

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 61, номер 3, 2021

Детектирование области повышенной турбулентности сверхкороны Солнца с использованием спутников Venus Express и Mars Express <i>А. И. Ефимов, Л. А. Луканина, В. М. Смирнов, И. В. Чашей, М. К. Бёрд, М. Петцольд</i>	275
Гелиосферное магнитное поле и модель Паркера <i>Н. С. Свиржевский, Г. А. Базилевская, М. С. Калинин, М. Б. Крайнев, В. С. Махмутов, А. К. Свиржевская, Ю. И. Стожков</i>	282
Цикличность солнечной активности, реконструированной из статистики полярных сияний с учетом вклада главного магнитного поля Земли, 1000–2000 гг. <i>Н. Г. Птицына, И. М. Демина</i>	295
Ионный форшок околосолнечной ударной волны: теоретическая модель и наблюдательные данные <i>Г. Н. Кичигин</i>	309
Динамика потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса во время геомагнитных возмущений разной интенсивности <i>Н. А. Власова, В. В. Калегаяев, И. С. Назарков</i>	316
Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 3. Анализ данных ст. Juliusruh <i>А. В. Константинова, А. Д. Данилов</i>	327
Планетарные вариации высоты максимума слоя F2 в периоды ионосферных возмущений <i>Н. П. Сергеенко, А. Х. Денуева</i>	336
Зависимость годовой асимметрии в $NmF2$ от геомагнитной широты и солнечной активности <i>М. Г. Деминов, В. Н. Шубин, Р. Г. Деминов</i>	347
Регистрация искусственных УНЧ-сигналов на магнитной станции Старая Пустынь во время эксперимента FENICS-2019 <i>А. В. Рябов, В. А. Пилипенко, Е. Н. Ермакова, Н. Г. Мазур, Е. Н. Федоров, А. А. Жамалетдинов, А. Н. Шевцов</i>	354
Распространение электромагнитных волн в области высоких широт при различном состоянии ионосферы на частотах системы радионавигации РСДН-20 (Альфа) <i>О. И. Ахметов, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев, В. Б. Белаховский, Э. В. Суворова</i>	366
Реакция фонового оптического свечения ионосферы на нагрев мощным радиоизлучением <i>Ю. К. Легостаева, А. В. Шиндин, С. М. Грач</i>	379
Влияние факторов, искажающих палеомагнитную запись, на оценку параметров древних вековых геомагнитных вариаций по результатам послойных исследований осадочных разрезов <i>В. Э. Павлов, Ш. Р. Богоутдинов, О. А. Мещерякова</i>	390

## НЕКРОЛОГ

Жамалетдинов Абдулхай Азымович (10.11.1940–19.01.2021)

---

---

408

УДК 523.98

## ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОБЛАСТИ ПОВЫШЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ СВЕРХКОРОНЫ СОЛНЦА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПУТНИКОВ VENUS EXPRESS И MARS EXPRESS

© 2021 г. А. И. Ефимов<sup>1, \*</sup>, Л. А. Луканина<sup>1</sup>, В. М. Смирнов<sup>1</sup>,  
И. В. Чашей<sup>2</sup>, М. К. Бёрд<sup>3, 4</sup>, М. Петцольд<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
г. Фрязино, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт астрономии им. Аргеландера Боннского университета, г. Бонн, Германия

<sup>4</sup>Институт исследования окружающей среды Кёльнского университета, г. Кёльн, Германия

\*e-mail: efimov@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 18.08.2020 г.

После доработки 31.08.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Проведенные в период с 6 октября по 6 декабря 2006 г. эксперименты по радиозондированию околосолнечной плазмы сигналами космических аппаратов Venus Express и Mars Express позволили получить данные о флуктуациях частоты радиосигналов для западного и восточного лимбов солнечной короны. В результате обработки данных измерений получены сведения об интенсивности частотных флуктуаций, которые обусловлены влиянием движущейся турбулентной плазмы. На фоне плавной радиальной зависимости отмечены сильные возрастания интенсивности флуктуаций частоты, которые могут быть объяснены прохождением через трассу радиосвязи сжатой части коротирующего возмущения. Временное запаздывание этих событий свидетельствует о связи высокого уровня флуктуаций частоты зондирующих плазму радиосигналов с одной и той же областью солнечной короны.

DOI: 10.31857/S0016794021030044

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние исследования околосолнечной плазмы методом радиозондирования сигналами космических аппаратов (КА) обеспечили получение огромного объема информации, относящейся к областям формирования и ускорения солнечного ветра. Значительный прогресс в решении фундаментальных проблем физики солнечного ветра был достигнут в последние годы благодаря обеспечению проникновения радиосигналов на расстояния, примыкающие к солнечной короне.

В ноябре 2009 г. были выполнены эксперименты радиозондирования с использованием американского спутника Меркурия Messenger. Специфика экспериментов состоит в том, что космический аппарат полностью затмевается Солнцем, так что лучевая линия КА–Земля проходит в короне. При выполнении указанных экспериментов регистрация зондирующих сигналов проводилась до очень малых значений прицельного расстояния луча (Solar Offset Distances)  $R$ , составлявших 1.04 радиуса Солнца  $R_s$  относительно центра Солнца. При обработке проблема за-

ключалась в достоверности отождествления зарегистрированной информации с истинными характеристиками радиосигналов. Например, при малых прицельных расстояниях ширина спектральной линии зондирующих радиосигналов сантиметрового (3.56 см) диапазона увеличивалась до значений, превышающих десятки герц, и определение центра тяжести спектральной линии как значения частоты могло сопровождаться большими погрешностями. Поэтому к настоящему времени достоверные значения частоты зондированных сигналов были определены до прицельных расстояний, превышающих 1.38 радиуса фотосферы [Wexler et al., 2019]. По-видимому, необходимо разрабатывать специфические методики для определения характеристик зондирующих околосолнечную плазму сигналов для малых (меньше 1.3 солнечного радиуса) прицельных расстояний.

В период с 6 июня по 25 июня 2011 г. японский космический аппарат Akatsuki, двигаясь по гелиоцентрической орбите, заходил за Солнце, как это наблюдалось в наземных пунктах слежения за

**Таблица 1.** Условия радиозондирования околосолнечной плазмы сигналами КА VEX и MEX

Космический аппарат	Дни 2006 г.		Прицельное расстояние $R/R_s$	
	заход (Ingress)	выход (Egress)	заход (Ingress)	выход (Egress)
VEX	281–299 (8–26 октября)	304–340 (31 окт.–6 дек.)	18.95–4.11	4.95–36.14
MEX	279–291 (6–18 октября)	296–326 (23 окт.–22 нояб.)	20.23–6.43	3.20–35.07

космическими аппаратами [Ando et al., 2015]. При этом линия радиосвязи КА–Земля приближалась к Солнцу с западной стороны, так что 25 июня 2011 г. расстояние между радиолинией и центром Солнца (прицельное расстояние) составило 1.52 радиуса Солнца. После 25 июня 2011 г. КА стал удаляться от Солнца (фаза выхода), и 8 июля 2011 г. прицельное расстояние  $R$  составило 12.2 радиуса Солнца. В период между 6 июня и 8 июля 2011 г. было выполнено 16 экспериментов по радиозондированию солнечного ветра сигналами КА Akatsuki, во время которых регистрировалась частота зондирующих сигналов сантиметрового диапазона. Как и в случае с КА Messenger, длина волны составляла  $\lambda = 3.56$  см.

В работах [Wexler et al., 2019; Ando et al., 2015] основное внимание было уделено радиальным профилям дисперсии флуктуаций частоты просвечивающих сигналов. Однако, как показано в работе [Ефимов и др., 2019], в экспериментах достаточно большой длительности на фоне плавной зависимости возможна регистрация повторяющихся усилений флуктуаций частоты, связанных с одной и той же долгоживущей областью в короне.

В настоящей работе с целью детектирования повторяющихся возмущений проведен анализ данных радиопросвечивания околосолнечной плазмы сантиметровыми сигналами двух европейских космических аппаратов спутника Венеры Venus Express (VEX) и спутника Марса Mars Express (MEX), которые функционировали в период с 6 октября по 4 декабря 2006 г. и обеспечили получение информации о процессах, происходивших во внутреннем солнечном ветре на гелиоцентрических расстояниях от 3.2 до 36 солнечных радиусов. Проведено сравнение с данными локальных измерений на спутнике Wind, которое показывает, что аналогичные возмущения параметров плазмы могут регистрироваться и в околосолнечной плазме солнечного ветра.

## 2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ В 2006 г.

В течение 2006 г. были выполнены продолжительные серии экспериментов по радиозондиро-

ванию околосолнечной плазмы дециметровыми и сантиметровыми сигналами спутника Венеры Venus Express и спутника Марса Mars Express. Особенность экспериментов 2006 г. состоит в том, что измерения характеристик зондирующих радиоволн производились в один и тот же период времени – с 8 октября по 22 ноября 2006 г., но движение лучевой линии, соединяющей спутник VEX и наземный пункт, происходило в этот период с запада на восток, в то время как радиолиния MEX–Земля перемещалась с восточной стороны на западную. Эта ситуация иллюстрируется рис. 1, на котором для каждого дня 2006 г. показано положение проекций лучевых линий КА–Земля на картинную плоскость для КА VEX (рис. 1а) и MEX (рис. 1б). По горизонтальной оси указаны расстояния от центрального меридиана в единицах солнечного радиуса  $R_s$ , по вертикальной оси – расстояния от экваториальной плоскости. Большую часть времени в обоих случаях зондировались области, расположенные к северу от экватора.

