 331–347. 2022а. <https://doi.org/10.31857/S0023420622030086>
- Петрова А.А., Латышева О.В., Копытенко Ю.А. Природные явления эндогенного происхождения в Арктическом бассейне // Вестн. КРАУНЦ. Науки о Земле. Вып. 48. № 4. С. 37–53. 2020. <https://doi.org/10.31431/1816-5524-2020-4-48-49-63>
- Петрова А.А., Латышева О.В., Копытенко Ю.А. Роль глубинных факторов в разрушении ледового покрова на трассах Северного Морского пути / Материалы VII Всероссийской научной конференции “Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды”, Санкт-Петербург, ВКА имени А.Ф. Можайского. С. 118–122. 2022.
- Петрова А.А., Петрищев М.С., Копытенко Ю.А. и др. Выявление флюидоподводящих каналов в Арктических морях по аномалиям магнитного и гравитационного полей / Материалы Всероссийской конференции “Глобальные проблемы Арктики и Антарктики”. ФИЦКИА РАН. Архангельск. С. 810–815. 2020а.
- Сергиенко В.И., Лобковский Л.И., Семилетов И.П. и др. Деградация подводной мерзлоты и разрушение гидратов шельфа морей Восточной Арктики как возможная причина “метановой катастрофы”: некоторые результаты комплексных исследований 2011 года // Докл. АН. Т. 446. № 3. С. 330–335. 2012.
- Соколов С.Ю., Мороз Е.А., Зарайская Ю.А. и др. Картирование опасных геологических объектов и процессов северной и центральной частей шельфа Баренцева моря по данным гидроакустического комплекса НИС “Академик Николай Страхов” // Арктика: экология и экономика. Т. 13. № 2. С. 164–179. 2023. <https://doi.org/10.25283/2223-4594-2023-2-164-179>
- Харитонов А.Л., Хассан Г.С., Серкерев С.А. Изучение глубинных неоднородностей тектоносферы и мантии Земли по спутниковым магнитным и гравитационным данным // Исслед. Земли из космоса. 2004. № 3. С. 81–87.
- Харитонов А.Л. Геоэкологические аспекты корреляции кольцевых структур, региональных аномалий геофизических полей и месторождений полезных ископаемых // Вестн. МГПУ. Сер.: Естественные науки. № 1(45). С. 27–44. 2022. <https://doi.org/10.25688/2076-9091.2022.45.1.3>
- Шипилов Э.В. Базальтоидный магматизм и сдвиговая тектоника арктической континентальной окраины Евразии в приложении к начальному этапу геодинамической эволюции Американо-Азиатского бассейна // Геология и геофизика. № 12. С. 2115–2142. 2016. <https://doi.org/10.15372/GiG20161202>
- Юлин А.В., Тимофеева А.Б., Павлова Е.А. и др. Межгодовая и сезонная изменчивость ледовитости российских арктических морей в современном климатическом периоде // Труды ГОИН. № 220. С. 44–60. 2019.
- Andreassen K., Waage M., Serov P. et al. Geological controls of giant crater development on the Arctic seafloor // Scientific reports. V. 10. № 1. 8450. 2020. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-65018-9>
- Baranov B., Galkin S., Vedenin A. et al. Flint Methane seeps on the outer shelf of the Laptev Sea: characteristic features, structural control, and benthic fauna // Geo-Marine letters. V. 40. P. 541–557. 2020. <https://doi.org/10.1007/s00367-020-00655-7>

- Bogoyavlensky V., Kishankov A., Yanchevskaya A. et al. Forecast of Gas Hydrates Distribution Zones in the Arctic Ocean and Adjacent Offshore Areas // *Geosciences*. V. 8(12). Article number 453. 2018. <https://doi.org/10.3390/geosciences8120453>
- Bonvalot S., Balmino G., Briais A. et al. World Gravity Map. Commission for the Geological Map of the World. Eds. BGI-CGMW-CNES-IRD. Paris, 2012.
- Petrova A.A., Kopytenko Y.A., Petrishchev M.S. Deep fluid systems of Fennoscandia greenstone belts // *Practical and Teoretical Aspects of Geological Interpretation of Gravitational, Magnetic and Electric Fields*. P. 239–247. 2019. https://doi.org/10.1007/978-3-319-97670-9_28
- Petrova A.A., Latysheva O.V., Petrova A.I. Deep Factors of Ice Destruction of the Arctic Ocean / *Problems of Geocosmos–2020: Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences*. Springer, Cham. P. 41–52. 2022. https://doi.org/10.1007/978-3-030-91467-7_4
- Petrova A.A., Latysheva O.V., Petrova A.I. Specifics of the Earth's Crust Structure in the Potential Gas Hydrate Accumulation Zones of the Arctic Basin / *Problems of Geocosmos–2020. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences*, Springer, Cham. P. 25–39. 2022a. https://doi.org/10.1007/978-3-030-91467-7_3
- Serov P., Mattingsdal R., Winsborrow M. et al. Widespread natural methane and oil leakage from sub-marine Arctic reservoirs // *Nat Commun*. V. 14. 1782. 2023. <https://doi.org/10.1038/s41467-023-37514-9>
- Shakhova N., Semiletov I. and Chuvilin E. *Geosciences Understanding the Permafrost–Hydrate System and Associated Methane Releases in the East Siberian Arctic Shelf* // *Geosciences*. V. 9. № 6. P. 1–23. 2019. <https://doi.org/10.3390/geosciences9060251>
- Shakhova N., Semiletov I., Leifer I. et al. Geochemical and geophysical evidence of methane release over the East Siberian Arctic Shelf // *J. of Geophysical Research*. V. 115. C08007. 2010.
- Shakhova N., Semiletov I., Sergienko V. et al. The East Siberian Arctic Shelf: towards further assessment of permafrost-related methane fluxes and role of sea ice // *Phil.Trans. R. Soc. A* 373:20140451. 2015.
- Thebault E., Vigneron P., Langlais B. et al. Swarm lithospheric magnetic field model to SH degree 80 // *Earth, Planets and Space*. V. 68. Article number 126. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0510-5>
- Wallmann K., Riedel M. et al. Gas hydrate dissociation off Svalbard induced by isostatic rebound rather than global warming // *Nature Communications*, 9:83. 2018. <https://doi.org/10.1038/s41467-017-02550-9>

Localization of Endogenous Influence Zones In Areas With a High Level of Gas Saturation by Magnetic Field Anomalies

A. Petrova^{1, *}, O. V. Latysheva^{1, **}

¹*St. Petersburg Branch of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia*

*e-mail: aa_petrova@inbox.ru

**e-mail: l-olli@yandex.ru

Based on the interpretation of the Earth's magnetic field anomalies and gravity anomalies, the structure of the Arctic lithosphere in areas of increased gas saturation of bottom sediments has been studied. The analysis of density and magnetic sections has shown that the lithosphere in the zones of methane fluxes and gas hydrates is characterized by the presence of thermo-fault that remove fluid flows from the Earth crust and mantle. In areas of aquatories where, according to geochemical studies, methane outputs of deep genesis have been confirmed for the first time, the trajectories of fluid flows coming from a depth of the Earth crust and mantle have been traced on petrophysical sections. The study of the influence of the endogenous fluid-dynamic factor make it possible to optimize the choice of safe shipping routes along the Northern Sea Route in the fields of methane emissions.

Keywords: Arctic, magnetic anomalies, endogenous factors, gas seeps

УДК 523–62, 523.9

35-ЛЕТНИЙ ЦИКЛ В СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 1000–1900 гг.

© 2025 г. Н. Г. Птицына^{1,*}, И. М. Демина¹

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

*e-mail: nataliaptitsyna@yahoo.com

Поступила в редакцию 08.08.2024 г.

После доработки 17.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Проведен спектральный анализ солнечной активности в 1000–1900 гг. с помощью Фурье-преобразования и вейвлет-анализа в диапазоне, лежащем между периодом магнитного цикла Хейла (~22 года) и цикла Глейсберга (50–120 лет). В качестве исходных данных были использованы две реконструкции числа солнечных пятен по косвенным данным на основе: а) числа низкоширотных полярных сияний и б) концентрации ^{14}C в кольцах деревьев. Проведенный анализ показал, что в спектрах обеих реконструкций наблюдаются выраженные стабильные вариации с периодом ~30 и ~40 лет, которые присутствуют даже во время гранд-минимумов/максимумов. Источником этой вариации предполагается частотная модуляция циклом Зюсса с периодом ~200 лет основного колебания с периодом ~35 лет, в результате чего образуются две боковые ветви ~30 и ~40 лет. Некоторая разница в полученных спектрах двух реконструкций может быть связана с различным вкладом закрытых и открытых магнитных полей при восстановлении солнечной активности из разных косвенных данных.

Ключевые слова: реконструкция солнечной активности, вариации с периодом 30–40 лет, вейвлет анализ, частотная модуляция

DOI: 10.31857/S0016794025020116, EDN: CYQJTB

1. ВВЕДЕНИЕ

Темные области на солнечном диске — солнечные пятна — являются наиболее эффективным и легко наблюдаемым аспектом солнечной активности (СА). Систематическая регистрация пятен началась с 1610 г., когда был изобретен телескоп. Численное выражение количества и структуры пятен в определенный интервал времени может служить косвенной мерой СА. Наиболее часто употребляемым численным индексом СА является число Вольфа W или его откорректированный вариант SN . W — это комбинация числа групп пятен и количества индивидуальных пятен, с учетом поправки, связанной с приведением наблюдений различных наблюдателей к единой системе.

Число солнечных пятен SN по телескопическим наблюдениям известно более или менее надежно только за последние 400 лет. Более длинные ряды SN могут быть получены с использованием косвенных данных, зафиксированных тем или иным способом на Земле в исторические эпохи. Это, например, сведения о появлении полярных сияний, записи о которых в историче-

ских документах встречаются с V века до нашей эры [Schöve, 1962; Keimatsu, 1968; Eddy, 1980; Silverman, 1992; Siscoe, 1980; Наговицын, 2001; Feynman and Ruzmaikin, 2014]. Кроме того, широко используются данные о космогенных изотопах, сохраненные в природных архивах Земли, как например, концентрация радиоуглерода в кольцах деревьев или содержание нитратов в полярных льдах [Muscheler et al., 2006; Usoskin et al., 2007; Travers et al., 2012; Наговицын, 2014; Usoskin, 2017; Brehm et al., 2021; Kudsk et al., 2022].

СА подвержена квазипериодическим колебаниям, самое известное и стабильное из которых — это 11-летний цикл Швабе. Кроме того, широко изучены 22-летний цикл Хейла, ~100-летний цикл Глейсберга и ~200-летний цикл Зюсса. Менее исследованным является диапазон периодов между циклом Хейла и циклом Глейсберга. Интерес к этому диапазону вариаций СА связан с известным 35-летним климатическим циклом Брюкнера, установленным еще в XIX в. С этого времени делались неоднократные попытки ассоциировать его с возможным аналогичным ци-

клом в числе солнечных пятен SN . Сам Брюкнер [Brückner, 1890] не смог обнаружить 35-летнюю вариацию в числах Вольфа. Более поздние исследования также показали, что циклы продолжительностью ~ 30 – 40 лет не проявляют себя в индексах пятнообразования [Витинский и др., 1986]. В работах последних десятилетий в солнечных и геомагнитных данных обнаружены вариации с периодами 31.1, 38.6 и 47 лет [Kane, 1999; Echer et al., 2004; Singh and Badruddin, 2014]. Авторы работ [Rasporov et al., 2000; Echer et al., 2004] полагают, что период в 31 год в спектрах SN , возможно, является солнечным источником 35-летнего цикла Брюкнера. Результаты работы [Kane, 1999] свидетельствуют о том, что спектральные характеристики СА для более ранних интервалов времени (до 1914 г.) и более поздних существенно различаются. В частности, автор работы [Kane, 1999] в спектрах W для 1914–1996 гг. выявил наиболее значительные пики, соответствующие периодам 5.3, 8.3, 10.5, 12.2 и 47 лет. Для более ранних временных интервалов (1748–1827, 1828–1913 гг.) более или менее значительные пики в области периодов $T \sim 30$ – 40 лет не были обнаружены.

В последнее время были получены некоторые указания на существование околосорокалетней вариации в некоторых других характеристиках СА. Наличие цикла с периодом 36 лет было найдено при исследовании экспериментальных рядов данных о частоте возникновения магнитных бурь [Veretenenko et al., 2020] по нескольким коротким выборкам XIX и XX вв. Анализ спектрогелиограмм обс. Маунт Вильсон в XX в. (1910–1976 гг.) показал, что в солнечном вращении в это время наблюдается 40-летняя вариация [Bertello et al., 2020]. Однако авторы [Bertello et al., 2020] поднимают вопрос о реальности такой квазипериодичности в связи с ограничениями метода, который они использовали.

Данная работа является продолжением нашего исследования [Птицына и Демина, 2024], в котором для реконструированного по полярным сияниям ряда SN за 700 лет было обнаружено присутствие 30–40-летней вариации в некоторые интервалы времени. Цель данной работы состоит в более детальном исследовании вариабельности СА на временном масштабе 900 лет в диапазоне периодов 25–50 лет, лежащем между периодами циклов Хейла и Глейсберга. Кроме того, нашей задачей также был поиск возможной причины, которая могла бы обусловить наличие 30–40-летнего цикла и вариаций его амплитуды и/или частоты. Важной особенностью нашего исследования является использование двух реконструкций числа солнечных пятен SN , полученных принципиально разными методами: восстановленных на основе данных об

исторических полярных сияниях в 1000–1700 гг. [Птицына и Демина, 2020] и данных о продукции космогенного изотопа ^{14}C в годовых кольцах деревьев в 1000–1900 гг. [Usoskin et al., 2021].

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В данной работе проведен анализ двух реконструированных рядов СА SN_1 и SN_2 , полученных на основе двух принципиально разных источников косвенной информации.

Ряд SN_1 охватывает период длительностью 700 лет с 1000 по 1700 г. [Птицына и Демина, 2020]. Эта реконструкция основана на данных о наблюдениях полярных сияний в Европе, а также в Европейской и Азиатской частях России на средних и в низких широтах (геомагнитная широта $\phi < 56^\circ$). При синтезировании ряда SN_1 учитывался вклад главного магнитного поля Земли и вносилась нормировочная консервативная “цивилизационная” поправка, основанная на росте населения и числа Университетов в Европе. Подробно детали построения реконструкции описаны в работе [Птицына и Демина, 2020]. Число полярных сияний может служить мерой численных характеристик СА и ее вариаций, так как ход полярных сияний отражает ход СА. Особенности этой связи зависят от широты [Siscoe, 1980; Liritiz and Petropoulos, 1987; Vasquez et al., 2014; Птицына и др., 2017]. Для авроральных событий, регистрируемых на средних и низких широтах, наблюдается прямая корреляция числа полярных сияний с W .

Ряд SN_2 был реконструирован на основе данных о продукции космогенного изотопа ^{14}C в годовых кольцах деревьев на территории Англии и Швейцарии (геомагнитная широта $\phi \approx 50^\circ$ – 62°) [Usoskin et al., 2021]. Этот ряд охватывает интервал с 971 по 1899 г. Космогенные радионуклиды производятся в атмосфере Земли высокоэнергичными частицами галактических космических лучей. Их атмосферная концентрация зависит от потока частиц и уровня СА. При реконструкции СА используется параметр солнечной модуляции Φ , который определяется гелиосферным/солнечным магнитным полем, экранирующим галактические космические лучи. На уровень концентрации радионуклидов оказывает также влияние магнитное поле Земли, изменения которого также учитываются в работе [Usoskin et al., 2021]. Большую неопределенность в оценку транспорта космических нуклидов из атмосферы в природные архивы, где они запасаются, может вносить влияние климатических условий.