Общая геометрическая картина экспериментов радиозондирования характеризуется табл. 1, в которой даты проведения экспериментов указаны днями года (day of year, DOY).

Наибольшее приближение лучевой линии VEX–Земля к центру Солнца достигалось 26 октября 2006 г. (DOY 299), при этом прицельное расстояние  $R$  равнялось 4.11  $R_s$ . Аналогичное значение для лучевой линии MEX–Земля достигалось 23 октября (DOY 296) и составляло 3.2  $R_s$ .

Исследуемыми характеристиками зондирующих радиоволн являлись интенсивность (среднеквадратичное отклонение) и форма временных спектров флуктуаций частоты X-диапазона. Временные вариации флуктуаций частоты сопоставляются с материалами измерений концентрации протонов  $N_p$ , скорости движения потоков плазмы  $V$  и индукции магнитного поля  $B$  бортовыми приборами спутников Земли Wind и ACE в смежные периоды времени.

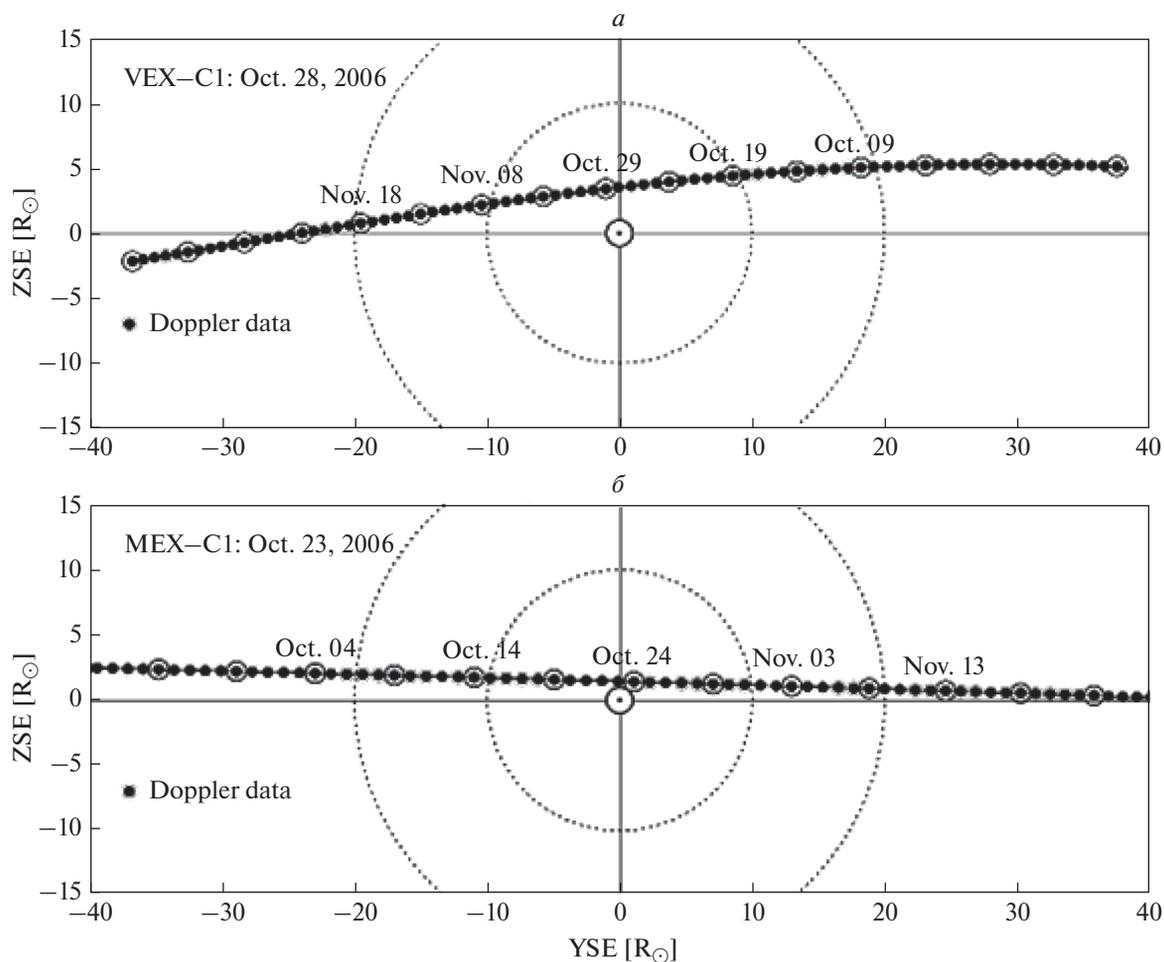


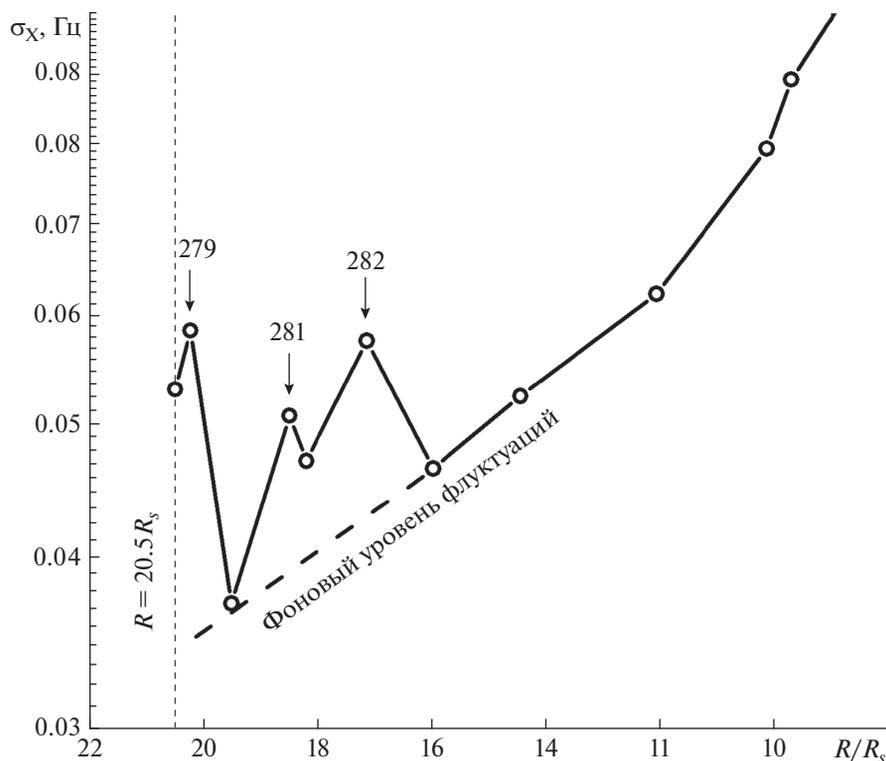
Рис. 1. Траектории движения спутников Venus Express (а) и Mars Express (б) в картинной плоскости.

### 3. НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

При обработке материалов измерений характеристик зондирующих околосолнечную плазму радиосигналов КА Venus Express и Mars Express в 2006 г. на фоне плавных зависимостей характеристик радиоволн были зарегистрированы значительные локальные повышения флуктуаций уровня частоты и амплитуды. Причинами возмущений такого рода могли быть вращающиеся вместе с Солнцем структуры солнечного ветра [Ефимов и др., 2019].

На рисунке 2 представлена зависимость интенсивности флуктуаций частоты сантиметровых сигналов спутника MEX от прицельного расстояния. Видно, что повышенные флуктуации частоты регистрируются 6 октября 2006 г. (DOY 279), а также 8 и 9 октября (DOY 281–282). Это означает, что угловой размер области повышенных флуктуаций составляет  $\sim 0.6^\circ$ .

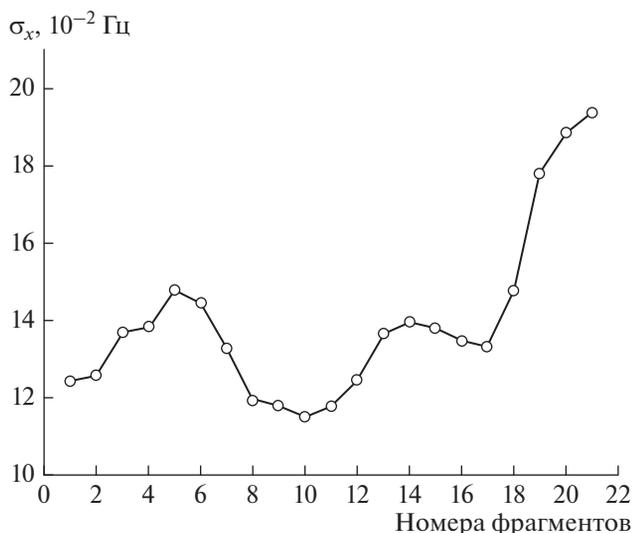
За счет вращения Солнца область повышенной турбулентности, вызвавшая сильные флуктуации частоты сигналов КА MEX на восточной стороне, переместилась на западную сторону и заняла сектор, соответствующий прицельным расстояниям между 9.5 и 7.7 радиусами Солнца. Связанные с этой же областью короны потоки плазмы вызвали возмущения сигналов космического аппарата Venus Express, линия радиосвязи с которым захватывала зону повышенной турбулентности. На рисунке 3 представлена временная зависимость интенсивности флуктуаций частоты X-диапазона сигналов КА Venus Express при зондировании областей сверхкороны, расположенных к западу от центра Солнца и от источника возмущенных потоков плазмы, прицельное расстояние  $R$  в день наблюдений (DOY 294) составляло  $7.7 R_s$ . Обработка данных флуктуаций частоты осуществлялась следующим образом: массив разбивался на участки по 2048 с, начало каждого последующего участка сдвигалось на 512 с относительно начала предыдущего. На горизонталь-



**Рис. 2.** Радиальная зависимость интенсивности флуктуаций частоты сигналов X-диапазона КА Mars Express при зондировании восточных областей солнечной короны.

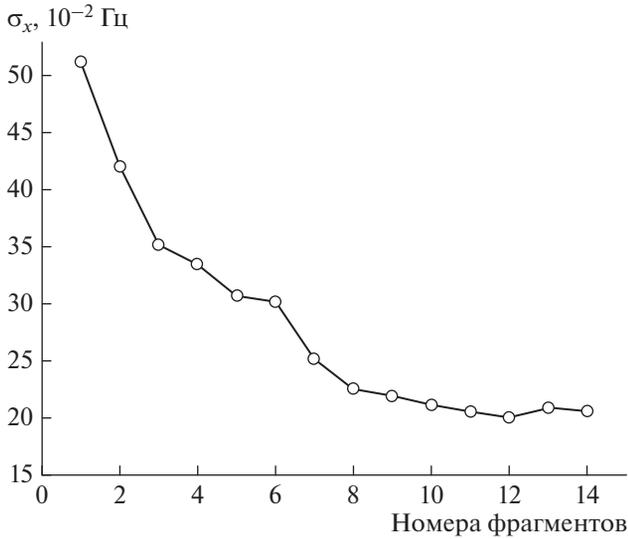
ной оси рис. 3 указаны номера этих участков. Максимум флуктуаций  $\sigma_x = 0.2$  Гц был зарегистрирован 21 октября 2006 г. DOY 294, 00:30 UT,

т.е. спустя приблизительно половину периода вращения Солнца ( $T_0 = 27$  сут) после регистрации максимума  $\sigma_x$  на восточной стороне (DOY 279).



**Рис. 3.** Вариации частоты сигналов X-диапазона КА Venus Express при зондировании области, расположенной к западу от Солнца на прицельном расстоянии луча  $R = (7.54-7.73) R_s$ .

Область повышенной турбулентности перемещается с западной на восточную сторону после DOY 299, в это же время восточная область солнечной короны зондируется радиосигналами спутника Venus Express. В интервале с 3 ноября 2006 г. (DOY 307, 21:29 UT) по 4 ноября (DOY 308, 00:02 UT) наблюдается возрастание интенсивности флуктуаций частоты (рис. 4), интервал между регистрациями максимумов флуктуаций на западной и восточной сторонах составляет  $308.0 - 294.0 \approx 14$  сут, что близко к половине периода вращения Солнца. Кроме того, эта дата отличается от даты первой регистрации повышенных флуктуаций на  $308.0 - 279.7 \approx 28.3$  дня, что свидетельствует об одной и той же причине происхождения высокого уровня флуктуаций частоты зондирующей плазмы радиосигналов. Дополнительным доказательством является наличие в обоих случаях квазигармонических осцилляций с приблизительно одинаковыми периодами на близких гелиоцентрических расстояниях. Периодичность 27 сут показывает, что наблюдаемые усиления флуктуаций частоты обусловлены долгоживущей корототирующей структурой: областью взаимодействия потоков с разными скоростями.



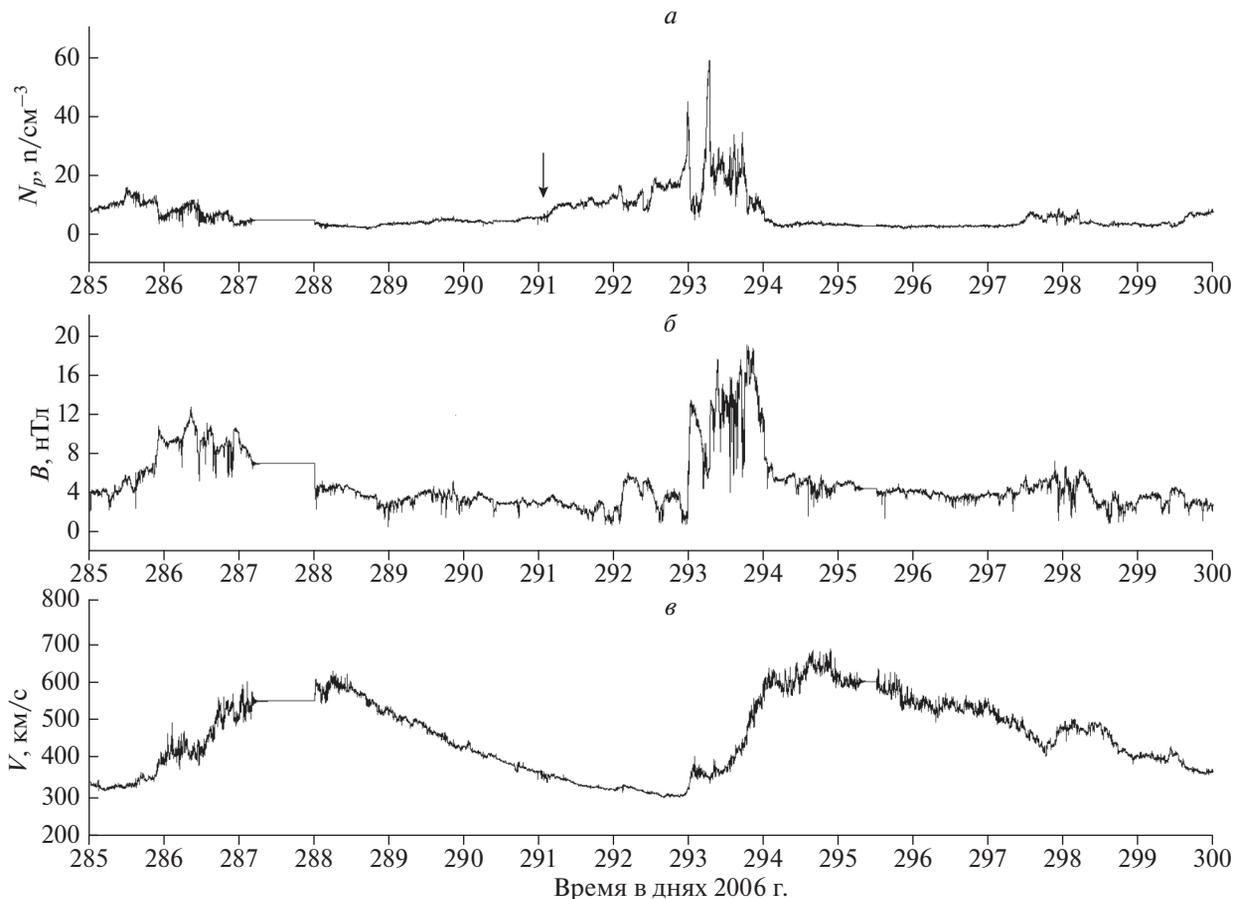
**Рис. 4.** Вариации частоты сигналов X-диапазона КА Venus Express при зондировании области, расположенной к востоку от центра Солнца на прицельном расстоянии  $R = (7.25-7.34) R_S$ .

#### 4. ВОЗМУЩЕНИЯ НА ОРБИТЕ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

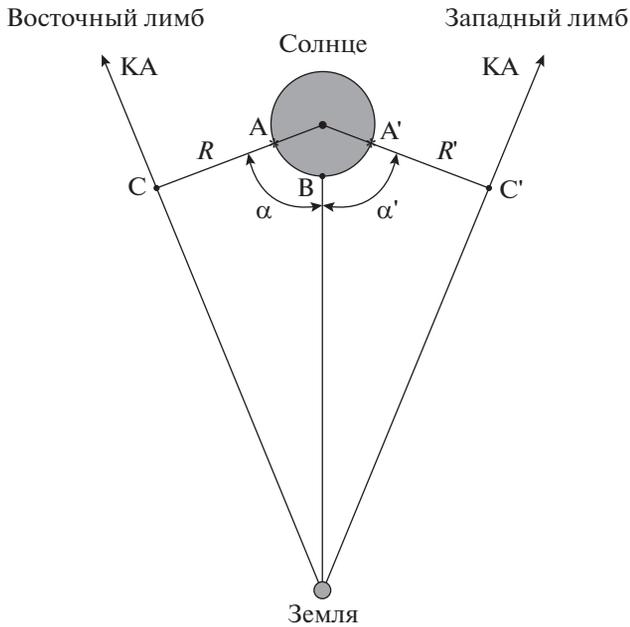
Ниже временные вариации флуктуаций частоты сопоставляются с материалами измерений концентрации протонов  $N_p$ , скорости движения потоков плазмы  $V$  и индукции магнитного поля  $B$  бортовыми приборами ИСЗ Wind в смежные периоды времени. Данные этих измерений приведены на рис. 5.

Увеличение частотных флуктуаций зондирующих околосолнечную плазму радиосигналов наблюдалось 6 октября 2006 г. (DOY 279, 16:00 UT, восточный лимб) и 21 октября 2006 г. (DOY 294, 00:30 UT, западный лимб).