Оба использованных в исследовании ряда приведены на рис. 1. Реконструированный ряд SN_1 (рис. 1а) приводится в соответствии с рабо-

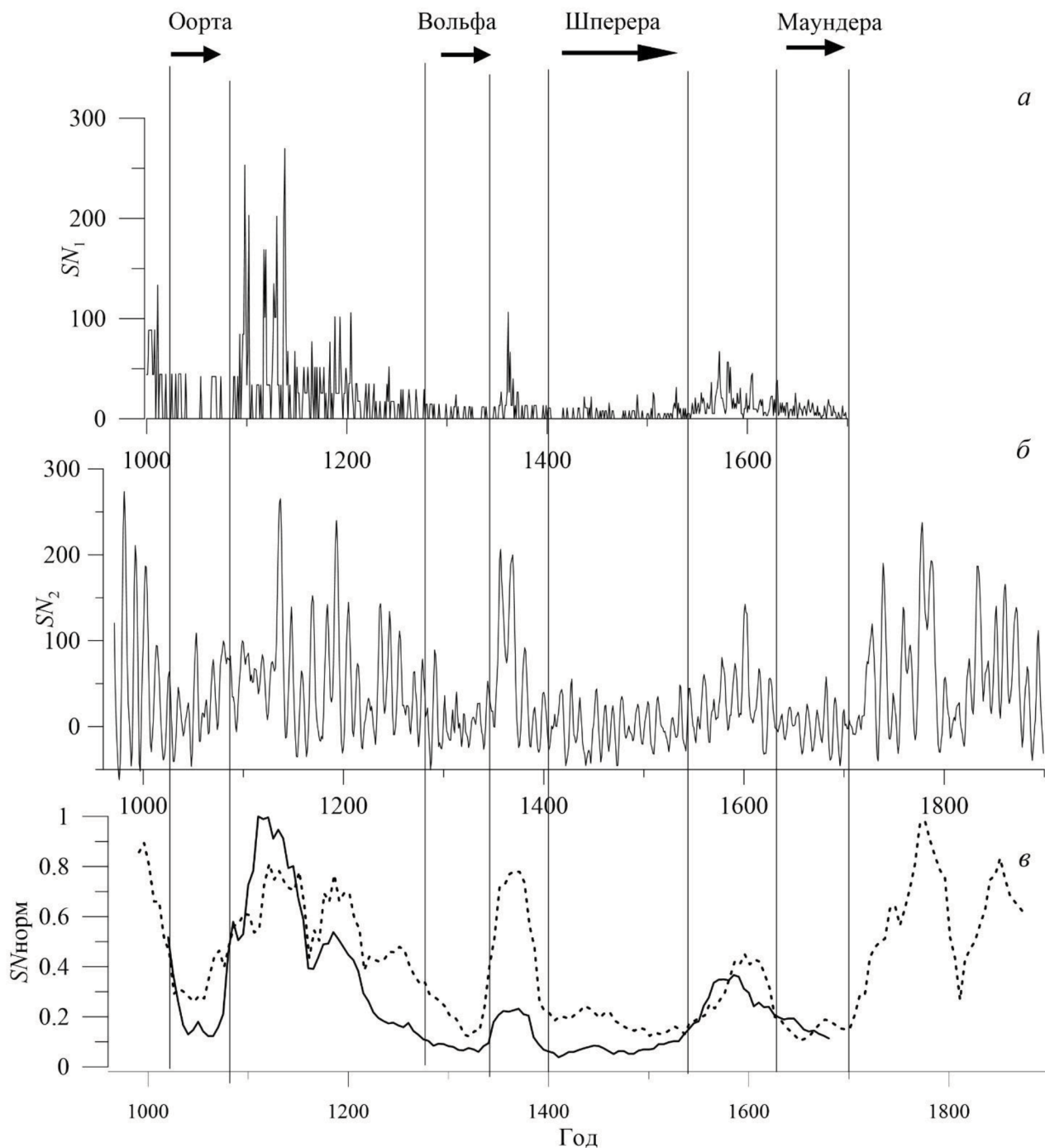


Рис. 1. Реконструированные ряды солнечной активности. (а) — по полярным сияниям ряд SN_1 , (б) — по ^{14}C ряд SN_2 ; (в) — сглаженные и нормированные ряды: сплошной линией показан ряд SN_1 , штриховой линией — ряд SN_2 . Вертикальными линиями отмечены гранд-минимумы.

той [Птицына и Демина 2020]. В качестве ряда SN_2 , реконструированного по ^{14}C (рис. 1б), нами использовались годовые значения без сглаживания в соответствии с работой [Usoskin et al., 2021], этот ряд доступен на сайте (<https://cdsarc>.

cds.unistra.fr/ftp/J/A+A/649/A141/osn.dat). Вертикальными линиями отмечены гранд-минимумы Оорта, Вольфа, Шперера и Маундера.

На рис. 1 заметна разница амплитуд SN_1 и SN_2 . Меньшая амплитуда ряда SN_1 (пропорциональ-

ная числу полярных сияний) возникает из-за того, что при его реконструкции использовались не все происходившие на Земле авроральные события, а только самые большие исторические полярные сияния, видимые на средних и в низких широтах. Несмотря на систематическую разницу амплитуд, ясно виден общий характер изменений СА во времени. В частности, для обоих рядов глобальные уменьшения и повышения амплитуды (гранд-минимумы и длительные максимумы) хорошо согласуются по времени. Чтобы подчеркнуть сходство этих рядов, мы сгладили их скользящим окном 40 лет и нормировали на максимальное значение. Результат показан на рис. 1в, сплошной линией — реконструкция по полярным сияниям, штриховой линией — по ^{14}C . Размер выборки выбирался так, чтобы он не превышал временной интервал всех гранд-минимумов. Общий характер изменения рассматриваемых временных рядов не вызывает сомнения.

Для анализа спектров SN_1 и SN_2 использовались анализ Фурье и вейвлет-преобразование. Первое давно известно и широко применяется на практике, поскольку позволяет выявить основные доминирующие периоды, средние за рассматриваемый период времени. В последние десятилетия для анализа сигналов широко используется вейвлет-преобразование [Daubechies, 1992]. Основное отличие вейвлет-преобразования от Фурье-анализа состоит в том, что оно позволяет локализовать сигнал заданной формы и получить информацию о спектральной структуре сигнала в отдельные моменты времени и, как следствие, об изменении во времени величины присутствующих в сигнале периодов и их амплитуды. По сути, вейвлет-преобразование представляет собой свертку заданного сигнала с исследуемым временным рядом, чем и обеспечивается временная локализация отдельных спектральных составляющих. Заданный сигнал носит название порождающей функции. Эта функция масштабируется на разные временные интервалы, и это дает зависимость спектра от масштаба порождающей функции, который может быть пересчитан в периоды. Таким образом, вейвлет-спектр представляет собой матрицу, которая отражает изменение доминирующих периодичностей во времени. Подробно см., например, [Daubechies, 1992].

3. АНАЛИЗ ФУРЬЕ РЯДОВ SN_1 И SN_2

Первичные оценки спектрального состава анализируемых временных рядов были сделаны на основе применения к ним преобразования Фурье. Результат вычисления показан на рис. 2а. Поскольку исходные временные ряды отличаются

по интенсивности, и, как следствие, спектры достаточно сильно отличаются по амплитуде, то они показаны в разных масштабах. Масштаб для каждого спектра выбирался из соображений наглядности представления. Ось периодов переведена в логарифмический масштаб, что позволяет получить лучшее разрешение в интересующем нас диапазоне вариаций.

На рис. 2а видно, что в спектрах обоих рядов SN_1 , SN_2 доминируют 11-летняя составляющая и несколько пиков в области периодов цикла Глейсберга $T \sim 50$ –120 лет, которые резко выделяются по интенсивности. Кроме этого, можно заметить отдельные максимумы в области периодов 25–50 лет, проявляющиеся в рядах SN_1 и SN_2 в разной степени. Однако четко выраженный пик в этом частотном диапазоне ($T \sim 31.8$ лет) присутствует только для ряда SN_1 . Далее все временные ряды были пропущены через полосовой фильтр с полосой пропускания 20–55 лет. Спектры полученных в результате фильтрации сигналов показаны на рис. 2б. Удалось заметно перераспределить спектральную мощность в область периодов ~ 30 –40 лет. Так, для ряда SN_2 повысилась интенсивность в области от 25 до 50 лет, стали четко проявляться максимумы около 35 лет: в порядке убывания интенсивности 45.7, 26.1, 31.48 лет (рис. 2б). Для спектра реконструкции SN_1 полоса ~ 30 -летних периодов заметно усилилась. Кроме доминирующего пика 31.8 лет, видны равнозначные пики 43.75 и 21.88 лет.

В спектре временного ряда чисел солнечных пятен SN , полученному по наблюдательным данным за последние 300–400 лет, среди множества пиков кроме доминирующего 11-летнего были обнаружены пики с периодами $T = 22$ и $T > 50$ лет [Petrovay, 2020]. Во многих работах найдены кратковременные, непостоянные периодичности, которые отличаются для разных массивов данных [Kane, 1999]. Для некоторых коротких интервалов были найдены пики 31.1, 38.6 и 47 лет [Kane, 1999; Echer et al., 2004; Singh and Badruddin, 2014]. Таким образом, полученные в этом параграфе результаты для реконструированных рядов не противоречат тем, что получены для наблюдательного ряда, а их спектральные характеристики позволяют надеяться на выделение 30–40-летних циклическостей хотя бы на отдельных временных интервалах. Для этого далее мы проведем вейвлет-анализ рядов SN_1 и SN_2 в диапазоне масштабов, соответствующих ~ 30 –40-летним периодичностям, на длительном временном интервале (1000–1900 лет), что позволит выявить изменчивость этих периодичностей во времени.

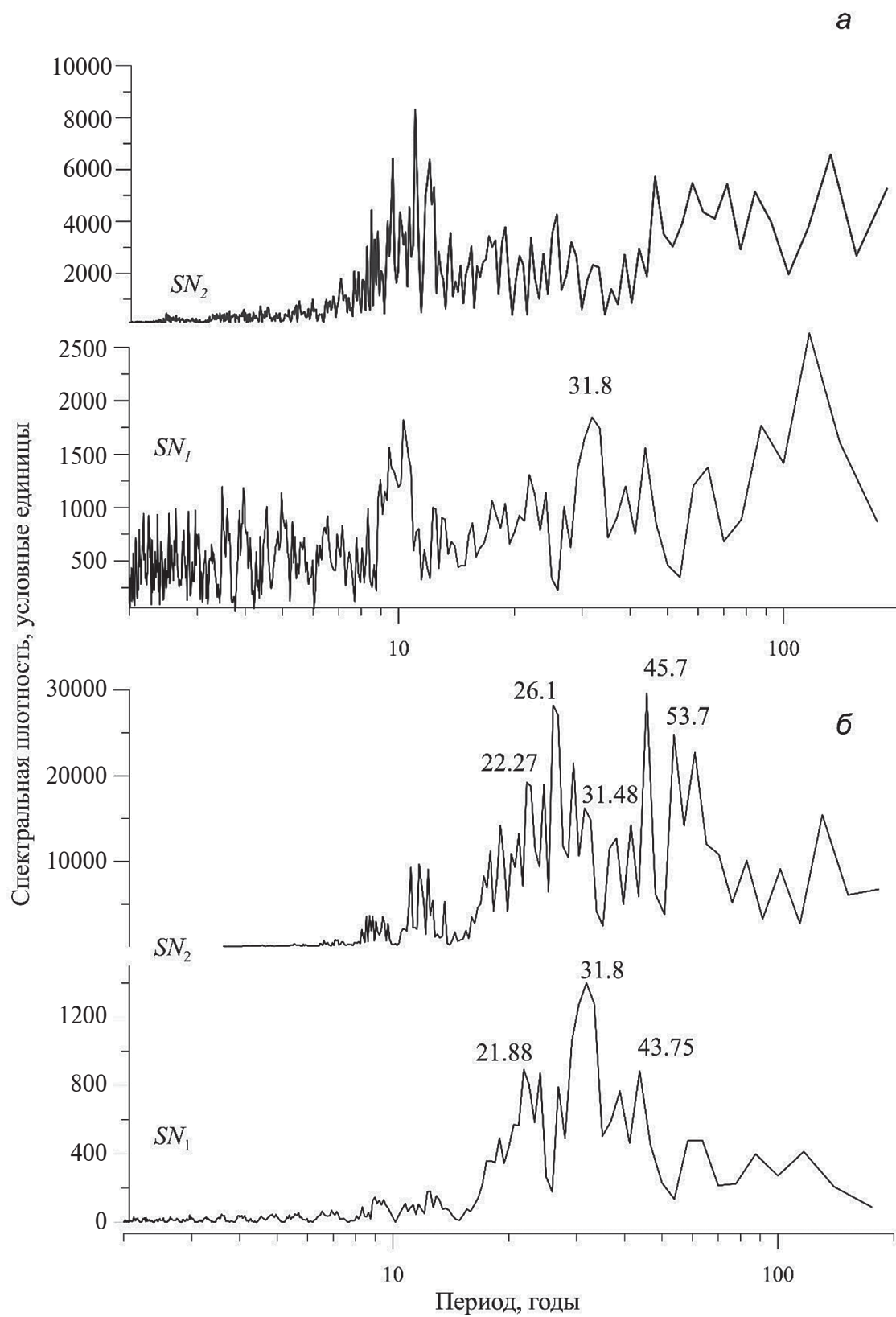


Рис. 2. Спектры анализируемых временных рядов до (а) и после фильтрации (б).

4. АНАЛИЗ ЦИКЛИЧНОСТИ SN_1 С ПЕРИОДОМ 30–40 ЛЕТ

4.1. Вейвлет-анализ

В приведенном выше результате Фурье-преобразования временного ряда солнечной активности SN_1 , реконструированной по полярным сияниям, отчетливо проявляется 30–40-летняя составляющая. Для подробного анализа временного изменения спектра в этом диапазоне нами был применен вейвлет-анализ. В качестве порождающей или базовой функции была выбрана функция Морле [Grossman and Morlet, 1984] $\text{morl}(x) = \exp(-x^2/2)\cos(5x)$, представляющая собой плоскую волну, модулированную гауссианой. Масштабы этой базовой функции близки по значениям к периодам, что позволяет легко выделить нужный диапазон при интегрировании. Поскольку вейвлет-преобразование представляет собой свертку сигнала и порождающей функции

$$\Psi(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (1)$$

где $f(t)$ — анализируемый сигнал, a — масштаб вейвлета, b — сдвиг, ψ — порождающая функция, за счет изменения масштаба мы, фактически, изменяем период, а сдвиг обеспечивает локализацию данной спектральной составляющей во времени. В результате вычисления свертки (1) получаем матрицу коэффициентов. Для ее визуализации использует-

ся представление в виде карты изолиний модуля коэффициентов. Результат, полученный для ряда SN_1 , показан на рис. 3. Символами отмечены максимумы, которые мы отнесли к 30- и 40-летним составляющим. Часть наблюдаемых максимумов остались непомеченными, поскольку соответствуют периодам < 27 лет. Представляется, что эти максимумы могут отражать суммарный эффект от вкладов изменяющихся периодов 30- и 22-летних составляющих. В силу малой разности частот этих составляющих выполненной полосовой фильтрацией невозможно полностью разделить вклады столь близких периодов.

На рис. 3 видно стабильное наличие 30- и 40-летнего циклов, период которых меняется с течением времени. Следует отметить, что в некоторые интервалы времени (1000–1070 и 1200–1420 гг.) одновременно присутствуют две ветви с периодами $T_1 \sim 30$ лет и $T_2 \sim 40$ лет. Ветви этой вариации хорошо прослеживаются также во время гранд-минимумов Оорта (1020–1080 гг.), Вольфа (1265–1345 гг.) и Шперера (1400–1540 гг.) и длинных максимумов (~ 1080 –1250 гг., ~ 1350 –1400 гг. и ~ 1550 –1625 гг.). К сожалению, нет возможности оценить наличие 30-летнего цикла во время минимума Маундера (1650–1710), поскольку здесь уже сказывается краевой эффект. С 1200 г. ветви с периодами T_1 и T_2 находятся в подобию антикорреляции. Мы предположили, что наличие такой картины может быть обусловлено модуляционными эффектами более длинноволнового процесса.

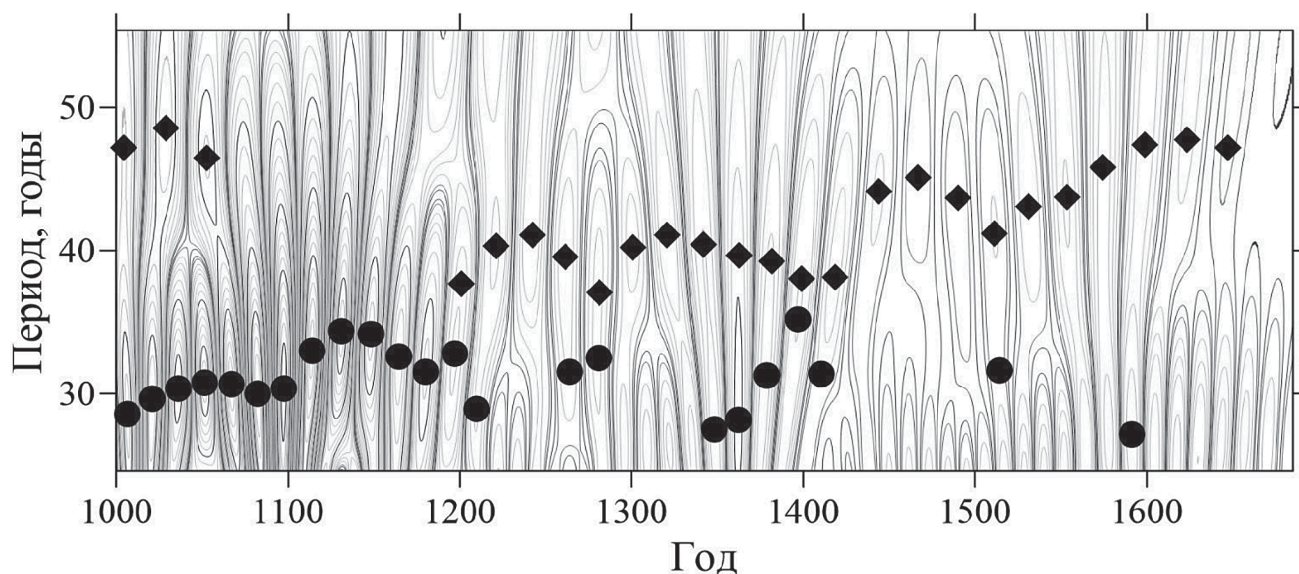


Рис. 3. Вейвлет-спектр временного ряда SN_1 . Изолинии — модуль вейвлет-коэффициентов, круги — максимумы 30-летней составляющей, ромбы — максимумы 40-летней составляющей.