При вращении Солнца корональный источник области повышенной турбулентности, зарегистрированной впервые 6 октября 2006 г. (восточный лимб), переместился к центральному меридиану по отношению к Земле через  $\Delta t_1 = 27/4 \approx 7$  сут, т.е. вблизи DOY 286. Сжатая область короткого возмущения достигнет Земли через некоторое время  $\Delta t_2$  после прохождения корональным основанием центрального меридиана.



**Рис. 5.** Временные зависимости характеристик околоземной космической плазмы по данным КА Wind. (а) – концентрация протонов; (б) – индукция магнитного поля; (в) – скорость плазмы (2006, DOY 285–300).



**Рис. 6.** Схема радиозондирования околосолнечной плазмы сигналами космических аппаратов при наличии вращающейся с Солнцем области повышенной турбулентности (т. А).

Как видно из рис. 5а, заметное увеличение концентрации протонов начинается в DOY 291, откуда следует оценка  $\Delta t_2 \approx 5$  сут.

На рисунке 6 представлена схема реализации экспериментов радиозондирования околосолнечной плазмы. Точками А, А' обозначено положение коронального основания возмущенных областей, вызвавших усиления флуктуаций частоты, точка В расположена на центральном меридиане, для поворота от А к В и от В к А' требуется время  $\Delta t_1$ . При этом интервал времени между усилениями флуктуаций частоты радиосигналов и концентрации околосолнечной плазмы составляет  $\Delta t_E = \Delta t_1 + \Delta t_2$  при зондировании восточных областей. Для рассматриваемого события  $\Delta t_2 \approx 5$  сут. Если зондируются западные области, то усиление флуктуаций частоты происходит на  $\Delta t_W = \Delta t_1 - \Delta t_2$  позже усиления концентрации, так как усиление концентрации происходит на  $\Delta t_2$  раньше попадания коронального основания возмущенного потока на центральный меридиан. Для найденных выше значений  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  величина  $\Delta t_W$  составляет  $\Delta t_W \approx 2$  сут, что достаточно хорошо согласуется со временем регистрации усиления флуктуаций частоты в DOY 294 на западном лимбе. Отметим, что временному интервалу  $\Delta t_2 \approx 5$  сут соответствует поворот Солнца на угол  $\sim 70^\circ$ .

Примем, что коротярующая структура связана со взаимодействием потоков, имеющих скорости  $V_1$  и  $V_2$ ,  $V_1 < V_2$ . Тогда положение границы области

взаимодействия вблизи орбиты Земли определяется из условия

$$R_0 (V_1^{-1} - V_2^{-1}) = \Delta t_2, \quad (1)$$

где  $R_0 = 1$  а. е. При найденном выше значении  $\Delta t_2 \approx 5$  сут находим из (1) возможные оценки скоростей потоков:  $V_1 \approx 250$  км/с и  $V_2 \approx 800$  км/с. В целом с учетом недостаточной точности определения величины  $\Delta t_2$  оценки скоростей представляются разумными, хотя скорость  $V_1$ , возможно, несколько занижена, а значение  $V_2$  завышено.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известны два основных типа крупномасштабных структур в плазме солнечного ветра: распространяющиеся (радиальные сильно нестационарные) возмущения, связанные со вспышками в короне, и коротярующие (азимутальные долгоживущие) возмущения. В работе [Ефимов и др., 2019] было показано, что в экспериментах радиопросвечивания могут наблюдаться усиления флуктуаций частоты, связанные с распространяющимися из активных областей солнечной короны выбросами плазмы. Серии измерений достаточной длительности позволили зафиксировать события, когда выбросы во внешней короне сопровождались возмущениями в околосолнечной плазме, вызванными выбросами из тех же активных областей. Проведенный выше анализ показывает, что эксперименты радиопросвечивания позволяют фиксировать возмущения другого типа: долгоживущие коротярующие области взаимодействия потоков солнечного ветра, имеющие разные скорости. При этом сначала наблюдается усиление частотных флуктуаций в восточных областях внешней короны, затем происходят возмущения в околосолнечной плазме и после этого регистрируются усиления флуктуаций частоты в западных областях короны. Интервал времени между возмущениями на восточном лимбе и околосолнечной плазме оказывается заметно больше интервала между возмущением в околосолнечной плазме и западным лимбом, а соотношение между величинами этих интервалов согласуется с 27-дневным периодом вращения Солнца. Таким образом, в данных радиопросвечивания находят проявление крупномасштабные возмущения обоих типов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2019-0008.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Ефимов А.И., Луканина Л.А., Смирнов В.М., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М.* Возмущенные потоки во внутреннем солнечном ветре и вблизи орбиты Земли // *Космич. исслед.* Т. 57. № 6. С. 440–450. 2019.
- *Ando H., Shiota D., Imamura T., Tokumaru M., Asai A., Isobe H., Pätzold M., Häusler B., Nakamura M.* Internal structure of a coronal mass ejection revealed by Akatsuki radio occultation observations // *J. Geophys. Res.* V. 120. P. 5318–5328. 2015.
- *David B. Wexler, Joseph V. Hollweg, Anatoli I. Efimov, Liudmila A. Lukanina, Anthea J. Coster, Juha Vierinen, Elizabeth A. Jensen.* Spacecraft radio frequency fluctuations in the solar corona: A MESSENGER–HELIOS composite study // *Astrophys. J.* 871:202 (13pp). 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf6a8>

УДК 523.62-337+523.62-726

## ГЕЛИОСФЕРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МОДЕЛЬ ПАРКЕРА

© 2021 г. Н. С. Свиржевский<sup>1, \*</sup>, Г. А. Базилевская<sup>1</sup>, М. С. Калинин<sup>1</sup>, М. Б. Крайнев<sup>1</sup>,  
В. С. Махмутов<sup>1</sup>, А. К. Свиржевская<sup>1</sup>, Ю. И. Стожков<sup>1</sup><sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), г. Москва, Россия

\*e-mail: svirzhev@fian.flandns.mipt.ru

Поступила в редакцию 30.06.2020 г.

После доработки 27.10.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

В паркеровской модели гелиосферного магнитного поля отношение азимутальной компоненты поля  $B_\phi$  к радиальной компоненте  $B_r$  зависит только от радиальной скорости  $V$  солнечного ветра и координат точки наблюдения  $(r, \theta)$ :  $B_\phi/B_r = -\omega r \sin \theta/V$  (на расстоянии от Солнца  $r > 1$  а. е.). Мы проверили это соотношение вблизи эклиптики на радиальных расстояниях до 19 а. е. по данным космических аппаратов VOYAGER 1, VOYAGER 2 и ULYSSES и вне эклиптики по данным ULYSSES. Показано, что предсказания паркеровской модели хорошо согласуются с наблюдениями вне секторных зон в периоды времени, близкие к минимумам солнечной активности. В пределах секторных зон и в периоды максимумов солнечной активности существуют значительные расхождения между данными наблюдений и предсказаниями этой модели.

DOI: 10.31857/S0016794021030160

1. ВВЕДЕНИЕ.  
ПАРКЕРОВСКАЯ МОДЕЛЬ ГМП

Паркеровская спиральная модель гелиосферного магнитного поля (ГМП) является в настоящее время базовой системой отсчета, в которой описываются пространственные и временные вариации магнитного поля в гелиосфере. Parker [1958] предложил модель, в которой газ (плазма), покидая Солнце, уносит с собой замороженное солнечное магнитное поле. Предполагается, что за пределами некоторого расстояния  $r = b$  солнечное тяготение и ускорение наружу за счет высокой температуры не оказывают влияния на плазму, так что ее скорость в направлении от Солнца является постоянной. Вследствие того, что Солнце вращается, линии тока плазмы во вращающейся системе отсчета образуют в гелиосфере Архимедовы спирали, а силовые линии ГМП располагаются вдоль этих спиралей. В инерциальной системе отсчета линии тока плазмы являются радиальными, но силовые линии ГМП по-прежнему остаются спиральными [Owens and Forsyth, 2013].

Различные стороны паркеровской модели ГМП проверялись в широком интервале расстояний, начиная с расстояний 0.3–0.4 а. е. по данным КА HELIOS 1 и HELIOS 2 [Bruno and Bavassano, 1997], на расстояниях 1–8.5 а. е. по данным КА PIONEER 10 и PIONEER 11 [Thomas and Smith, 1980] и на расстояниях от 1 до 80 а. е. и более по

данным КА VOYAGER 1 и VOYAGER 2 [Burlaga et al., 2002]. Выводы, сделанные в этих работах, сводятся к тому, что, в общем, паркеровская спиральная модель ГМП согласуется с наблюдениями, хотя отдельные расхождения модели с экспериментом имеются. Около Земли массивы часовых данных по компонентам ГМП за период 1963–2007 гг. были проанализированы в работе [Веселовский и др., 2010]. Авторы этой работы пришли к выводу, что наблюдаемые параметры ГМП и солнечного ветра и теоретические представления о строении и динамике внутренней гелиосферы находятся в разумном согласии между собой. В работе [Khabarova and Obridko, 2012] было показано, что вблизи эклиптики на расстоянии до 5.4 а. е. напряженность ГМП  $B(r, \theta, \phi)$  плохо согласуется с зависимостью  $B_r(r, \theta, \phi) \sim 1/r^2$ , следующей из паркеровской модели для радиальной компоненты поля, причем согласие между наблюдаемой  $|B_r|$ -компонентой и паркеровской величиной  $B_r(r, \theta, \phi)$  особенно сильно нарушается на малых ( $\sim 0.3$ – $0.4$  а. е.) расстояниях от Солнца. По данным КА ULYSSES паркеровская модель проверялась в высоких гелиоширотах, и было установлено, что с хорошей точностью выполняется предсказание модели о том, что радиальная компонента  $B_r(r, \theta, \phi)$  ГМП не зависит от гелиошироты как в минимуме солнечной активности, так и в максимуме, а с расстоянием эта компо-

нента поля изменяется как  $1/r^2$  [Smith and Balogh, 1995; Smith et al., 2001].

В работе [Vogovskiy, 2010] были исследованы направления вектора  $\mathbf{B}(r, \theta, \varphi)$  ГМП относительно предсказываемой паркеровской моделью спирали по данным HELIOS 1 и HELIOS 2 (0.3–0.4 а. е.), а также по данным КА ACE за 1998–2008 гг. и OMNI 2 за 1963–2008 гг. на 1 а. е. Исследования показали, что, в среднем, ГМП направлено вдоль паркеровской спирали, однако отклонения от этого направления велики. Отклонения вектора  $\mathbf{B}(r, \theta, \varphi)$  от паркеровской спирали регистрируются, главным образом, вблизи гелиосферного токового слоя и в магнитных облаках, связанных с выбросами корональных масс.

В связи с проблемами, связанными с описанием модуляции галактических космических лучей, паркеровская модель ГМП подвергалась некоторым изменениям в области высоких гелиоширот [Jokipii and Kota, 1989; Smith and Bieber, 1991], но эти изменения существенно не поменяли базовую структуру модели. Кроме того, была предложена модель ГМП, значительно отличающаяся от паркеровской модели [Fisk, 1996], которая, однако, не подтверждается экспериментально [Sternal et al., 2011; Roberts et al., 2007].

Выражения для радиальной  $B_r(r, \theta, \varphi)$ , азимутальной  $B_\varphi(r, \theta, \varphi)$  и гелиоширотной  $B_\theta(r, \theta, \varphi)$  компонент паркеровского магнитного поля в гелиоцентрической сферической системе координат  $(r, \theta, \varphi)$  приводятся ниже в виде [см., например, Scherer et al., 2010; Owens and Forsyth, 2013]:

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta, \varphi) &= \frac{B_0 r_0^2}{r^2}, \\ B_\varphi(r, \theta, \varphi) &= \frac{(v_\varphi - \omega r) \sin \theta}{V} B_r(r, \theta, \varphi), \\ B_\theta(r, \theta, \varphi) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Это общепринятое в настоящее время выражения для компонент ГМП. Здесь предполагается, что плазма вытекает радиально с постоянной, не зависящей от гелиошироты, скоростью  $V$  из “поверхности источника”, под которой обычно понимается сферическая поверхность, окружающая Солнце на некотором расстоянии  $b = r_0$  от его центра [Schatten, 2001]. На поверхности источника у гелиосферного магнитного поля  $\mathbf{B}(r, \theta, \varphi)$  отлична от нуля только радиальная компонента  $B_r(r_0, \theta, \varphi) = B_0$ . В формулах (1)  $r$  – радиальное расстояние до точки наблюдения;  $\omega = 2.67 \times 10^{-6}$  рад/с – синодическая угловая скорость вращения Солнца (его экваториальной части);  $v_\varphi = \omega r_0$  – азимутальная скорость солнечного ветра на поверхности источника. В этой работе не учитывается зависимость угловой скорости вращения Солнца от ге-

лиошироты, так как ниже рассматриваются данные по гелиосферному магнитному полю и скорости солнечного ветра на расстояниях, превышающих 1 а. е. Возможное дифференциальное вращение околосолнечной плазмы исчезает уже на расстояниях, равных нескольким радиусам Солнца [Бадалян и Обридко, 2018].

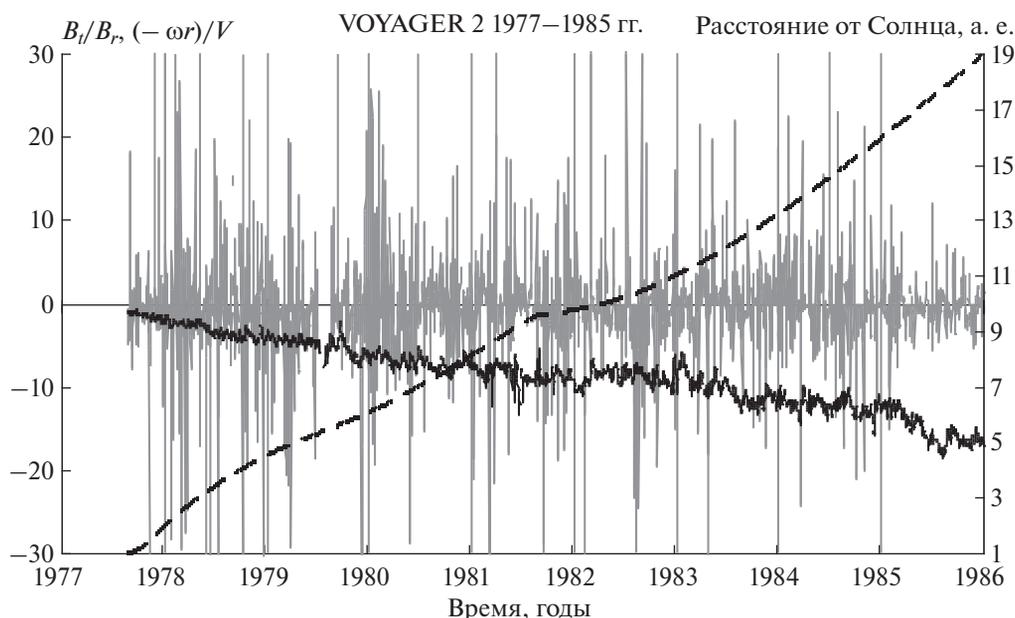
Если в качестве поверхности источника выбрать поверхность Солнца ( $r_0 = 0.696 \times 10^6$  км), то азимутальная скорость газа  $v_\varphi$  на этой поверхности будет равна  $\sim 2$  км/с. Примерно такую же азимутальную скорость будет иметь и газ, вытекающий из короны Солнца и образующий в гелиосфере солнечный ветер. Скорость  $v_\varphi$  в паркеровской модели не меняется за пределами поверхности источника, а так как на 1 а. е. величина произведения  $\omega r = 405$  км/с, то на орбите Земли и за ее пределами  $v_\varphi \ll \omega r$ . Тогда выражение для азимутальной компоненты поля  $B_\varphi(r, \theta, \varphi)$  с хорошей точностью можно записать в виде:

$$B_\varphi(r, \theta, \varphi) = \frac{-\omega r \sin \theta}{V} B_r(r, \theta, \varphi). \quad (2)$$

В данной работе мы сравнили определенную из наблюдений величину отношения азимутальной  $B_\varphi$  и радиальной  $B_r$  компонент ГМП

$$B_\varphi/B_r = -\omega r \sin \theta/V \quad (3)$$

с предсказаниями паркеровской модели на радиальных расстояниях  $r > 1$  а. е. Соотношение (3) обладает свойствами, позволяющими легко проверить согласие модели с результатами наблюдений. Правая часть выражения (3) представляет собой произведение трех положительных величин – угловой скорости вращения Солнца  $\omega$ , радиального расстояния  $r$  и  $\sin \theta$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ). Поэтому величина  $B_\varphi/B_r$  должна быть всегда отрицательной. Правая часть (3) устанавливает также определенные ограничения на величину изменений отношения  $B_\varphi/B_r$ , так как она является функцией скорости солнечного ветра  $V$ , которая зависит от гелиошироты и фазы солнечного цикла, но изменяется не больше чем в 3 раза. Наконец, абсолютная величина выражения  $(-\omega r \sin \theta)/V$  возрастает пропорционально радиальному расстоянию от Солнца, что требует такого же роста для величины отношения  $B_\varphi/B_r$ . Выражение (3) первоначально было рассмотрено вблизи эклиптики (при  $\sin \theta \equiv 1$ ), чтобы не учитывать возможную зависимость  $B_\varphi/B_r$  от гелиошироты. Для этого были использованы данные КА VOYAGER 1 и VOYAGER 2 ([www.omniweb.gsfc.nasa.gov](http://www.omniweb.gsfc.nasa.gov)) и ULYSSES (<http://helio.estec.esa.nl/ulysses/archive/>) на начальных этапах полета. Соотношение (3) было затем рассмотрено по данным КА ULYSSES в широком диапазоне гелиоширот  $\lambda$  и на расстояниях 1.35–5.4 а. е.



**Рис. 1.** Отношение тангенциальной и радиальной компонент ГМП  $B_t/B_r$  (серая линия) и величина  $(-\omega r)/V$  (тонкая линия) по данным VOYAGER2 вблизи эклиптики. Расстояние КА от Солнца показано штриховой линией (правая ось ординат).

## 2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ЭКЛИПТИКЕ НА РАССТОЯНИЯХ 1–19 а. е.

На начальных участках траектории КА VOYAGER 1, VOYAGER 2 и ULYSSES находились вблизи эклиптики, так что их гелиоширота  $\lambda$  менялась в пределах  $\lambda = \pm 7.3^\circ$ . В этом случае  $\sin \theta \geq 0.99$  (так как  $\theta = 90^\circ - \lambda$ ) и из (3), опустив  $\sin \theta$ , мы получим выражение:

$$\frac{B_\phi}{B_r} = -\frac{\omega r}{V}, \quad (4)$$

которое проверялось с использованием суточных данных по магнитным полям и скорости солнечного ветра.