4.2. Модуляция

При частотной модуляции период основного колебания изменяется в зависимости от амплитуды модулятора. Главные характеристики — это девиация или наибольшее отклонение частоты (периода) основного колебания от среднего и индекс модуляции K , определяющий степень воздействия модулятора на основной сигнал. Понятие частотной модуляции и все ее свойства разработаны для гармонических сигналов. Основное отличие частотной модуляции от амплитудной состоит в том, что при амплитудной модуляции с периодичностью, задаваемой модулятором, во времени изменяется амплитуда сигнала, но не его период, а при частотной модуляции наоборот — изменяется период, но не амплитуда. Причем в спектрах результирующего сигнала в обоих случаях появляются дополнительные комбинационные гармоники. В случае частотной модуляции их количество и соотношение амплитуд зависят от индекса $K = \Delta\omega/\omega_m$, где $\Delta\omega$ — максимальное отклонение, или девиация, частоты, а ω_m — частота модулятора. Рассматриваемые нами временные ряды не являются гармоническими или суммой гармонических сигналов. Мы предполагаем присутствие в этих рядах квазипериодических составляющих. И, судя по изменению отдельных спектральных составляющих в вейвлет-спектрах, исходные сигналы подвержены и амплитудной (изменение интенсивности), и частотной (изменение периода) модуляции. Вообще в случае негармонических сигналов влияние модулятора (также негармонического) носит сложный характер, однако ранее в работе [Птицина и Демина, 2023] нами было выполнено моделирование частотной модуляции 11-летнего цикла, в результате был получен вейвлет-спектр, в котором наблюдались все особенности, характерные для вейвлет-спектра исходного сигнала. Это позволило нам предположить, что для проверки гипотезы о роли частотной модуляции в формировании 30- и 40-летних составляющих и получения оценки периода возможного модулятора возможно использование основных формул, описывающих частотную модуляцию. Если A_0 и ω_0 — амплитуда и частота исходного сигнала, а ω_m — частота модулятора, то результирующая зависимость от времени будет выражаться формулой

$$F(t) = A_0 \sin(\omega_0 t + \Delta\omega \cos(\omega_m t + \varphi_m) + \varphi_0),$$

где φ_0 и φ_m — соответствующие фазы. Тогда, положив фазы равными нулю, а $K=1$ — в этом случае

девиация частоты равна частоте модулятора — получим, что изменение частоты основного колебания можно записать как

$$\omega(t) = \omega_0 + \omega_m \cos \omega_m t. \quad (2)$$

Отсюда получаем связь периода основного колебания T_0 , периода модулятора T_m и наблюдаемых в спектре периодов T_1 и T_2 . Для точек максимального отклонения частоты ($t=0$), переходя к периодам, из (2) получим

$$\frac{1}{T_0} + \frac{1}{T_m} = \frac{1}{T_1} \quad \text{и} \quad \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_m} = \frac{1}{T_2}. \quad (3)$$

Очевидно, что, зная T_1 и T_2 и сложив выражения в (3), можно получить T_0 . Однако для этого простого действия нужно знать T_1 и T_2 в один и тот же момент времени и с максимальной разницей между T_1 и T_2 , прежде всего, чтобы снизить влияние ошибок определения каждого периода на конечный результат. Заметим, что для оценки T_0 знание точного значения девиации не требуется, поскольку разность частот исключает зависимость от ω_m . Таких пар точек немного, но они позволяют оценить $T_0 = 35 \pm 1$ год. Чтобы получить оценку периода модулятора по формуле (3) уже требуется точное знание девиации. В нашем случае нужна такая пара точек, которая имеет одно и то же время, а отклонение периодов от T_0 в этих точках максимально. Пар, которые бы в точности удовлетворяли этим условиям, нет, а использование точек со свойствами, близкими к требуемым, вызывает значительный разброс результата $T_m = 188 \pm 9$ лет. Заметим, что полученные результаты носят оценочный характер, поскольку рассматриваемые временные ряды не представляют собой гармонических сигналов.

В рамках гипотезы о модуляции основного колебания T_0 длинноволновым сигналом можно для каждой ветви построить зеркальную, приняв за каждую из ветвей полученные из вейвлет-спектра периоды T_1 и T_2 и воспользовавшись формулами (3), при этом считаем период основного колебания известным и равным полученной выше оценке 35 лет. Будем далее называть построенные зеркальные ветви прогнозируемыми периодами. По сути, периоды боковых ветвей непрерывно меняются синхронно с амплитудой модулятора, но для краткости будем везде далее называть их 30-летней и 40-летней ветвями.

На рис. 4 черными кругами показано изменение периода 30-летней ветви, а черными ромбами — то же 40-летней. По значениям периодов 30-летней ветви были вычислены прогнозируемые значения периодов 40-летней, на рис. 4 они

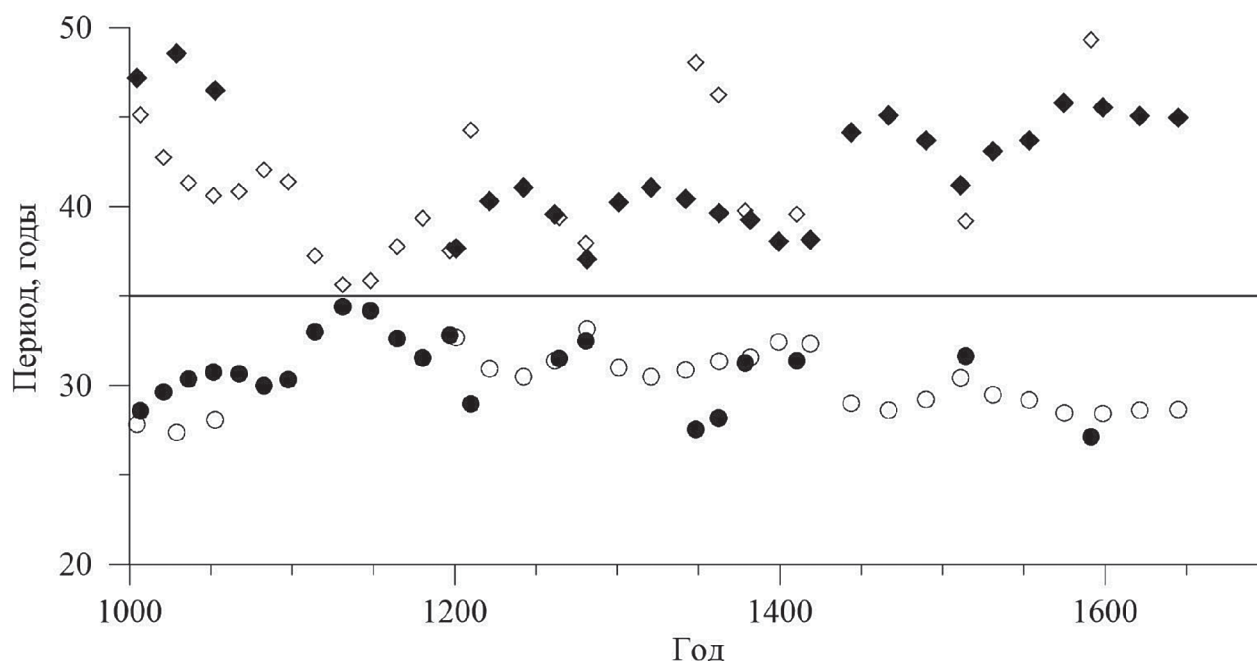


Рис. 4. Изменение периода 30–40-летних составляющих, найденных по вейвлет-спектру SN_1 и прогнозируемых в рамках гипотезы о модуляции длинноволновым сигналом. Кругами обозначены периоды 30-летней составляющей, ромбами – 40-летней, закрашенные – полученные из вейвлет-спектра, незакрашенные – прогнозируемые.

показаны незакрашенными ромбами. И наоборот, по значениям 40-летней ветви были вычислены прогнозируемые 30-летние, показанные на рис. 4 незакрашенными кругами. Можно видеть, что отдельные выделенные точки сильно отличаются от прогнозируемых. Однако, если посмотреть на положение этих максимумов спектра на рис. 3, то можно заметить, что эти точки приходятся на области сильного влияния на 30-летние более коротких периодов, т.е. значения периодов 27–28 лет, скорее всего, не относятся в чистом виде к 30-летней ветви. Можно предположить, что длинноволновая ~200-летняя составляющая модулирует по частоте не только 35-летний цикл и, как мы получили ранее [Птицына и Демина, 2022], цикл Глейсберга, но тот же эффект можно ожидать для 22-летней составляющей. Для нее девиация частоты/периода в этом случае составила бы 2–3 года. А если, по аналогии с 11-летней составляющей, предположить наличие влияния цикла Глейсберга, то девиация может составить 7–8 лет. И тогда спектры нижней ветви 35-летней и верхней 22-летней будут в значительной степени перекрываться.

Следует отметить, что на рис. 3 хорошо просматриваются боковые ветви, а основная частота $T \sim 35$ лет практически не выявляется в виде отдельной ветви. Надо иметь в виду, что разность между периодами основного колебания и боко-

вых ветвей не превышает 10 лет, что при шаге шкалы периодов 1.23 года создает большие трудности для выделения всех 3 ветвей разной амплитуды. Однако на рис. 4 видно, что основная частота, тем не менее, косвенно хорошо проявляется в изменении боковых ветвей. Смена характера изменения 30- и 40-летних ветвей от роста к убыванию (ветви сходятся и расходятся) приходится как раз на значения периодов ~ 35 лет. Это дополнительно говорит в пользу гипотезы о природе 30- и 40-летних ветвей как проявлении в спектре частотной модуляции длинноволновым процессом основного колебания с периодом ~ 35 лет.

5. АНАЛИЗ ЦИКЛИЧНОСТИ SN_2 С ПЕРИОДОМ 30–40 ЛЕТ

5.1. Вейвлет-анализ

К временному ряду SN_2 были применены все те же этапы обработки, что и к ряду SN_1 . Полученный вейвлет-спектр показан на рис. 5.

Выделяемые периоды отражают общий характер спектра ряда SN_2 , приведенный выше на рис. 2. Кроме того, на рис. 5 видны те же тенденции, что и для вейвлет-спектра SN_1 (рис. 3). В спектре SN_2 наблюдается стабильное присутствие 30–40-летней вариации, состоящей из двух ветвей с периодами $T \approx 30$ и $T \approx 40$ лет на протяжении всего интервала времени (1000–1900 гг.),

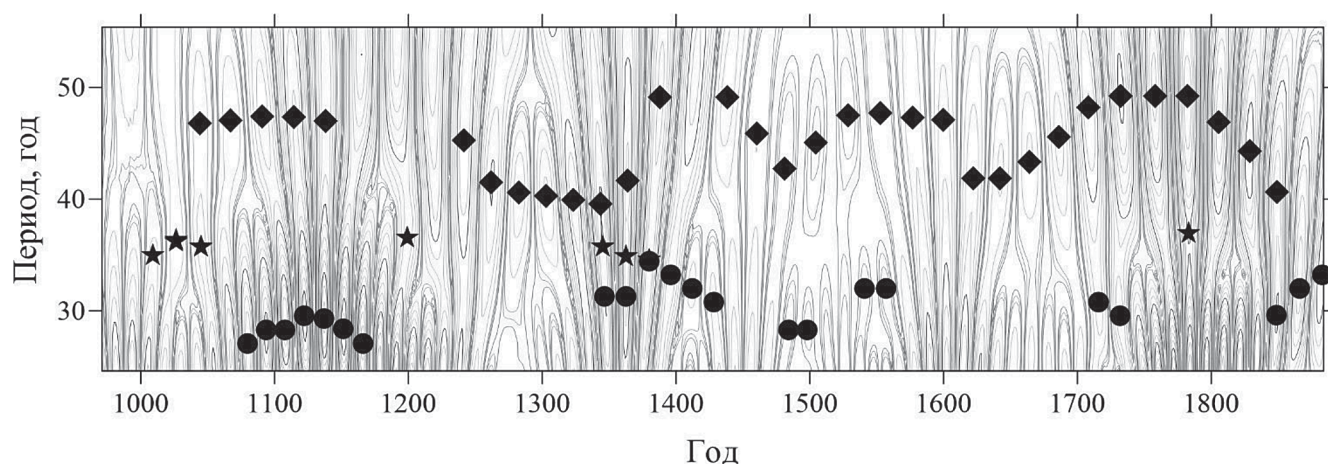


Рис. 5. Вейвлет-спектр временного ряда SN_2 . Условные обозначения те же, что и для рис. 3, звездочками отмечен выделяемый период основного колебания с периодом $T = 35 \pm 1$ год.

в том числе и во время гранд-минимумов, включая минимум Маундера (1610–1710 гг.), и длительных максимумов. Однако это относится в основном к ветви с периодом 40 лет, так как 30-летний цикл хуже выделяется на фоне изменения периодов в полосе 22-летних вариаций. Рост периода последних до 26–27 лет, так же как это наблюдалось для ряда SN_1 , делает разделение растущих 22-летних и убывающих 30-летних практически невозможным. Если сравнить интегральную интенсивность спектра в полосах 22–27 лет (I_1) и 28–33 года (I_2), то для временного интервала 1080–1180 гг. их отношение составляет $I_2/I_1 = 1.19$, и 30-летняя ветвь может быть выделена, а для временного интервала 1750–1850 гг. это отношение составляет 0.77, и 30-летняя ветвь не выделяется. Можно заметить также, что 30- и 40-летние ветви, как и для спектра ряда SN_1 , демонстрируют тенденцию к антикорреляции. Однако хорошо видно, что 40-летняя составляющая по большей части лежит выше 45 лет, в то время как 30-летняя наибольшую интенсивность имеет в полосе 27–30 лет, что может быть прямым следствием влияния 22–25-летней и 50–60-летней составляющих, доминирование которых сохранилось в спектре SN_2 и после фильтрации (рис. 2). В результате этого влияния полученные из спектра периоды 30- и 40-летних составляющих могут быть занижены и завышены, соответственно. В то же время именно благодаря тому, что 30- и 40-летние составляющие сильно “разбегаются”, в вейвлет-спектре можно видеть периоды, близкие к 35 годам (помечены на рис. 5 звездочками). В соответствии с нашей гипотезой о частотной модуляции 35 лет — это как раз период основного колебания, а 30 и 40 лет представляют собой наблюдаемый в спектре результат частотной модуляции. Пар

точек, принадлежащих разным ветвям и пригодных для оценки периода модулятора, было найдено всего 3. Оцененный по ним период модулятора составил 205 ± 53 года. Ошибка довольно значительная, но следует иметь в виду, что на полученные оценки оказывают сильное влияние как 50–60-летние, так и 20–25-летние составляющие.

5.2. Модуляция

Вынесем изменения периодов на отдельный график и вычислим прогнозируемые значения 30- и 40-летних ветвей в предположении частотной модуляции 35-летнего колебания, как это было сделано выше для ряда SN_1 . Результат показан на рис. 6.

Сравнение прогнозируемых значений периодов с полученными из вейвлет-спектра показывает, что наибольшее отличие наблюдается в периоды максимального влияния 50–60-летних вариаций (1050–1150 гг., около 1400 и 1700 гг.). Для этих временных интервалов значения периодов в спектре получаются явно завышенными.