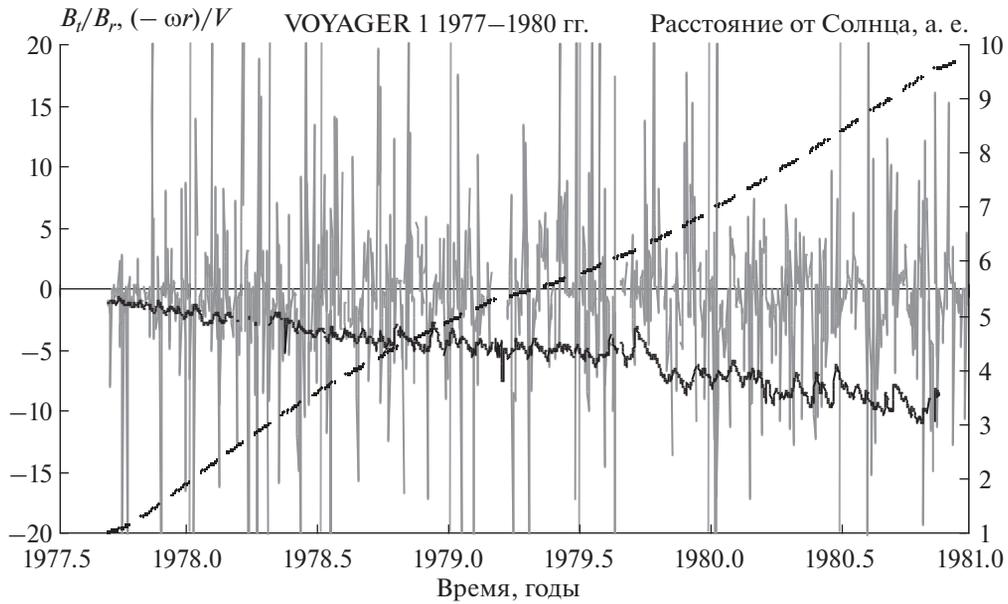
Отметим, что данные по напряженности ГМП на дальних КА приводятся в системах отсчета *RTN*, связанных непосредственно с самими КА. В системе отсчета *RTN* ГМП имеет радиальную  $B_r(r, \theta, \phi)$ , тангенциальную  $B_t(r, \theta, \phi)$  и гелиоширотную  $B_n(r, \theta, \phi)$  компоненты. Тангенциальная  $B_t(r, \theta, \phi)$  и радиальная  $B_r(r, \theta, \phi)$  компоненты ГМП из *RTN* совпадают с азимутальной  $B_\phi(r, \theta, \phi)$  и радиальной  $B_r(r, \theta, \phi)$  компонентами поля, представленными в гелиоцентрической сферической системе отсчета. Поэтому мы можем рассматривать отношения  $B_\phi/B_r$  и  $B_t/B_r$  как равноценные, и тогда выражение (4) можно записать как

$$\frac{B_t}{B_r} = -\frac{\omega r}{V}. \quad (5)$$

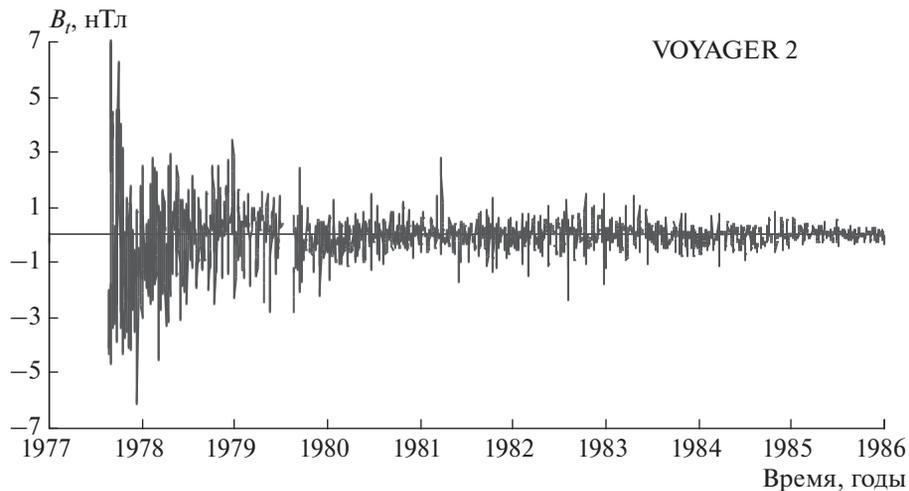
Для проверки выражения (5) были использованы суточные данные, полученные на VOYAGER 2 (за период с 24 августа 1977 г. по 31 декабря 1985 г.; 1–19 а. е.), VOYAGER 1 (7 сентября 1977 г. – 2 июня 1980 г.; 1–7 а. е.) и ULYSSES (25 октября 1990 г. – 1 марта 1992 г.; 1–5.4 а. е.).

Величина отношения  $B_t/B_r$  и правая часть (5), а также расстояние VOYAGER 2 от Солнца, показаны на рис. 1. Видно, что между величинами  $B_t/B_r$  и  $(-\omega r)/V$  нет никакой связи. С полной очевидностью это проявляется на расстоянии 10–19 а. е. С увеличением расстояния КА от Солнца абсолютная величина  $(-\omega r)/V$  возрастает примерно пропорционально радиусу  $r$ , а отношение  $B_t/B_r$  флуктуирует около нуля независимо от этого расстояния. Отметим также, что, согласно (5), положительные величины отношения  $B_t/B_r$  должны отсутствовать. Выводы об отсутствии связи между величинами  $B_t/B_r$  и  $(-\omega r)/V$ , следующие из данных VOYAGER 2, подтверждаются и данными VOYAGER 1 (рис. 2).

Величина отношения  $B_t/B_r$ , как видно из приведенных рисунков, часто достигает несколько десятков и значительно флуктуирует. Однако большие значения  $B_t/B_r$  не связаны с большими величинами или сильными флуктуациями азимутальной компоненты поля  $B_t$ , показанной на рис. 3, а определяются малой величиной радиальной компоненты  $B_r$ . Поэтому при отборе данных для



**Рис. 2.** Величины отношений  $B_t/B_r$  и  $(-\omega r)/V$  вблизи эклиптики по данным VOYAGER 1 на расстоянии 1–10 а. е. от Солнца. Обозначения величин такие же, как на рис. 1.



**Рис. 3.** Тангенциальная компонента ГМП  $B_t$  вблизи эклиптики по данным VOYAGER 2.

графиков из массива данных по  $B_t/B_r$  были исключены те величины, в которых  $|B_r| \leq 0.02$  нТл. Основанием для такого отбора послужило предположение, что экспериментальная погрешность измерений  $B_r$  по порядку величины равна 0.02 нТл.

На рисунке 4 показаны величины  $B_t/B_r$  и  $(-\omega r)/V$ , построенные по данным КА ULYSSES, полученным во время полета от Земли до Юпитера вблизи эклиптики. Из-за большого разброса данных, связанного, главным образом, с малой величиной радиальной компоненты поля  $B_r$ , сле-

датель определенные выводы о согласии или расхождении между величинами  $B_t/B_r$  и  $(-\omega r)/V$  не представляется возможным. Можно, однако, отметить, что в течение ~100 первых дней полета эти величины согласуются.

### 3. ВЫСОКОШИРОТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В 1993–1996 и 2006–2008 гг. ПО ДАННЫМ КА ULYSSES

Рассмотрим выражение  $B_t/B_r = -\omega r \sin \theta/V$  по данным КА ULYSSES за пределами эклиптики. На рисунке 5 показана величина отношения

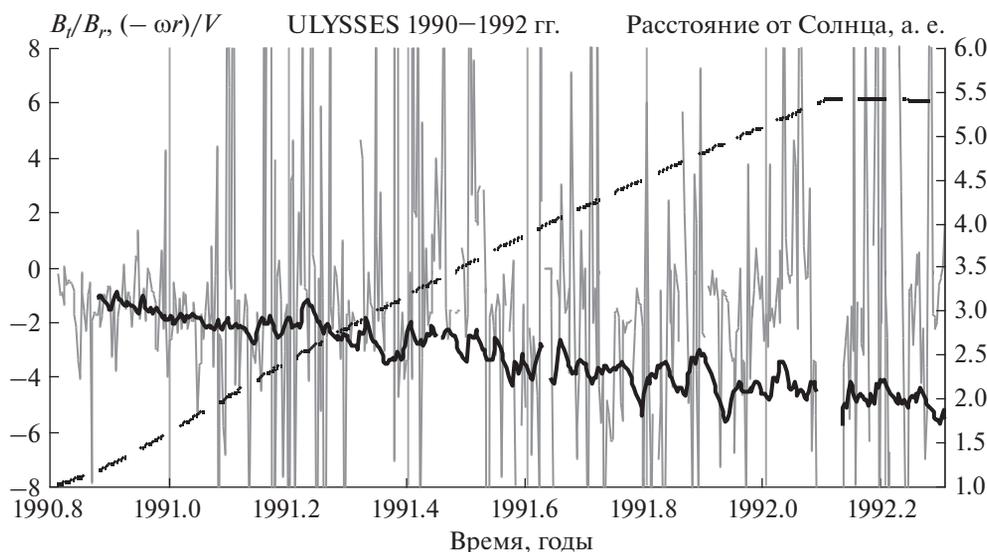


Рис. 4. Отношение тангенциальной и радиальной компонент ГМП  $B_t/B_r$  (серая линия) и величина  $(-\omega r)/V$  (черная линия) на эклиптике по данным ULYSSES. Расстояние КА от Солнца показано штриховой линией.