Наше предположение о природе 30- и 40-летних колебаний, как результате частотной модуляции 35-летней составляющей длинноволновым процессом, предполагает, что для рассматриваемых двух временных рядов SN_1 и SN_2 , полученных на основе разных данных, этот модулятор должен иметь один период и одинаковую фазу. Что касается периода, то для него получены близкие значения, практически, в пределах погрешности ($T_m = 188 \pm 9$ лет для ряда SN_1 и 205 ± 53 года для ряда SN_2). Что касается фазовой характеристики, то для сравнения на рис. 7 приведены отдельно прогнозируемые значения, вы-

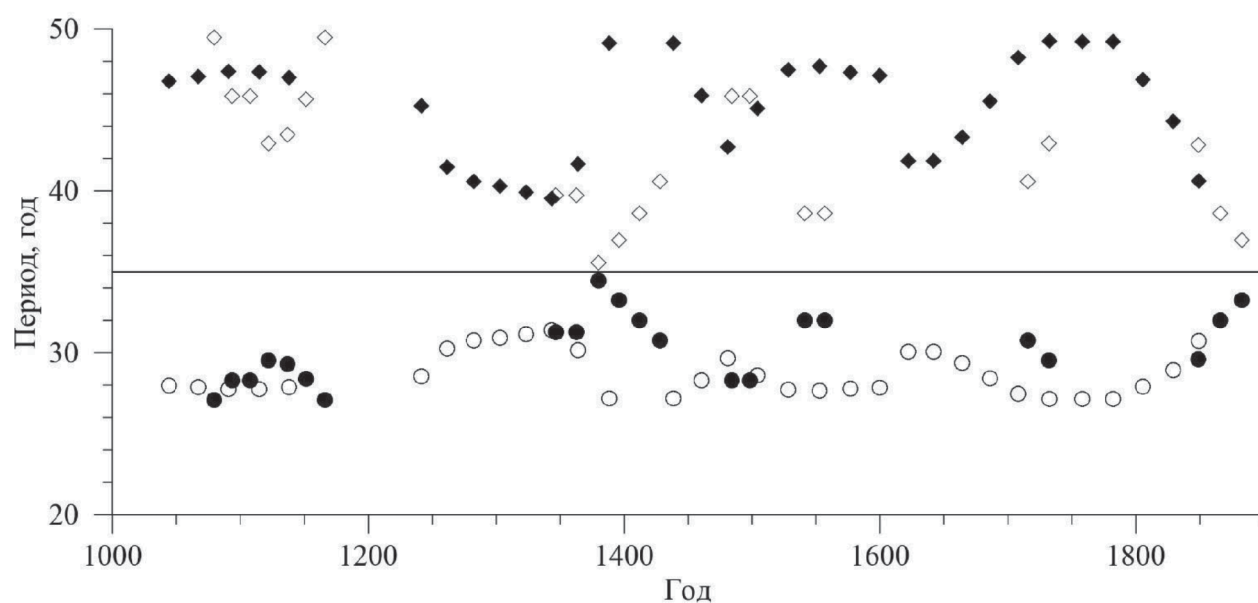


Рис. 6. Изменение периода 30- и 40-летних составляющих, найденных по вейвлет-спектру SN_2 и прогнозируемых в рамках гипотезы о модуляции длинноволновым сигналом. Условные обозначения те же, что на рис. 4.

численные для ряда SN_1 , здесь они обозначены как * для 30-летней ветви и как * для 40-летней.

Плотность точек для рассматриваемых 4 ветвей не достаточна для надежного их сравнения, но можно выделить по одному временному ин-

тервалу для 40-летней и 30-летней ветви, где значения прогнозируемых периодов SN_1 и SN_2 образуют непрерывные участки. Эти временные периоды на рис. 7 выделены прямоугольниками. Для 40-летней составляющей коэффициент кор-

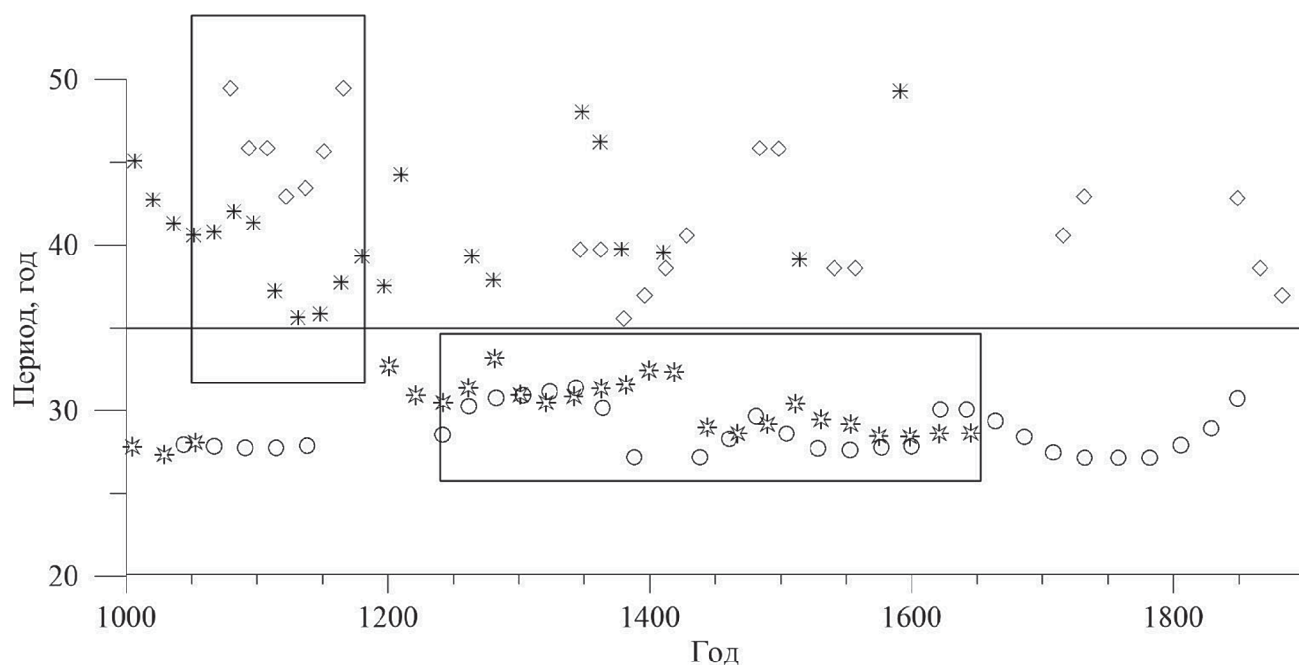


Рис. 7. Сравнение прогнозируемых ветвей 35-летнего основного колебания по вейвлет-спектрам SN_1 и SN_2 . Символами \circ обозначены прогнозируемые периоды 30-летней ветви SN_2 , символами \diamond — то же 40-летней ветви, * — 30-летней и * — 40-летней ветви SN_1 .

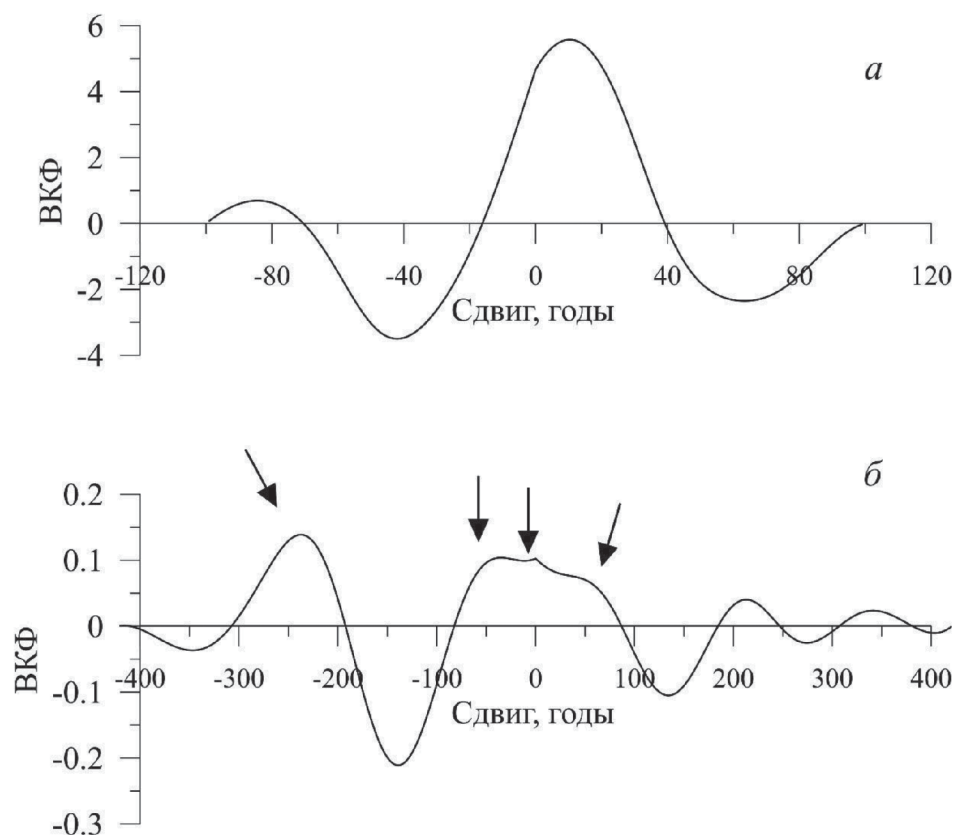


Рис. 8. Взаимные корреляционные функции 40-летней (а) и 30-летней (б) спектральных составляющих в SN_1 и SN_2 . Стрелками отмечены обсуждаемые в тексте максимумы.

реляции k между прогнозируемыми периодами SN_1 и SN_2 составил 0.7. Для оценки возможного сдвига была рассчитана взаимная корреляционная функция (ВКФ). Результат показан на рис. 8а. Ее максимум оказался смещен на 10 лет, что фактически лежит в пределах изменения периода 40-летней составляющей. Для 30-летней ветви из-за пробелов и отдельных резких отклонений интерполяция проводилась сглаживающими кубическими сплайнами. В анализируемых изменениях прогнозируемых 30-летних периодов присутствовал линейный тренд, который был удален для вычисления корреляционных характеристик. В результате вычисленный коэффициент корреляции составил $k=0.4$, а в ВКФ получен широкий максимум в нуле с двумя дополнительными максимумами, практически равноценными: 0 и -36 лет (рис. 8б). Максимум, симметричный последнему, плохо выражен и может быть только оценен как 40 лет. Эти дополнительные максимумы по значению близки к периоду предполагаемого основного колебания, что говорит о присутствии такой периодичности в обоих временных рядах. Кроме широкого максимума в нуле в ВКФ 30-летних

ветвей присутствуют еще два симметричных максимума, причем на один из них приходится максимальная корреляция. Эти максимумы соответствуют сдвигу ± 235 лет, что свидетельствует о присутствии в обеих временных зависимостях такой длинноволновой периодичности. Этот факт можно рассматривать как еще одно свидетельство в пользу гипотезы о 30- и 40-летних ветвях, как о проявлении результата частотной модуляции околodвухсотлетним длинноволновым сигналом основного 35-летнего колебания.

Приведенные результаты дают основание для гипотезы о наличии иерархической структуры периодических составляющих в СА, причем более длинноволновые оказывают влияние на генерацию более коротковолновых, что проявляется в спектре как результат частотной модуляции.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наш анализ показал, что на протяжении второго тысячелетия в спектрах SN_1 и SN_2 стабильно присутствуют 30- и 40-летняя вариации, причем даже во время средневекового гранд-максимума и гранд-минимумов Оорта, Вольфа, Шперера

и Маундера. В целом, эволюцию со временем периодов 30- и 40-летней вариации можно соотнести с частотной модуляцией более длиннопериодным процессом, а именно циклом Зюсса ($T \approx 200$ лет) основного колебания с $T \approx 35$ лет. В результате формируется трехчастотная структура этой вариации с периодами боковых ветвей, изменяющихся в диапазонах $T_1 \approx 28 \div 35$ и $T_2 \approx 35 \div 45$ лет и основным периодом $T_0 \approx 35$ лет. Однако основная 35-летняя ветвь на фоне боковых видна очень слабо для обоих рядов. Такая картина без основной частоты может наблюдаться при некоторых соотношениях параметров модулируемого и модулирующего сигналов, чем часто пользуются в радиотехнической практике, чтобы снизить долю энергии, приходящуюся на несущую частоту сигналов [Гоноровский, 1977; Connor, 1982; Баскаков, 2016].

В этом контексте обратимся к результатам работы [Птицына и Демина, 2022], в которой найдено, что цикл Глейсберга состоит из трех выделенных ветвей с периодами 60, 88 и 140 лет, при этом формирование ветвей происходит в результате действия модулятора с периодом $T \approx 200$ лет, т.е. циклом Зюсса. Из модельных расчетов, проведенных авторами работы [Птицына и Демина, 2022], следует, что для частотно-модулированного сигнала при достаточно больших значениях коэффициента модуляции основной 88-летний период по амплитуде может быть значительно меньше боковых составляющих, а в отдельные моменты времени он может быть практически незаметен в спектре на их фоне. Именно этим авторы исследования [Птицына и Демина, 2022] объясняют отмеченный во многих работах факт [Clilverd et al., 2006; McCracken et al., 2013; Svalgaard, 2018], что 88-летний цикл Глейсберга плохо прослеживается в современную эпоху. По аналогии с результатами работ [Птицына и Демина, 2022; 2023], можно предположить, что именно из-за свойств частотной модуляции основной период ~ 35 лет проявляется в спектре в четком виде лишь в некоторые моменты времени на протяжении интервала 1000–1900 гг.

В работе [Птицына и Демина, 2023] показано, что вариации длины солнечного цикла за последние 320 лет могут быть описаны в рамках модели, представляющей собой 11-летнее колебание, которое подвергается частотной модуляции ветвями цикла Глейсберга (60 и 115 лет) с изменяющимся во времени влиянием модулятора. То есть в данном случае модулятором выступает цикл Глейсберга. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в системе вариаций СА, по-видимому, существует иерархия циклов, связанных между

собой модуляционными эффектами. В теории колебаний и нелинейной динамике известно, что иерархическая система осцилляторов и модуляторов в определенные моменты может синхронизироваться и создавать устойчивую ритмическую картину, а иногда преобразовываться в хаос [Ланда, 1997]. Авторы работы [Feynman and Gabriel, 1990] придерживаются той точки зрения, что солнечное динамо, которое генерирует вариации СА, функционирует в режиме хаоса. В исследовании [Usoskin et al., 2007] предполагается, что солнечное динамо функционирует в режиме квазипериодичности на всей протяженности реконструкций СА, кроме периодов гранд-минимумов/максимумов, где квазипериодический режим переходит в состояние хаоса. В противоположность этим выводам, наши результаты о том, что на тысячелетней шкале в рядах SN даже в периоды гранд-минимумов/максимумов наблюдаются стабильные 30- и 40-летние вариации, периоды которых претерпевают изменения по законам частотной модуляции, свидетельствуют о гораздо большей регулярности в вариациях СА и, тем самым, в функционировании солнечного динамо. Результаты данной статьи с учетом вышеупомянутых выводов работ [Птицына и Демина, 2022; 2023] позволяют говорить о том, что солнечное динамо в основном функционирует в режиме квазипериодичности. Этот вывод согласуется с мнением авторов работы [Peristykh and Damon, 2003], которые полагают, что найденное ими наличие стабильного 88-летнего цикла на временном интервале ~ 11000 лет, не поддерживает идею квазихаотического поведения солнечных процессов на шкалах длиннее, чем 11 лет.

Несмотря на то, что в обоих рядах SN_1 и SN_2 наблюдается похожая стабильная вариация с видимым преобладанием двух ветвей с периодами $T_1 \approx 30$ и $T_2 \approx 40$ лет, сами ветви, построенные для рядов SN_1 и SN_2 , и прогнозируемые как результат частотной модуляции различаются между собой. Коэффициенты корреляции между прогнозируемыми изменениями периодов SN_1 и SN_2 для 40-летней ветви составил $k=0.7$, а для 30-летней $k=0.4$. Мы полагаем, что эта разница в спектрах обусловлена различием в способах восстановления данных SN_1 и SN_2 . Эти реконструкции SN основаны на полученных наземных данных (число полярных сияний для SN_1 и концентрация ^{14}C в кольцах деревьев для SN_2), отражающих изменения геомагнитной и гелиосферной активности, которые, в свою очередь, связаны с изменениями СА и, соответственно, с солнечными магнитными полями.

Традиционно считается, что геомагнитные возмущения имеют два разных источника в межпланетном пространстве и на Солнце [Simon and Legrand, 1989; Gonzalez et al., 1994; Tsurutani et al., 2006; Vasquez et al., 2014]: а) транзиентные корональные выбросы массы *CME* в основном из областей с закрытыми силовыми линиями, такими как активные области и пятна; *CME* инициируют магнитные бури с внезапным началом и б) рекуррентные высокоскоростные потоки *CIR* из корональных дыр, которые характеризуются открытыми магнитными полями; *CIR* инициируют магнитные бури с постепенным началом [Borovsky and Denton, 2006; Обридко и др., 2013; Gopalswamy, 2022]. На самом деле топология магнитных полей в *CME* может быть более сложной. Обнаруживались *CME* с открытыми силовыми линиями, и даже такие *CME*, где присутствовали как закрытые, так и открытые поля [Bothmer et al., 1996; Davies et al., 2023].

Корональные выбросы массы, *CME*, как правило, связаны со вспышечной активностью, поэтому максимальное число таких транзиентных событий приходится на максимумы солнечного цикла [Webb et al., 2001]. Коротящие потоки солнечного ветра *CIR* из корональных дыр доминируют на нисходящей ветви и в минимумах солнечной активности [Вальчук и др., 1978; Simon and Legrand, 1989].

В том случае, если косвенными данными о СА выступают исторические полярные сияния, это должны быть события, которые имеют значительную видимую яркость и распространяются на средние и низкие широты. Это является необходимым условием того, что такие события в отдаленные эпохи могли быть замечены достаточно большим количеством людей и зафиксированы в исторических хрониках. Именно такие, очень интенсивные полярные сияния, видимые на средних и низких широтах, вызываются очень интенсивными магнитными бурями с внезапным началом, супербурями, источником которых являются *CME* [Borovsky and Denton, 2006]. В работах [Meng et al., 2019; Cliver et al., 2022] найдено, что солнечные источники очень интенсивных бурь (буревой индекс $Dst < 200$ нТл) — это исключительно *CME* из больших активных областей, расположенных близко к экватору Солнца. Таким образом, SN_1 отражает число именно таких активных областей и связано с локальными закрытыми магнитными полями.

Данные SN_2 основаны на реконструкции вариаций КЛ, полученных из архивов ^{14}C в кольцах деревьев. Приходящие от Солнца облака плазмы заполняют гелиосферу и служат магнитным экра-

ном для галактических КЛ, тем самым затрудняя их приход к Земле. Поэтому наблюдается их обратная корреляция с W/SN . Для КЛ также виден 11-летний цикл, но его максимумы несколько сдвинуты по сравнению с максимумами чисел Вольфа. Это обусловлено существенным влиянием на гелиосферу глобальных крупномасштабных полей, вариация которых смещена по фазе по отношению к циклу чисел Вольфа [Обридко и Наговицын, 2017]. В том случае, когда косвенные данные о СА основаны на учете связи потока КЛ с концентрацией ^{14}C в кольцах деревьев, то учитывается интегральное влияние на гелиосферу и магнитосферу изменений СА, которые определяются изменениями как локальных, так и глобальных солнечных магнитных полей. Магнитное поле Солнца демонстрирует единую организацию. Локальные закрытые и крупномасштабные открытые магнитные поля связаны между собой, и есть основания полагать, что на разных фазах цикла они могут переходить друг в друга [Обридко и Наговицын, 2017]. Поэтому в спектрах SN_1 и SN_2 выявляются как общие тенденции, так и некоторая разница, которая может быть вызвана большим или меньшим вкладом разных типов магнитных полей в ряды SN_1 и SN_2 в определенный момент времени.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен спектральный анализ рядов числа солнечных пятен в диапазоне периодов больше магнитного цикла Хейла (~22 года) и меньше цикла Глейсберга (50–120 лет) на масштабе последнего тысячелетия (1000–1900 гг.). Для исследования взяты реконструкции, полученные на основе числа низкоширотных полярных сияний SN_1 и концентрации ^{14}C в кольцах деревьев SN_2 . Найдено, что в спектрах SN_1 и SN_2 наблюдается две стабильные вариации с периодами ~30 и ~40 лет, причем такая цикличность присутствует даже во время гранд-минимумов Оорта, Вольфа, Шперера и Маундера, а также длительных максимумов. Источником этой вариации является частотная модуляция более длинноволновым процессом, а именно околосотлетним циклом Зюсса ($T = 188 \pm 9$ лет для ряда SN_1 и 205 ± 53 года для ряда SN_2) основного колебания с периодом $T_0 = 35 \pm 1$ год. В результате формируется трехчастотная структура с основным периодом ~35 лет и боковыми ветвями с периодами ~30 и ~40 лет. При этом основная частота плохо выделяется на фоне боковых ветвей. Однако наш анализ показал, что, тем не менее, несущая частота существенным образом проявляется в спектре. Это дает возможность считать, что колебание

с периодом 35 лет может являться солнечным источником климатического цикла Брюкнера.

Наши результаты позволяют предположить, что в СА существует иерархия циклов, связанных модуляционными эффектами: более длинноволновые циклы влияют на генерацию коротковолновых. Такая иерархическая система осцилляторов и модуляторов может быть ответственна за создание устойчивой ритмической структуры в СА с основным периодом ~35 лет.

Выводы нашего исследования сделаны из рассмотрения спектров двух рядов совершенно независимых данных SN_1 и SN_2 , что увеличивает доверие к полученным результатам. Некоторая разница, которая наблюдается в изменениях 30- и 40-летних составляющих в спектрах рядов SN_1 и SN_2 в 1000–1900 гг. может быть обусловлена различием в способах восстановления данных этих рядов. Реконструкция SN_1 отражает вариации закрытых солнечных магнитных полей, а SN_2 — как закрытых, так и открытых. Магнитное поле Солнца функционирует как единая система, включающая все типы полей, поэтому результаты нашего анализа SN_1 и SN_2 демонстрируют одинаковые общие тенденции, а разница в полученных спектрах может быть связана с большим или меньшим вкладом разных типов магнитных полей в ряды SN_1 и SN_2 .

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Ленард, 528 с. 2016.
- Вальчук Т.Е., Ливищ М.А., Фельдштейн Я.И. Зондирование геомагнитным полем высокоширотного магнитного поля Солнца // Письма в Астрон. журн. Т. 4. № 11. С. 515–519. 1978.
- Витинский Ю.А., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 296 с. 1986.
- Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Советское радио, 608 с. 1977.
- Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, 495 с. 1997.
- Наговицын Ю.А. Солнечная активность двух последних тысячелетий: “Служба Солнца” в древнем и средневековом Китае // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 41. № 5. С. 711–720. 2001.
- Наговицын Ю.А. Изменения циклических характеристик магнитной активности Солнца на длительных временных шкалах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 6. С. 723–729. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014060133>
- Обридко В.Н., Канониди Х.Д., Митрофанова Т.А., Шельтинг Б.Д. Солнечная активность и геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 2. С. 157–166. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794013010148>
- Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. СПб.: ВВМ, 466 с. 2017.
- Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.А. 22-летний цикл в частоте появления полярных сияний в XIX веке: широтные эффекты // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 2. С. 208–216. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017020110>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Реконструкция солнечной активности в 1000–1700 гг. по данным о полярных сияниях с учетом вклада главного магнитного поля земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 515–527. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020030153>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Частотная модуляция как причина возникновения дополнительных ветвей векового цикла Глейсберга в солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 1. С. 52–66. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022010163>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Влияние цикла Глейсберга на вариации периода 11-летнего цикла солнечной активности в 1700–2021 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 3. С. 284–297. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600508>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Солнечный цикл Швабе в 1000–1700 гг.: вариации длины и амплитуды // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 2. С. 217–229. 2024. <https://doi.org/10.31857/S0016794024020059>
- Bertello L., Pevtsov A.A., Ulrich P.K. 70 years of chromospheric solar activity and dynamics // Astrophys. J. V. 897. № 2. P. 181–195. 2020. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab9746>
- Brehm N., Bayliss A., Christl M. et al. Eleven-year solar cycles over the last millennium revealed by radiocarbon in tree rings // Nat. Geosci. V. 14. P. 10–15. 2021. <https://doi.org/10.1038/s41561-020-00674-0>
- Borovsky J.E., Denton M.H. Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms // J. Geophys. Res. V. 111. № 7. ID A07S08. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JA011447>
- Bothmer V., Desai M.I., Marsden R.G., Sanderson T.R., Trattner K.J., Wenzel K.-P., Gosling J.T., Balogh A., Forsyth R.J., Goldstein B.E. ULYSSES observations of open and closed magnetic field lines within a coronal mass ejection // Astron. Astrophys. V. 316. № 2. P. 493–498. 1996.
- Brückner E. Klimaschwankungen seit 1700. Wien, Olmütz: Ed. Hölzel, 325 p. 1890.
- Cliver E.W., Pötzi W., Veronig A.M. Large sunspot groups and great magnetic storms: Magnetic suppression of

- CMEs // *Astrophys. J.* V. 938. № 2. ID 136. 2022. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac847d>
- *Clilverd M.A., Clarke E., Ulich T., Rishbeth H., Martin J.* Predicting solar cycle 24 and beyond // *Space Weather*. V. 4. № 9. ID S09005. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005SW000207>
- *Connor F.R.* Modulation. London: Edward Arnold Ltd., 133 p. 1982.
- *Daubechies I.* Ten lectures on wavelets. Philadelphia, PA: Society for industrial and applied mathematics, 369 p. 1992. <https://doi.org/10.1137/1.9781611970104>
- *Davies E.E., Scolini C., Winslow R.M., Jordan A.P., Möstl C.* The effect of magnetic field line topology on ICME-related GCR Modulation // *Astrophys. J.* V. 959. № 2. ID 133. 2023. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad046a>
- *Echer E., Rigozo N.R., Nordemann D.J.R., Vieira L.E.A.* Prediction of solar activity on the basis of spectral characteristics of sunspot number // *Ann. Geophys.* V. 22. № 6. P. 2239–2243. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-2239-2004>
- *Eddy J.A.* The historical record of solar activity / The ancient sun: Fossil record in the earth, moon and meteorites / Proceedings of the Conference. Boulder, CO. October 16–19, 1979. (A81-48801 24-91). New York, Oxford: Pergamon Press. P. 119–134. 1980.
- *Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., Kroehl H.W., Rostoker G., Tsurutani B.T., Vasyliunas V.M.* What is a geomagnetic storms? // *J. Geophys. Res.* V. 99. № 4. P. 5771–5792. 1994. <https://doi.org/10.1029/93JA02867>
- *Grossmann A., Morlet J.* Decomposition of Hardy functions of constant shape // *SIAM J. Math. Anal.* V. 15. № 4. P. 723–736. 1984. <https://doi.org/10.1137/0515056>
- *Gopalswamy N.* The sun and space weather // *Atmosphere*. V. 13. № 11. ID 1781. 2022. <https://doi.org/10.3390/atmos13111781>
- *Feynman J., Gabriel S.B.* Period and phase of the 88-year solar cycle and the Maunder minimum: Evidence for a chaotic sun // *Sol. Phys.* V. 127. № 2. P. 393–403. 1990. <https://doi.org/10.1007/BF00152176>
- *Feynman J., Ruzmaikin A.* The Centennial Gleissberg Cycle and its association with extended minima // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 119. № 8. P. 6027–6041. 2014. <https://doi.org/10.1002/2013JA019478>
- *Kane R.P.* Prediction of the sunspot maximum of solar cycle 23 by extrapolation of spectral components // *Sol. Phys.* V. 189. № 1. P. 217–224. 1999. <https://doi.org/10.1023/A:1005298313886>
- *Keimatsu M., Fukushima N., Nagata T.* Archaeo-aurora and geomagnetic secular variation in historic time // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 20. № 1. P. 45–50. 1968. <https://doi.org/10.5636/jgg.20.45>
- *Kudsk S.G., Knudsen M.F., Karoff C., Baittinger C., Misios S., Olsen J.* Solar variability between 650 CE and 1900 — Novel insights from a global compilation of new and existing high-resolution ^{14}C records // *Quaternary Sci. Rev.* V. 292. ID 107617. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2022.107617>
- *Liritzis Y., Petropoulos B.* Latitude dependence of auroral frequency in relation to solar-terrestrial and interplanetary parameters // *Earth Moon Planets*. V. 39. № 1. P. 75–91. 1987. <https://doi.org/10.1007/BF00054435>
- *McCracken K.G., Beer J., Steinhilber F., Abreu J.* A phenomenological study of the cosmic ray variations over the past 9400 years, and their implications regarding solar activity and the solar dynamo // *Sol. Phys.* V. 286. № 2. P. 609–627. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0265-0>
- *Meng X., Tsurutani B.T., Mannucci A.J.* The solar and interplanetary causes of superstorms (minimum $Dst \leq -250$ nT) during the space age // *J. Geophys. Res.* V. 124. № 6. P. 3926–3948. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018JA026425>
- *Muscheler R., Joos F., Beer J., Müller S.A., Vonmoos M., Snowball I.* Solar activity during the last 1000 yr inferred from radionuclide records // *Quaternary Sci. Rev.* 2006. V. 26. № 1–2. P. 82–97. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2006.07.012>
- *Peristykh A.N., Damon P.E.* Persistence of the Gleissberg 88 year cycle over the last ~12,000 years: Evidence from cosmogenic isotope // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 108. № 1. ID 1003. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009390>
- *Petrovay K.* Solar cycle prediction // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 17. ID 2. 2020. <https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z>
- *Raspopov O.M., Shumilov O.I., Kasatkina EA, Turunen E., Lindholm M.* 35-year climatic Bruckner cycle — solar control of climate variability? / Proc. 1st Solar and Space weather Euroconference “The solar cycle and terrestrial climate”. Santa Cruz de Tenerife, Spain. September 25–29, 2000. Ed. A. Wilson. Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division. P. 517. 2000.
- *Schove D.J.* Aurora numbers since 500 B.C. // *Journal of the British Astronomical Association*. V. 72. № 1. P. 31–35. 1962.
- *Silverman S.M.* Secular variation of the aurora for the past 500 years // *Rev. Geophys.* V. 30. № 4. P. 333–351. 1992. <https://doi.org/10.1029/92RG01571>
- *Simon P.A., Legrand J.P.* Solar cycle and geomagnetic activity: A review for geophysicists. Part II. The solar sources of geomagnetic activity and their links with sunspot cycle activity // *Ann. Geophys.* V. 7. № 6. P. 579–593. 1989.
- *Siscoe G.L.* Evidence in the auroral record for secular solar variability // *Rev. Geophys.* V. 18. № 3. P. 647–658. 1980. <https://doi.org/10.1029/RG018i003p00647>
- *Singh Y.P., Badruddin B.* Prominent short-, mid-, and long-term periodicities in solar and geomagnetic activity: Wavelet analysis // *Planet. Space Sci.* V. 96. P. 120–124. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2014.03.019>
- *Svalgaard L.* Up to nine millennia of multimessenger solar activity // *arXiv Preprint: 1810.11952*. 2018. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1810/1810.11952.pdf>

- Travers R., Usoskin I.G., Solanki S.K., Becagli S., Frezzetti M., Severi M., Stenni B., Udisti R. Nitrate in polar ice: a new tracer of solar variability // *Sol. Phys.* V. 280. № 1. P. 237–254. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0060-3>
- Tsurutani B., Gonzalez W., Gonzalez A.L.C. et al. Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: a review // *J. Geophys. Res.* V. 111. № 7. ID A07S01. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JA011273>
- Usoskin I.G. A history of solar activity over millennia // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 14. ID 3. 2017. <https://doi.org/10.1007/s41116-017-0006-9>
- Usoskin I.G., Solanki S.K., Kovaltsov G.A. Grand minima and maxima of solar activity: new observational constraints // *Astron. Astrophys.* V. 471. № 1. P. 301–309. 2007. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077704>
- Usoskin I.G., Solanki S.K., Krivova N., Hofer B., Kovaltsov G.A., Wacker L., Brehm N., Kromer B. Solar cycle activity over the last millennium reconstructed from annual 14C data // *Astron. Astrophys.* V. 649. ID A141. 2021. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140711>
- Vazquez M., Vaquero J.M., Gallego M.C. Long-term spatial and temporal variations of aurora borealis events in the period 1700–1905 // *Sol. Phys.* V. 289. № 5. P. 1843–1861. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0413-6>
- Veretenenko S., Ogurtsov M., Obridko V. Long-term variability in occurrence frequencies of magnetic storms with sudden and gradual commencements // *J. Atmos. Sol.–Terr. Phys.* V. 205. ID 105295. 2020. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105295>
- Webb D.F., Crooker N.U., Plunkett S.P., St. Cyr O.C. The solar sources of geoeffective structures / *Space Weather: Progress and Challenges in Research and Applications*. Eds. P. Song, H.J. Singer, G. Siscoe / *Geophysical Monograph Series*. V. 125. Washington, DC: AGU. P. 123–141. 2001. <https://doi.org/10.1029/GM125p0123>

35-Year Cycle in Solar Activity in 1000–1900

N. G. Ptitsyna¹, *, I. M. Demina¹

¹*St. Petersburg Branch, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, the Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences (SPbF IZMIRAN), St. Petersburg, Russia*

**e-mail: nataliaptitsyna@yahoo.com*

We performed a Fourier and wavelet analysis of solar activity in the range between the period of the Hoyle magnetic cycle (~22 years) and the Gleisberg cycle (50–120 years) in 1000–1900. Two reconstructions of the number of sunspots from indirect data were used based on: a) the number of low-latitude auroras and b) the concentration of 14C in tree rings. Our analysis showed that in the spectra of both reconstructions, there is a pronounced stable variation with a period of ~30–40 years, which is present even during grand minimums/maxima. The source of this variation is the frequency modulation by the Suess cycle with a period of ~200 years, resulting in a three-frequency structure with carrier oscillation with a period of ~35 years and sideband periods of ~30 and ~40 years. Some difference in the obtained spectra of the two reconstructions may be due to the different contribution of closed and open magnetic fields in the restoration of solar activity from different indirect data.