$B_t/B_r$ , определенная по данным ULYSSES за все время измерений 1990–2009 гг. (На рисунке не представлены  $B_t/B_r$  при  $|B_r| \leq 0.02$  нТл). Показана также величина  $(-\omega r \sin \theta)/V$ , при вычислении которой использовались экспериментальные данные по скорости солнечного ветра  $V$ . Величина отношения  $B_t/B_r$ , как видно на рис. 5, зависит от времени. Выделяются интервалы времени (август 1993–август 1996 гг., февраль 2006–октябрь 2008 гг.), когда флуктуации  $B_t/B_r$  малы, а величина этого отношения хорошо согласуется с величиной  $(-\omega r \sin \theta)/V$ . Выделяется по величине флуктуаций  $B_t/B_r$  и более короткий интервал времени (июль–декабрь 2001 г.) в период максимума солнечной активности.

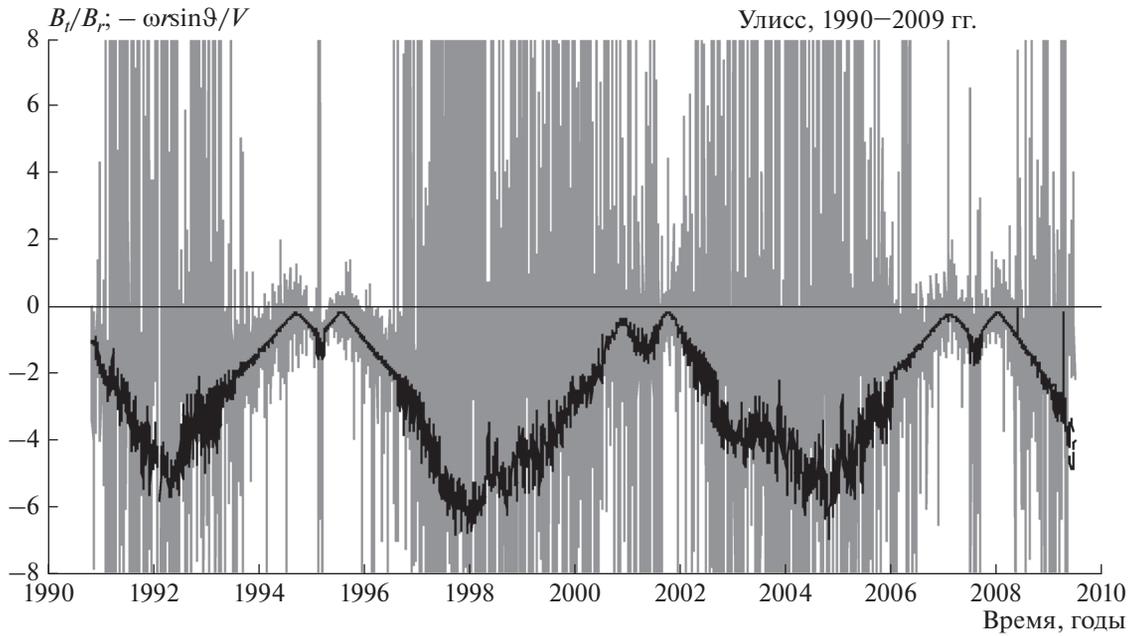
На рисунке 6 в увеличенном масштабе показана величина отношения  $B_t/B_r$  в первом из этих интервалов (август 1993–август 1996 гг.), включающем быстрый пролет ULYSSES от Южного до Северного полюса Солнца. Отличительной особенностью этого интервала является то, что ULYSSES находился в это время за пределами секторной зоны (за исключением короткого интервала времени, ~20 дней, в течение которого КА пролетал через приэкваториальную область). Понятие “секторная зона” для обозначения той части гелиосферы, в которой расположен гелиосферный токовый слой (ГТС), разделяющий ГМП противоположного направления, было введено в работах [Burlaga et al., 1996, 2017]. Скорость солнечного ветра около КА вне секторной зоны была высокой,  $V \geq 750$  км/с.

В течение этого времени выполняются все условия, предъявляемые паркеровской моделью к соотношению  $B_t/B_r = -\omega r \sin \theta/V$ . Во-первых, величина отношения  $B_t/B_r$  изменяется во времени и в пространстве согласованно с правой частью выражения  $(-\omega r \sin \theta)/V$ , хотя изменения самих компонент поля  $B_r$  и  $B_\theta$  довольно сложные. Во-вторых, флуктуации  $B_t/B_r$  малы и их, по-видимому, можно рассматривать как верхний предел флуктуаций, связанных с погрешностью измерений компонент поля. И, в-третьих, величина отношения  $B_t/B_r$  является отрицательной (за исключением районов, близких к полюсам, где величина  $B_t/B_r$  мала и может быть сравнима с погрешностями измерений).

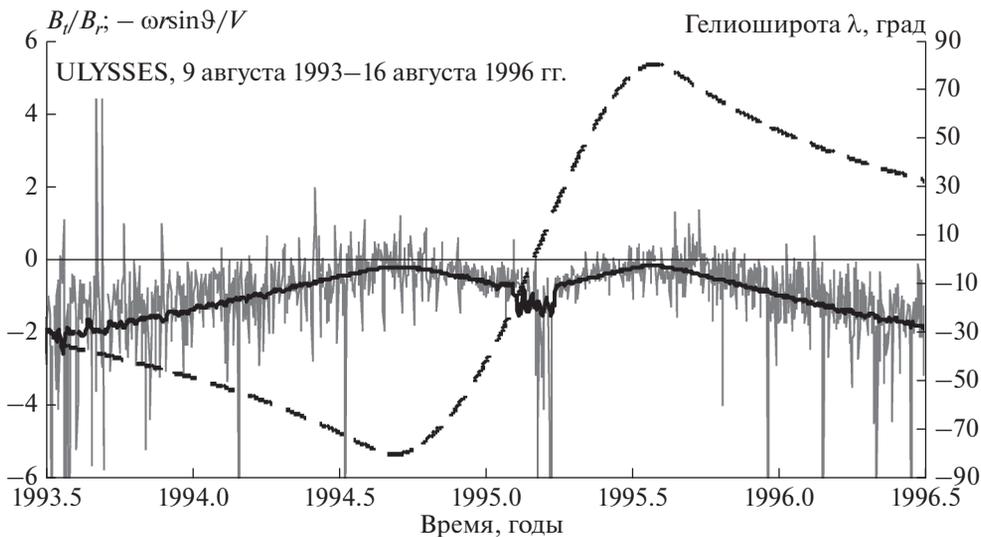
Паркеровские выражения для компонент ГМП  $B_r(r, \theta, \varphi)$ ,  $B_t(r, \theta, \varphi)$  и  $B_\theta(r, \theta, \varphi)$  на этом интервале времени очень хорошо описывают результаты измерений. Мы сравнили экспериментальные данные  $B_r$  с модельной величиной  $B_r(r, \theta, \varphi)$ , определив ее значение из выражения:

$$B_r(r, \theta, \varphi) = \frac{B_0(r_0 = 1)r_0^2}{r^2}. \quad (6)$$

Предварительно из экспериментальных данных были вычислены средние значения радиальной компоненты поля  $B_r$  при  $r = 2$  а. е. в южном и северном полушариях гелиосферы. Из данных в южном полушарии за 21 день (13 октября–2 ноября 1994 г.) получены среднее значение расстояния до Солнца  $\langle r \rangle = 1.99$  а. е. (усреднение 2.07–



**Рис. 5.** Величина отношения  $B_t/B_r$  (серая линия) и величина  $(-\omega r \sin \theta)/V$  (черная линия) по данным ULYSSES за все время работы КА.



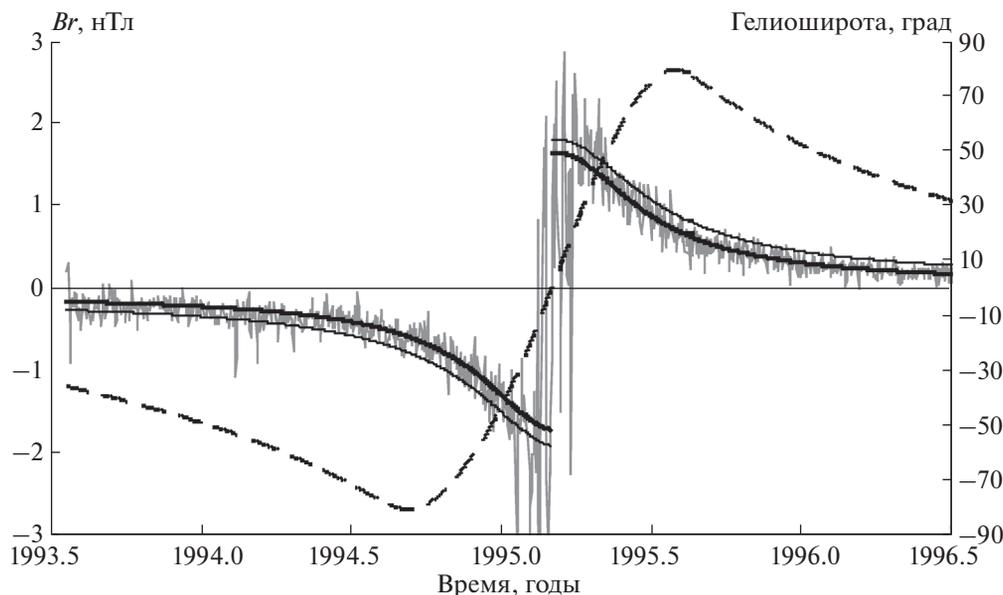
**Рис. 6.** Величина отношения  $B_t/B_r$  (серая линия) и величина  $(-\omega r \sin \theta)/V$  (черная линия) по данным ULYSSES за 9 августа 1993–16 августа 1996 гг. Штриховой линией показана гелиоширота КА (правая ось ординат).