Keywords: solar activity reconstruction, variations with a period of 30 - 40 years, wavelet analysis, frequency modulation

УДК 523.1655,537.591

ОЦЕНКА АМПЛИТУДЫ ВАРИАЦИЙ ПОЛНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ПРОШЛОМ

© 2025 г. М. Г. Огурцов^{1, 2, *}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе (ФТИ РАН), Санкт-Петербург, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН (ГАО РАН), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 16.04.2024 г.

После доработки 29.08.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Проведена оценка того, насколько достоверно различные современные реконструкции полной солнечной радиации (total solar irradiance) восстанавливают долговременные изменения этой величины в прошлом. Для решения этой задачи прогноз долгосрочных изменений полной солнечной радиации в 1978–2017 гг. был произведен с использованием семи реконструкций, охватывающих последние 12–13 вв. Используемые палеорекострукции описывают долговременные вариации со средними амплитудами от 0.22 Вт м⁻² (серии с малой амплитудой) до 2.36 Вт м⁻² (серии с большой амплитудой). Был применен нелинейный аналоговый метод прогнозирования, и результаты предсказания были сопоставлены с реально измеренными значениями. Оказалось, что экспериментально измеренные вариации полной солнечной радиации лучше предсказываются реконструкциями с малой амплитудой. Однако возможность того, что солнечная радиация в прошлом испытывала более значительные колебания и рост полной солнечной радиации после Маундеровского минимума достигал 2.5 Вт м⁻², полностью исключить пока нельзя. Обсуждаются возможные климатические последствия таких вариаций солнечной радиации.

Ключевые слова: Солнечная активность, палеоастрофизика Солнца, полная солнечная радиация

DOI: 10.31857/S0016794025020124, **EDN:** CYQRMU

1. ВВЕДЕНИЕ

Полная солнечная радиация (total solar irradiance, TSI) представляет собой значение интегрального по всему спектру потока солнечной энергии, приходящего в верхнюю часть земной атмосферы при среднем расстоянии между Солнцем и Землей. Вариации этой величины тесно связаны с изменениями магнитной активности Солнца. Поэтому сведения о временных вариациях TSI представляют собой значительный интерес для солнечной астрофизики. Однако на сегодня эти сведения весьма ограничены. Какова амплитуда долговременных вариаций этой величины? Всегда ли TSI изменяется синхронно с основными солнечными циклами? Полностью ли определяются вариации TSI соответствующими изменениями числа солнечных пятен и факелов? Ответы на эти вопросы до конца неясны, в первую очередь, по причине краткости экспериментальных данных о полной солнечной радиации —

систематические и надежные инструментальные измерения TSI начались лишь в 1978 г.

Помимо чисто научного интереса данные о вариациях TSI имеют и практическое значение, поскольку приходящая от Солнца радиация является одним из климатобразующих факторов. Климат оказывает сильное влияние на многие аспекты социальной и экономической деятельности человечества, вследствие чего известная проблема глобального потепления (ГП) уже перешла из области чисто научных интересов в глобальную политическую повестку. Однако физические механизмы, обеспечивающие ГП содержат неопределенности, и их обсуждение продолжается. Недостаток знаний о долговременных вариациях TSI порождает одну из этих неопределенностей. На сегодняшний день при помощи методов солнечной палеоастрофизики получен ряд реконструкций TSI, охватывающих промежутки времени значительно более длительные, чем последние 40 лет. Однако, эти па-

леореконструкции сильно различаются и демонстрируют большую разницу в амплитудах вековых вариаций [Solanki et al., 2013; Kopp, 2016; Chatzistergos et al., 2023]. Эти реконструкции можно разделить на два класса: ряды с малой амплитудой долговременных изменений (МА-серии) и ряды с большой амплитудой подобных колебаний (БА-серии) [Connolly et al., 2021]. В последних докладах МГЭИК преобладает мнение о том, что ГП в основном являются результатом увеличения концентрации парниковых газов и других видов антропогенной деятельности, в то время как вклад других природных явлений, включая солнечную активность, незначителен (см. [IPCC 2014, 2021]). Например, в отчете AR5 [IPCC, 2014] фактически учитываются только МА реконструкции и утверждается, что радиационный форсинг, вызванный изменениями TSI за период 1750–2011 гг., составляет 0.05 Вт м^{-2} со средней степенью достоверности. В докладе AR6 [IPCC, 2021] принимается более широкий диапазон оценок изменений TSI за последние несколько столетий и делается вывод о том, что TSI между минимумом Маундера (1645–1715 гг.) и второй половиной XX века могла увеличиться на $0.7\text{--}2.7 \text{ Вт м}^{-2}$. В последнем докладе МГЭИК [Gulev et al., 2021] упоминается одна из реконструкций БА [Egorova et al., 2018] среди новейших достижений, но предпочтение, по-прежнему, отдается реконструкциям типа МА [Lean, 2000; Matthes et al., 2017; Jungclauss et al., 2017]. Это предполагает незначительный вклад солнечной активности в долгосрочные изменения климата. Очевидно, что вопрос о том, какова была реальная амплитуда вариаций TSI в прошлом, является важным не только для солнечной астрофизики, но и для современной климатологии. Ответить на этот вопрос достаточно непросто, так как нам неизвестно, насколько точно палеореконструкции TSI описывают реальные изменения этой величины в далеком прошлом. Основным недостатком всех реконструкций TSI является то, что их качество вряд ли можно оценить путем прямого сравнения с результатами наблюдений. Во-первых, часть реконструкций обрывается в 1978–2000 гг. и не может быть сопоставлена со значительной частью экспериментально измеренного ряда. Во-вторых, при нормализации реконструкций TSI на инструментально измеренные значения авторам, как правило, удается достаточно хорошо подогнать восстановленные значения к экспериментальным для любых типов реконструкций – см., например, серии МА рис. 2 из работы [Dewitte et al., 2022] и БА (верхняя панель рис. 1 из работы [Shapiro et al., 2011]). Поэтому точность совпадения полученной реконструкции с реально из-

меренной величиной TSI вряд ли может служить убедительным критерием ее достоверности.

Данная работа посвящена выяснению того, какой тип реконструкций TSI – серии МА или БА – лучше описывают ее вариации в прошлом. Для решения этой задачи был применен следующий алгоритм: (а) прогнозы изменения TSI в 1978–2017 гг. производились с использованием различных типов реконструкций солнечной радиации в качестве банка информации см. Ogurtsov [2009]; (б) результаты прогнозов сравнивались с реальными, инструментально измеренными значениями TSI; (в) производилась оценка того, какой тип реконструкций точнее и достовернее предсказывает реальные изменения TSI.

Следует отметить, что на сегодня имеются разные версии инструментально измеренной TSI, основанные на различных интерпретациях спутниковых наблюдений. Две экспериментальные серии PMOD и ACRIM демонстрируют разные долговременные тренды. Серия PMOD показывает непрерывную тенденцию к снижению TSI на протяжении всего интервала измерений. Серия ACRIM обнаруживает увеличение TSI между минимумами 1986 и 1996 гг. В данной работе были использованы наиболее современные обобщенные, или композитные, ряды TSI (TSI composites), полученные в следующих работах.

1. Dudok de Wit et al. [2017], авторы которой произвели статистическое взвешивание всех доступных данных измерений с использованием их индивидуальных неопределенностей. Этот ряд охватывает период 1978–2015 гг. и имеет две версии: первая версия основана на исходных данных о TSI, а вторая включает некоторые инструментальные коррекции (https://www.issibern.ch/teams/солнечное_излучение/TSI_composite_DeWit.txt).

2. Montillet et al. [2022], авторы которых получили композитный ряд, применив трехступенчатый метод объединения к данным PMOD (ftp://ftp.pmodwrc.ch/pub/data/irradiance/virgo/TSI/TSIcomposite/MergedPMOD_NobaselineScaleCycle23_JPM_April2023.txt). В данной работе была использована версия этого ряда CPMDF1, охватывающая 1980–2023 гг.

В данной работе были использованы три этих серии данных по TSI. Производился прогноз долговременных изменений инструментально измеренных значений этой величины с использованием в качестве источника (банка) информации реконструкций TSI различных типов (МА и БА), охватывающих последние 970–1130 лет. Целью проведенной работы было выяснить, какие типы реконструкций лучше предсказывают долговременные изменения реальной TSI. В рам-

ках применявшегося алгоритма все реконструкции (как МА, так и БА) считались одинаково надежными и точными источниками информации. Была произведена проверка того, насколько это предположение соответствует действительности.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе были использованы семь реконструкций TSI — временные серии, полученные в работах Bard et al. [2000], Delaygue and Bard [2011], Shapiro et al. [2011], Steinhilber et al. [2012], Roth and Joos [2013], Wu et al. [2018], Egorova et al. [2018]. Все эти временные ряды были получены при помощи данных о концентрации космогенных изотопов в земных архивах и охватывают временные интервалы в 12 столетий и более. Реконструкции TSI, основанные на данных по числам солнечных пятен, в данной работе не использовались, поскольку они значительно короче (не более 4 столетий) и поэтому менее пригодны для прогнозирования долговременных изменений TSI. Используемые в работе временные ряды описаны

в табл. 1. В табл. 1 показаны стандартные отклонения (STD) этих рядов и рост реконструированной TSI с конца 17-го века, т.е. начиная с самой глубокой части Маундеровского минимума. Стандартное отклонение рассматривалось как характеристика амплитуды долговременных колебаний ΔTSI и служило основанием для разделения реконструкций на серии МА и БА. Реконструкции с $STD < 1.0 \text{ Вт м}^{-2}$ считали серией МА, а записи с $STD > 10 \text{ Вт м}^{-2}$ считали серией БА. Временные ряды Wu et al. [2018], Shapiro et al. [2011] были отсканированы и оцифрованы электронным способом.

Три усредненные за год композитных ряда TSI — скорректированная и нескорректированная серии $TSID_C$ and $TSID_U$, полученные в работе Dudok de Wit et al. [2017], и скорректированная серия TSI_{MOD} , полученная в работе Montillet et al. [2022], показаны на рис. 1.

На рис. 1а показаны средние годовые значения, а на рис. 1б показаны средние значения за десять лет (средние за 1978–1987 (1980–1987 для

Таблица 1. Реконструкции солнечной активности, использованные в работе

Источник	Используемые индикаторы TSI	Охватываемый период	Временное разрешение (годы)	STD ($\text{Вт} \times \text{м}^{-2}$)	ΔTSI (1680-конец 20 _{то} века) ($\text{Вт} \times \text{м}^{-2}$)	Тип реконструкции
Delaygue and Bard [2011]	^{10}Be во льдах Южного полюса и купола Фудзи	695–1982	6–15	0.22	0.9	МА
Roth and Joos [2013]	^{14}C в кольцах деревьев (IntCal09)	0 – 10000 BP	1	0.23	0.75	МА
Wu et al. [2018]	^{10}Be во льдах Гренландии и Антарктиды, ^{14}C в кольцах деревьев	последние 9000 лет	10	0.29	1.0	МА
Steinhilber et al. [2012]	^{10}Be во льдах Гренландии и Антарктиды, ^{14}C в кольцах деревьев	9362 до н.э. – 1978	22	0.32	1.15	МА
Bard et al. [2000]	^{10}Be во льдах Южного полюса	843–1961	1–22	1.21	3.4	БА
Egorova et al. [2018] (PHI-MC17)	^{10}Be во льдах Гренландии и Антарктиды, ^{14}C в кольцах деревьев	6000 до н. э. – 2015	1	1.31	4.9	БА
Shapiro et al. [2011]	^{10}Be во льдах Гренландии и Антарктиды, инструментальные данные	500 до н. э. – 2000	1	2.36	6.4	БА

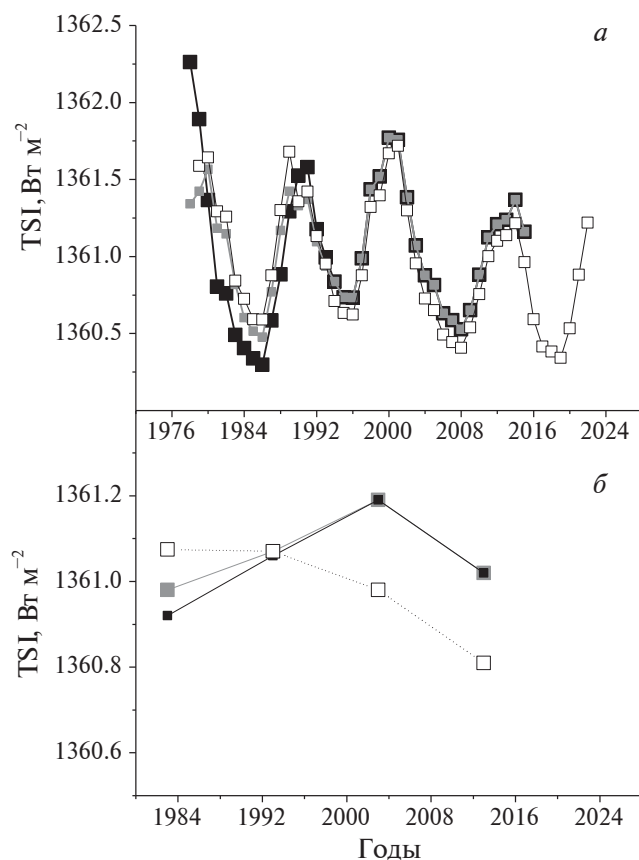


Рис. 1. (а) — усредненные за год композитные ряды данных по инструментально измеренной TSI. Черная линия с полными квадратами — нескорректированная серия $TSID_U$; серая линия с полными квадратами — скорректированная серия $TSID_C$; штриховая линия с пустыми квадратами — скорректированная серия TSI_{PMOD} . (б) — усредненные по десятилетиям данные по инструментально измеренной TSI. Черная линия с полными квадратами — $TSID_U$, серая линия с полными квадратами — $TSID_C$, штриховая линия с пустыми квадратами — TSI_{PMOD} .

TSI_{PMOD}), 1988–1997, 1997–2007, 2008–2017 (2008–2015 для $TSID$)). Погрешности значений TSI, усредненных за десять лет, оценивались посредством статистического эксперимента с использованием погрешностей TSI, приведенных авторами для каждого дня измерений. Производилось несколько тысяч монте-карловских розыгрышей, в каждом из которых суррогатный ряд строился путем добавления случайной величины к каждой точке экспериментального ряда TSI на всем интервале измерений. Значение случайной величины генерировалось гауссовским белым шумом со стандартным отклонением, равным соответствующему значению погрешности ряда

TSI (эти значения были приведены самими экспериментаторами). Таким образом, были оценены как среднее значение, так и стандартное отклонение (погрешность) TSI, усредненной за десятилетие. Для всех трех композитных рядов во всех четырех точках погрешность составила менее 0.01 Вт м^{-2} .

Как видно из рис. 1б, долговременный тренд в рядах $TSID_U$ и $TSID_C$ имеет максимум в 2003 г. и описывается последовательностью значений: $TSI(1983) < TSI(1993) < TSI(2003) > TSI(2013)$. Серия TSI_{PMOD} имеет спадающий тренд на всем промежутке: $TSI(1983) > TSI(1993) > TSI(2003) > TSI(2013)$. Все реконструкции TSI, использованные для предсказания $TSID_U$ и $TSID_C$, обрывались в 1978 г. и были нормированы так, чтобы их значение в этом году совпадало со средним значением усредненных по 10 годам серий $TSID_U$ и $TSID_C$ ($1361.25 \text{ Вт м}^{-2}$ в 1978 г. в обоих случаях). Все реконструкции TSI, использованные для предсказания TSI_{PMOD} , обрывались в 1980 г. и были нормированы так, чтобы их значение в этом году совпадало со средним значением усредненного по 10 годам ряда TSI_{PMOD} ($1361.42 \text{ Вт м}^{-2}$ in 1980).

В исследовании были использованы данные из работы Bard et al. [2000] начиная с 844 и данные других авторов начиная с 700. Серия из работы Bard et al. [2000] была экстраполирована до 1982 г. при помощи регрессии TSI на концентрацию ^{10}Be . Все использованные данные как инструментальные, так и реконструкции для последующего анализа были гомогенизированы следующим образом: (а) сначала они были интерполированы погодиочно и при необходимости сглажены по 11 годам; (б) затем, полученные в предыдущем пункте серии, были интерполированы по десятилетиям. Ряды данных, преобразованных таким способом к однородному виду, показаны на рис. 2. Полученные реконструкции TSI, состоящие из 115–129 точек с шагом в 10 лет, и инструментальные ряды, состоящие из четырех точек (1983, 1993, 2003, 2013), были использованы в последующем анализе.

Нелинейные прогнозы делались с использованием аналогового метода, предложенного в работе Farmer and Sidorowich [1987], а затем развитого и обобщенного в работе Sugihara and May [1990]. Этот метод основан на реконструкции траектории динамической системы прогнозируемого ряда в псевдофазовом пространстве. Он является непараметрическим, т.е. учитывает только информацию, содержащуюся в самом анализируемом ряде, и не использует никакой априорной информации о модели, сгенерировавшей его. Тестирование этого метода на ряде сигналов,

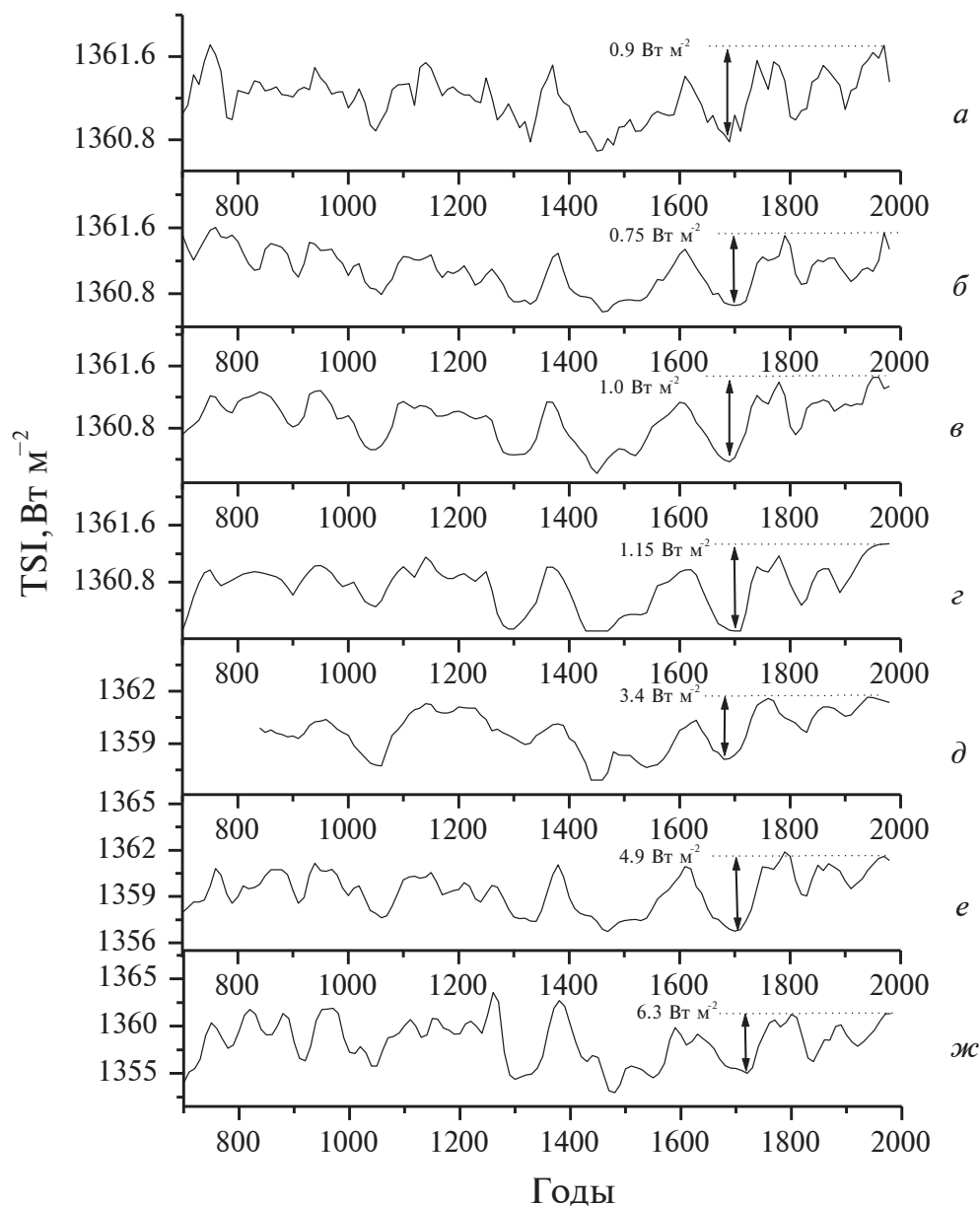


Рис. 2. Реконструкции TSI нормированные на экспериментально измеренный ряд TSID_C. (a) – Delaygue and Bard [2011]; (б) – Roth and Joos [2013]; (в) – Wu et al. [2018]; (г) – Steinhilber et al. [2012]; (д) – Bard et al. [2000]; (е) – Egorova et al. [2018], PHI-MC17; (ж) – Shapiro et al. [2011].

включая хаотические серии, коррелированные шумы и естественно-природные сигналы, показало, что он способен предсказывать их вполне удовлетворительно [Sugihara and May, 1990; Sugihara, 1994; Ogurtsov, 2009, 2022; Sarp et al., 2018]. Оценка прогностического потенциала реконструкций TSI и предсказательной способности используемой методики нелинейного прогноза проводилась путем предсказания 35 точек каждой серии с использованием предыдущих 80–94 точек в качестве банка информации. Все

прогнозы были сделаны с использованием размерности аттрактора $d = 3$ и семи ближайших соседей. Зависимость коэффициента корреляции между прогнозируемым и фактическим значением от времени прогнозирования T_p (числа временных шагов T_p в будущее) для некоторых реконструкций TSI показана на рис. 3а вместе с ошибками прогноза (рис. 3б).

Для оценки реальной ошибки предсказания, производящегося с помощью палеореконструкций TSI, следует учитывать неопределенности

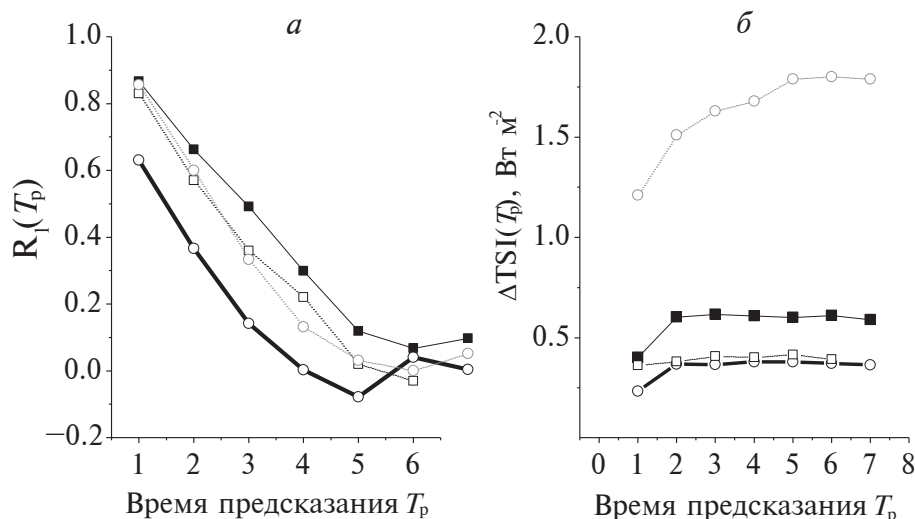


Рис. 3. (а) — коэффициент корреляции между реально наблюдаемым и прогнозируемым значением, рассчитанный для четырех солнечных реконструкций, использованных в работе; (б) — ошибка предсказания для этих четырех реконструкций. Расчеты проведены с использованием реконструкций: Steinhilber et al. [2012] (тонкая черная линия с полными квадратами); Delaygue and Bard et al. [2011] (жирная черная линия с пустыми кружками); Roth and Joos [2013] (штриховая черная линия с пустыми квадратами), Egorova et al. [2018] (штриховая серая линия с пустыми кружками). Ошибки предсказания были оценены с использованием неопределенностей реконструкций TSI.

этих временных серий. Эти неопределенности были оценены с использованием данных, предоставленных авторами: $\text{ca } 0.25 \text{ Вт м}^{-2}$ для ряда Delaygue and Bard [2011], $\text{ca } 0.12 \text{ Вт м}^{-2}$ для ряда Roth and Joos [2013]; $\text{ca } 0.1 \text{ Вт м}^{-2}$ для ряда Wu et al. [2018], $0.38\text{--}0.53 \text{ Вт м}^{-2}$ для ряда Steinhilber et al. [2011], $0.1\text{--}0.5 \text{ Вт м}^{-2}$ для ряда Bard et al. [2000], 1.0 Вт м^{-2} для рядов Egorova et al. [2018] и Shapigo et al. [2011]. С учетом этих неопределенностей, ошибка прогноза была оценена с помощью статистического эксперимента, описанного в работе Ogurtsov [2022].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Средние за десятилетие значения $TSID_c$ на интервале 1978–2015 гг. (четыре точки) показаны на рис. 4 вместе с прогнозами, сделанными с помощью семи палеореконовструкций. Все предсказания были произведены с использованием размерности аттрактора $d = 3$ и семи ближайших соседей. На практике это означает, что для предсказания конкретного значения Y_{n+1} (а) — брался отрезок из трех предыдущих точек $[Y_{n-2}, Y_{n-1}, Y_n]$, (б) — в прошлом выбирались семь наиболее похожих на него отрезков типа $[Y_{n-m-2}, Y_{n-m-1}, Y_{n-m}]$, (в) — для каждого отрезка определялось значение Y_{n-m+1} , (г) — все семь таких предсказаний усреднялись. Для каждого полученного таким образом прогноза ошибка предсказания оценивалась как среднеквадратичная ошибка — стандартное

отклонение между значениями предсказанными и реально наблюдавшимися:

$$STD_{pred}^{obs} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (TSI_i^{obs} - TSI_i^{pred})^2}, \quad (1)$$

где $N = 4$. Размерность аттрактора (длина отрезка) и число ближайших соседей выбирались из условия минимизации величины STD_{pred}^{obs} . Затем вероятность того, что предсказанный ряд действительно описывает наблюдаемые изменения TSI оценивалась с помощью статистического эксперимента. Была произведена серия монте-карловских розыгрышей, в каждом из которых суррогатный ряд строился путем добавления случайной величины к каждой из четырех точек предсказанного ряда (1983–2013 гг.). Каждое случайное значение генерировалось гауссовским белым шумом со стандартным отклонением, равным соответствующему значению ошибки предсказания.

Затем величина P — вероятность того, что эти суррогатные ряды действительно описывают экспериментальную запись, оценивалась двумя способами:

(а) была оценена величина P_1 — вероятность того, что среднее значение предсказанного ряда в течение 1978–2015 или 1980–2023 гг. будет иметь отклонение от среднего значения реального экспериментального ряда не более чем на 1.0 Вт м^{-2} ;

(б) к первому условию добавлялось второе — помимо среднего отклонения менее 1.0 Вт м^{-2} требовалось, чтобы прогнозируемый ряд описывал еще и вариацию, аналогичную наблюдаемой,

т.е. $TSI^{\text{forc}}(1983) < TSI^{\text{forc}}(1993) < TSI^{\text{forc}}(2003) > TSI^{\text{forc}}(2013)$ в случае $TSID_U$ и $TSI^{\text{forc}}(1983) > TSI^{\text{forc}}(1993) > TSI^{\text{forc}}(2003) > TSI^{\text{forc}}(2013)$ в случае TSI_{PMOD} .

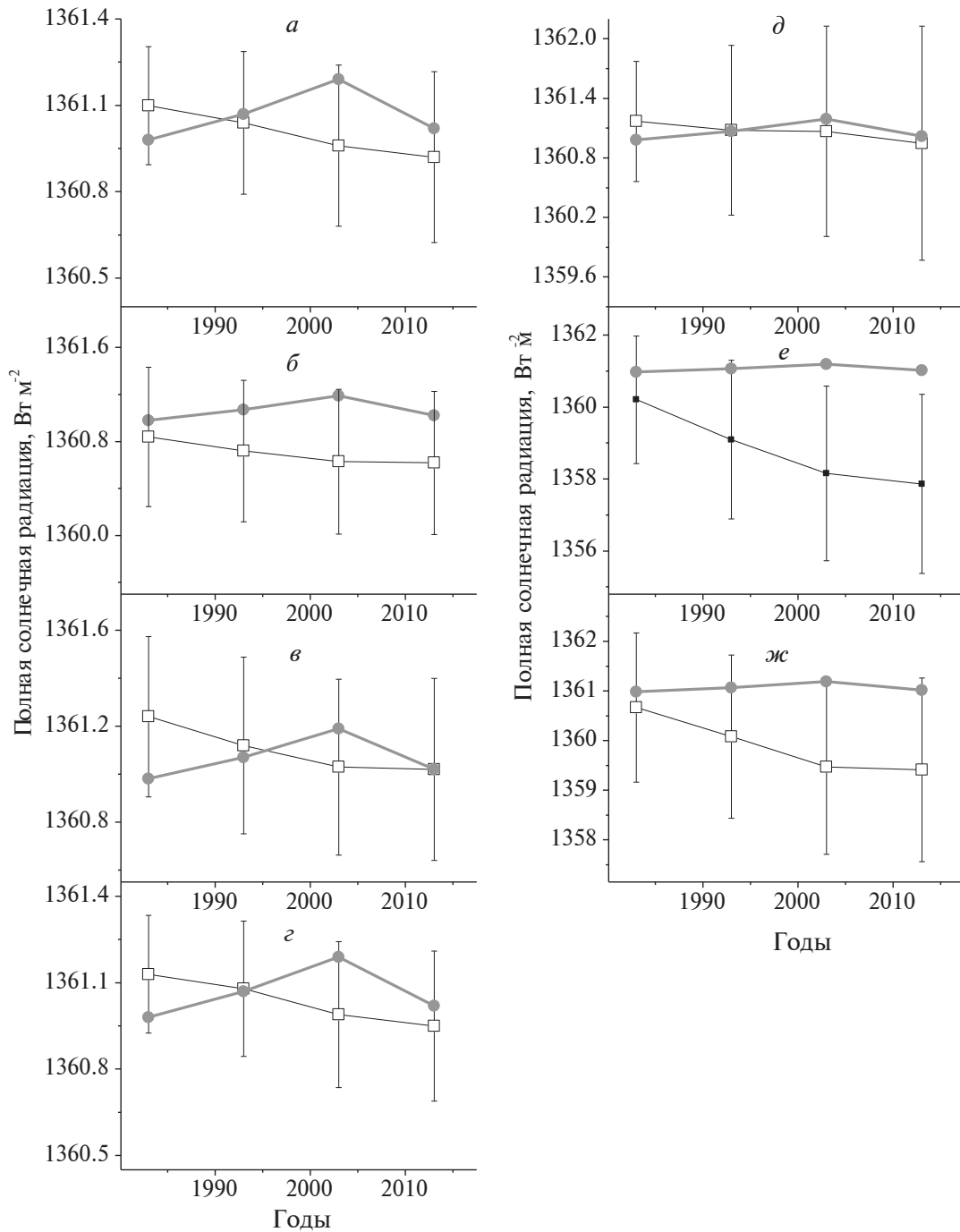
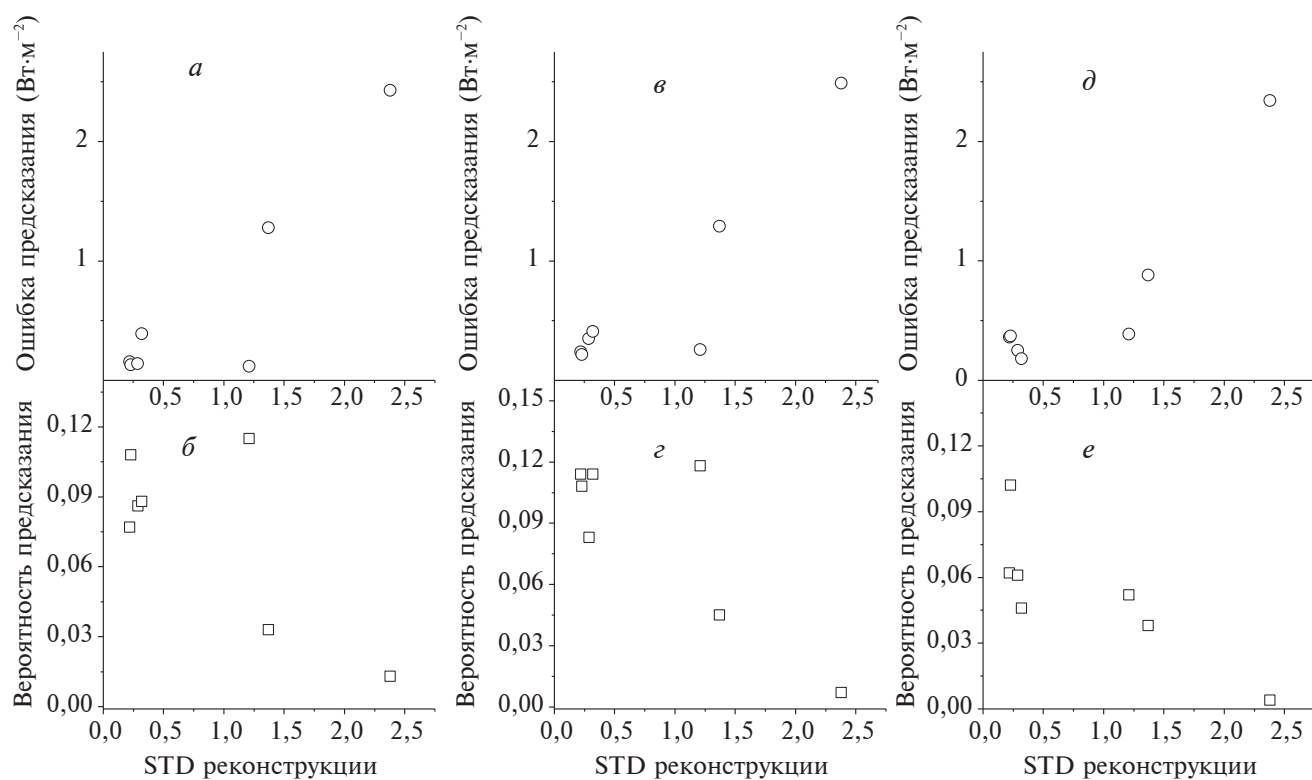


Рис. 4. Реально наблюдавшаяся величина $TSID_C$ (серая линия с полными кружками) и ее предсказания (черные линии с пустыми кружками), сделанные на основе палеореконструкций: (а) Wu et al. [2018]; (б) Steinhilber et al. [2012]; (в) Delaygue and Bard et al. [2011]; (г) Roth and Joos [2013]; (д) Bard et al. [2000]; (е) Shapiro et al. [2011]; (ж) Egorova et al. [2018].

Таблица 2. Оценка качества нелинейного предсказания реально наблюдавшейся полной солнечной радиации, выполненная с использованием семи палеореконструкций этой величины

Источник	STD ($W \times m^{-2}$)	Прогноз $TSID_C$			Прогноз $TSID_U$			Прогноз TSI_{PMOD}		
		STD_{pred}^{obs} ($Вт \times м^{-2}$)	P_1	P_2	STD_{pred}^{obs} ($Вт \times м^{-2}$)	P_1	P_2	STD_{pred}^{obs} ($Вт \times м^{-2}$)	P_1	P_2
Delaygue and Bard [2011]	0.22	0.155	1.000	0.077	0.238	1.000	0.114	0.361	1.000	0.062
Roth and Joos [2013]	0.23	0.130	1.000	0.108	0.216	1.000	0.127	0.371	1.000	0.102
Wu et al. [2018]	0.29	0.140	1.000	0.086	0.349	1.000	0.083	0.250	1.000	0.061
Steinhilber et al. [2012]	0.32	0.392	0.976	0.088	0.409	0.973	0.114	0.181	1.000	0.046
Bard et al. [2000]	1.21	0.118	0.912	0.115	0.259	0.905	0.118	0.309	0.904	0.052
Egorova et al. [2018] (PHI-MC17)	1.37	1.277	0.431	0.033	1.291	0.412	0.0450	0.892	0.584	0.038
Shapiro et al. [2011]	2.38	2.428	0.101	0.013	2.487	0.097	0.007	2.341	0.120	0.004

**Рис. 5.** Зависимость качества нелинейного предсказания от STD для различных палеореконструкций. (а) — ошибка предсказания, сделанного для $TSID_C$; (б) — вероятность предсказания P_2 , сделанного для $TSID_C$; (в) — ошибка предсказания, сделанного для $TSID_U$; (г) — вероятность предсказания P_2 , сделанного для $TSID_U$; (д) — ошибка предсказания сделанного для TSI_{PMOD} ; (е) — вероятность предсказания P_2 , сделанного для TSI_{PMOD} .

Таким образом была оценена вероятность P_2 .

Вероятности обоих исходов (а) и (б) были определены с использованием 10 000 розыгрышей и рассматривались как мера качества прогноза. Они показаны в табл. 2 вместе с ошибками предсказания STD_{pred}^{obs} . Зависимость качества нелинейных прогнозов от стандартных отклонений, используемых реконструкций TSI, проиллюстрирована на рис. 5.

4. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ, основанный на нелинейном прогнозировании, показал следующее.

В целом наблюдавшиеся значения TSI лучше предсказываются с помощью реконструкций с малой амплитудой долговременных вариаций. “Экстремальные” реконструкции TSI [Shapiro et al., 2011; Egorova et al., 2018] представляются менее реалистичными. Линейные прогнозы, сделанные с помощью авторегрессионной модели второго порядка, привели к аналогичным результатам. Наихудший прогноз был получен с использованием реконструкции Shapiro et al. [2011], что согласуется с результатами Judge et al. [2012], которые пришли к выводу, что амплитуды долговременных изменений TSI в этой реконструкции, вероятно, были завышены. В целом, полученные результаты согласуются с выводами Yeo et al. [2020], которые заключили, что TSI после Маундеровского минимума выросла не более чем $2.0 \pm 0.7 \text{ Вт м}^{-2}$. Можно отметить, что еще меньший предел для роста после Маундеровского минимума — 1.25 Вт м^{-2} — был получен в работе Lockwood and Ball [2020]. С другой стороны, достаточно точные прогнозы были получены и с использованием реконструкции из работы Bard et al. [2000], в которой увеличение TSI после Маундеровского минимума достигло 2.5 Вт м^{-2} . Их качество оказалось не худшим, чем качество прогнозов, полученных с помощью МА реконструкций.

Большинство полученных предсказаний дают спадающий тренд на протяжении всех 40 лет, что согласуется с экспериментальным рядом PMOD, а также полуэмпирическими моделями SATIRE-S, NRLTSI2 and NRLTSI3 [Dudok de Wit et al., 2017; Lean et al., 2020].

С одной стороны, тот факт, что реконструкции МА лучше предсказывают наблюдаемые изменения TSI, неудивителен. Результаты измерений полной солнечной радиации с 1978 г. свидетельствуют о том, что долговременные изменения ее среднего значения незначительны. Их амплитуда, вероятно, не более 0.2 Вт м^{-2} (см. рис. 1б), так что эта величина недаром называется солнечной постоянной.

Такое поведение лучше согласуется с реконструкциями МА, амплитуда вековых колебаний которых обычно не превышает $0.5\text{--}1.0 \text{ Вт м}^{-2}$. С другой стороны, возможность того, что TSI в прошлом испытывала более мощные колебания с амплитудой до 2.5 Вт м^{-2} также нельзя полностью исключать. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при проведении климатического моделирования необходимо тщательно обосновывать выбор реконструкций TSI именно с очень низкой амплитудой долговременных вариаций. Например, если прирост TSI после Маундеровского минимума действительно составляет 2.5 Вт м^{-2} , что наблюдается не только в серии Bard et al. [2000], но и в более короткой (пять столетий) реконструкции Penza et al. [2022], тогда соответствующий радиационный форсинг достигнет 0.43 Вт м^{-2} . Это может вызвать повышение глобальной температуры на 0.3°C . Для выяснения вопроса о том, какова была амплитуда вековых изменений TSI в прошлом, необходимы дальнейшие исследования, включающие: (а) — получение новых длительных реконструкций вариаций TSI в прошлом и (б) — уточнение данных о долговременных вариациях экспериментально измеряемой TSI. Дальнейший тщательный фотометрический мониторинг солнцеподобных звезд также может помочь решить эту проблему.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bard E., Raisbeck G., Yiou F., Jouzel J. Solar irradiance during the last 1200 years based on cosmogenic nuclides // *Tellus B*. V. 52. № 3. P. 985–992. 2000. <https://doi.org/10.1034/j.1600-0889.2000.d01-7.x>
- Chatzistergos T., Krivova N.A., Yeo K.L. Long-term changes in solar activity and irradiance // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 252. ID 106150. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106150>
- Connolly R., Soon W., Connolly M. et al. How much has the Sun influenced Northern Hemisphere temperature trends? An ongoing debate // *Res. Astron. Astrophys.* V. 21. № 6. ID 131. 2021. <https://doi.org/10.1088/1674-4527/21/6/131>
- Delaygue G., Bard E. An Antarctic view of Beryllium-10 and solar activity for the past millennium // *Clim. Dynam.* V. 36. № 11. P. 2201–2218. 2011. <https://doi.org/10.1007/s00382-010-0795-1>
- Dewitte S., Cornelis J., Meftah M. Centennial total solar irradiance variation // *Remote Sensing*. V. 14. № 5. ID 1072. <https://doi.org/10.3390/rs14051072>. 2022
- Dudok de Wit T., Kopp G., Fröhlich C., Schöhl M. Methodology to create a new total solar irradiance record: making a composite out of multiple data records // *Geophys. Res. Lett.* V. 44. № 3. P. 1196–1203. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016GL071866>
- Egorova T., Schmutz W., Rozanov E., Shapiro A.I., Usoskin I., Beer J., Tagirov R.V., Peter T. Revised historical

- solar irradiance forcing // *Astron. Astrophys.* V. 615. ID A85. 2018. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731199>
- Farmer J.D., Sidorowich J. Predicting chaotic time series // *Phys. Rev. Lett.* V. 59. № 8. P. 845–848. 1987. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.845>
- Gulev S.K., Thorne P.W., Ahn J. et al. Changing state of the climate system / *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Eds. P. Masson-Delmotte, V. Zhai, A. Pirani et al. Cambridge, UK and New York, NY, USA: Cambridge University Press. P. 287–422. 2021. <https://doi.org/10.1017/9781009157896.004>
- IPCC. 2014 / *Climate Change 2014: Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (Core Writing Team)*. Eds. R.K. Pachauri, L.A. Meyer. Geneva, Switzerland: IPCC, 151 p. 2014.
- IPCC. 2021- Summary for Policymakers / *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Eds. P. Masson-Delmotte, V. Zhai, A. Pirani et al. Cambridge, UK and New York, NY, USA: Cambridge University Press. P. 3–32. 2021. <https://doi.org/10.1017/9781009157896.001>
- Judge P.G., Lockwood G.W., Radick R.R., Henry G.W., Shapiro A.I., Schmutz W., Lindsey C. Confronting a solar irradiance reconstruction with solar and stellar data // *Astron. Astrophys.* V. 544. ID A88. 2012. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218903>
- Jungclaus J.H., Bard E., Baroni M. et al. The PMIP4 contribution to CMIP6 – Part 3: The last millennium, scientific objective, and experimental design for the PMIP4 past1000 simulations // *Geosci. Model Dev.* V.10. № 11. P. 4005–4033. 2017. <https://doi.org/10.5194/gmd-10-4005-2017>
- Kopp G. Magnitudes and timescales of total solar irradiance variability // *J. Space Weather Spac.* V. 6. ID A30. 2016. <https://doi.org/10.1051/swsc/2016025>
- Lean J. Evolution of the Sun's spectral irradiance Since the Maunder Minimum // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. № 16. P. 2425–2428. 2000. <https://doi.org/10.1029/2000GL000043>
- Lean J.L., Coddington O., Marchenko S.V., Machol J., DeLand M.T., Kopp G. Solar irradiance variability: Modeling the measurements // *Earth and Space Science.* V. 7. № 8. ID e2019EA000645. 2020. <https://doi.org/10.1029/2019EA000645>
- Lockwood M., Ball W.T. Placing limits on long-term variations in quiet-Sun irradiance and their contribution to total solar irradiance and solar radiative forcing of climate // *P. Roy. Soc. A. —Mat. Phys.* V. 476. № 2238. ID 20200077. 2020. <https://doi.org/10.1098/rspa.2020.0077>
- Matthes K., Funke B., Anderson M. et al. Solar Forcing for CMIP6 (v3.2) // *Geosci. Model Dev.* V. 10. № 6. P. 2247–2302. 2017. <https://doi.org/10.5194/gmd-10-2247-2017>
- Montillet J.-P., Fisterle W., Kermarrec G., Sikojia R., Haberleiter M., Schmutz W., Dudok de Wit T. Data fusion of total solar irradiance composite time series using 41 years of satellite measurements // *J. Geophys. Res. — Atmos.* V. 127. № 13. ID e2021JD036146. 2022. <https://doi.org/10.1029/2021JD036146>
- Ogurtsov M. Prediction of cycle 24 based on information about solar activity during the last 10000 years // *Geomagn. Aeronomy.* V. 49. № 3. P. 408–411. 2009. <https://doi.org/10.1134/S0016793209030165>
- Ogurtsov M. New paleoclimatic evidence of an extraordinary rise in temperature in the Northern Hemisphere in the last 3–4 decades // *Geogr. Ann.* A. V. 104. № 4. P. 288–297. 2022. <https://doi.org/10.1080/04353676.2022.2136454>
- Penza V., Berrilli F., Bertello L., Cantoresi M., Criscuoli S., Giobbi P. Total solar irradiance during the last five centuries // *Astrophys. J.* V. 937. № 2. ID 84. 2022. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8a4b>
- Roth R., Joos F. A reconstruction of radiocarbon production and total solar irradiance from the Holocene ¹⁴C and CO₂ records: Implications of data and model uncertainties // *Clim. Past.* V. 9. № 4. P. 1879–1909. 2013. <https://doi.org/10.5194/cp-9-1879-2013>
- Sarp V., Kilcik A., Yurchyshyn V., Rozelot J.P., Ozguc A. Prediction of solar cycle 25: A non-linear approach // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* V. 481. № 3. P. 2981–2985. 2018. <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2470>
- Shapiro A.I., Schmutz W., Rozanov E., Schoell M., Haberleiter M., Shapiro A.V., Nyeki S. A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing // *Astron. Astrophys.* V. 529. ID A67. 2011. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016173>
- Solanki S.K., Krivova N.A., Haigh J.D. Solar irradiance variability and climate // *Annu. Rev. Astron. Astr.* V. 51. № 1. P. 311–351. 2013. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141007>
- Steinhilber F., Abreu J.A., Beer J. et al. 9.400 years of cosmic radiation and solar activity from ice cores and tree rings // *P. Natl. Acad. Sci. USA.* V. 109. № 16. P. 5967–5971. 2012. <https://doi.org/10.1073/pnas.1118965109>
- Sugihara G., May R.M. Nonlinear forecasting as a way of distinguishing chaos from measurement error in time series // *Nature.* V. 344. № 6268. P. 734–741. 1990. <https://doi.org/10.1038/344734a0>
- Sugihara G. Nonlinear forecasting for the classification of natural time series // *Phil. T. Roy. Soc. A.* V. 348. № 1688. P. 477–495. 1994. <https://doi.org/10.1098/rsta.1994.0106>
- Wu C.-J., Krivova N.A., Solanki S.K., Usoskin I.G. Solar total and spectral irradiance reconstruction over the last 9000 year // *Astron. Astrophys.* V. 620. ID A120. 2018. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832956>
- Yeo K.L., Solanki S.K., Krivova N.A., Rempel M., Anusha L.S., Shapiro A.I., Tagirov R.V., Witzke V. The dimmest state of the Sun // *Geophys. Res. Lett.* V. 47. № 19. ID e2020GL090243. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020GL090243>

Assessment of the Amplitude of Variations in Total Solar Irradiance in the Past

M. G. Ogurtdov^{1, 2, *}

¹*Ioffe institute, St. Petersburg, Russia,*

²*Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, St. Petersburg, Russia.*

**e-mail: maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru*

An assessment was made of how reliably various modern reconstructions of total solar irradiance reconstruct long-term changes in this value in the past. To solve this problem, a forecast of long-term changes in total solar radiation in 1978–2017 was made using seven reconstructions covering the last 12–13 centuries. The paleoreconstructions used describe long-term variations with average amplitudes from 0.22 W m^{-2} (series with low amplitude) to 2.36 W m^{-2} (series with high amplitude). A nonlinear analog prediction method was applied, and the prediction results were compared with the actually measured values. It turned out that the experimentally measured variations in total solar radiation are better predicted by the low-amplitude reconstructions. However, the possibility that solar radiation in the past experienced more significant variations and the increase in total solar radiation after the Maunder Minimum reached 2.5 W m^{-2} cannot be completely excluded yet. Possible climatic consequences of such solar radiation variations are discussed.

Keywords: Solar activity, Solar paleoastrophysics, total solar irradiance