1.93 а. е.), средняя величина  $\langle B_r \rangle = -0.78$  нТл и среднее значение гелиошироты  $\langle \lambda \rangle = 72.43^\circ$  S (усреднение в интервале  $76.1-70.4^\circ$  S). Но так как ULYSSES приближался к Солнцу до расстояния  $r = 1.34$  а. е. и нужно было сравнить теорию и эксперимент на интервале расстояний от 1.34 до 2 а. е., то была определена величина радиальной компоненты поля  $B_0(r_0 = 1)$  при  $r_0 = 1$  а. е.:

$$B_0(r_0 = 1) = \langle B_r \rangle r^2,$$

что составляет  $-3.10$  нТл.

Таким же образом для  $B_0(r_0 = 1)$  в северном полушарии была получена величина  $B_0(r_0 = 1) = \langle B_r \rangle r^2 = -2.96$  нТл при среднем значении северной гелиошироты  $\langle \lambda \rangle = 79.91^\circ$  N (усреднение в интервале гелиоширот  $79.2-80.2-79.8^\circ$  N).



**Рис. 7.** Сравнение экспериментальной величины  $B_r$  (серая линия) с расчетной величиной  $B_r(r, \theta, \varphi) = B_0/r^2$  (жирная линия) в южном и северном полушариях гелиосферы по данным КА ULYSSES в интервале расстояний 1.35–4.5 а. е. Тонкой черной линией показана зависимость  $B_r(r, \theta, \varphi) = B_0/r^{5/3}$ . Штриховой линией показана гелиоширота КА.

Используя полученные значения для  $B_0(r_0 = 1)$  и выражение (6), можно вычислить теоретическое значение  $B_r(r, \theta, \varphi)$  на интервале расстояний 4.5–1.34–4.5 а. е. и в интервале углов от  $35^\circ$  S через Южный и Северный полюсы Солнца до  $35^\circ$  N и сравнить его с измеренным значением  $B_r$ . Результаты этого сравнения показаны на рис. 7. Без особой математической обработки очевидно, что наблюдаемая радиальная компонента поля  $B_r$  изменяется как  $B_0(r_0 = 1)/r^2 = B_r(r, \theta, \varphi)$  в южном и северном полушариях гелиосферы в широком диапазоне гелиоширот и расстояний в полном соответствии с паркеровской моделью ГМП.

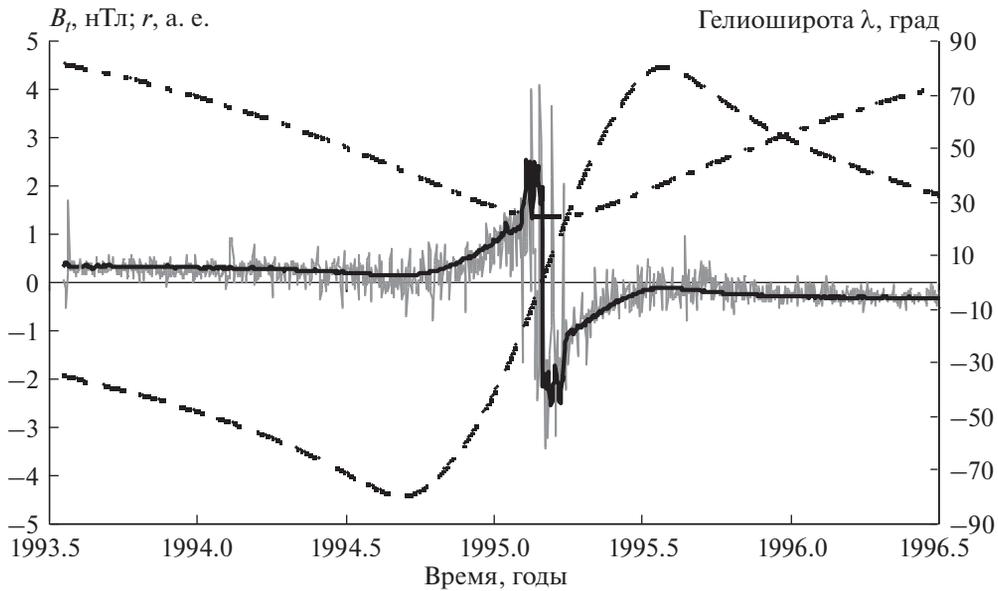
В работе [Khabarova and Obridko, 2012] показано, что зависимость радиальной компоненты ГМП от радиуса на эклиптике на расстоянии от 0.3 до 5 а. е. хорошо описывается законом  $B_r \sim 1/r^{5/3}$ . Мы сравнили зависимости  $B_r \sim 1/r^2$  и  $B_r \sim 1/r^{5/3}$  по данным КА ULYSSES в 1993–1996 гг. за пределами эклиптики (рис. 7). Сравнение показало, что зависимость  $B_r \sim 1/r^2$  точнее согласуется с экспериментальными данными, чем зависимость  $B_r \sim 1/r^{5/3}$ .

На рисунке 8 представлены данные по измеренной  $B_r$  и вычисленной  $B_\varphi(r, \theta, \varphi) = \frac{-\omega r \sin \theta}{V} \times B_r(r, \theta, \varphi)$  азимутальным компонентам поля. При вычислениях использовались значения скорости солнечного ветра  $V$ , взятые из эксперимен-

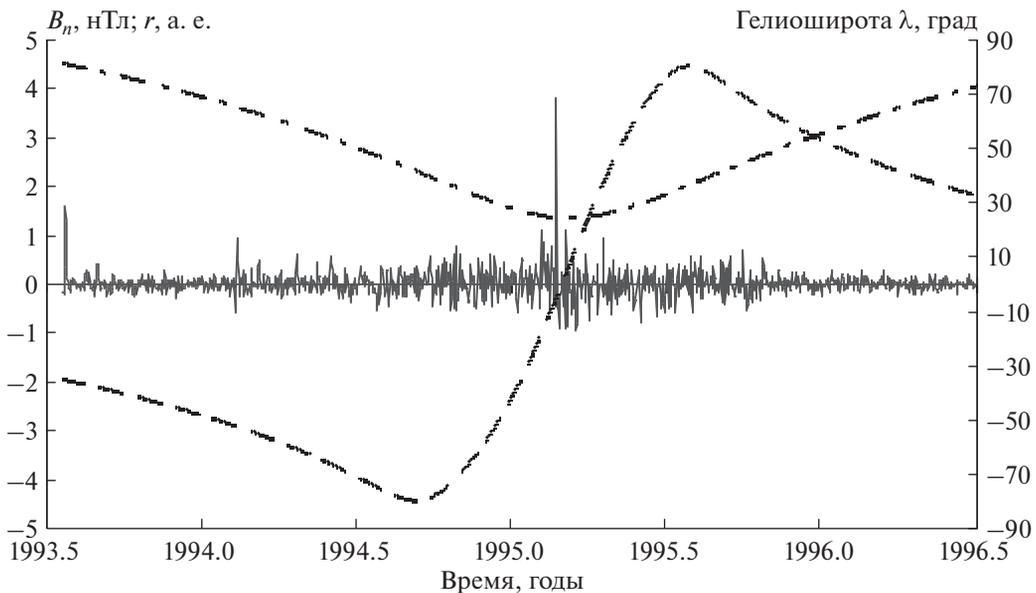
та. Как и в случае радиального поля, измеряемая азимутальная компонента поля  $B_\varphi$  ведет себя как паркеровская величина.

Чтобы показать, что паркеровская модель ГМП в рассматриваемый период времени описывает все три компоненты поля, на рис. 9 приводится также экспериментально определенная гелиоширотная компонента поля  $B_n$ . В паркеровской модели ГМП  $B_\theta(r, \theta, \varphi) = 0$ , что согласуется с измерениями – в среднем близка к нулю и наблюдаемая  $B_n$ -компонента.

Третий “быстрый” пролет КА ULYSSES вблизи Солнца, так же, как и первый пролет, проходил в канун минимума солнечной активности (2006–2008 гг.). В течение почти трех лет ULYSSES находился вне секторной зоны, и соотношение  $B_\varphi/B_r = -\omega r \sin \theta/V$  выполнялось вполне хорошо, хотя и не так чисто, как в 1993–1995 гг. (рис. 10). Выросла зашумленность данных, возможно по техническим причинам. На рисунке 11 видно, что между наблюдаемой азимутальной  $B_\varphi$  компонентой поля и паркеровской величиной  $B_\varphi(r, \theta, \varphi) = -\omega r B_r \sin \theta/V$  имеется хорошее согласие. Мы установили также, что экспериментально определенная радиальная компонента поля  $B_r$  в это время зависит от расстояния  $r$  таким же образом, как и паркеровская величина  $B_r(r, \theta, \varphi) = B_0 r_0^2/r^2$ .



**Рис. 8.** Сравнение наблюдаемой величины азимутальной компоненты  $B_t$  (серая линия) с расчетной величиной  $B_\varphi(r, \theta, \varphi)$  (черная линия) в южном и северном полушариях гелиосферы. Расстояние КА ULYSSES от Солнца (левая ось координат) показано штрихпунктирной линией, гелиоширота показана пунктиром.

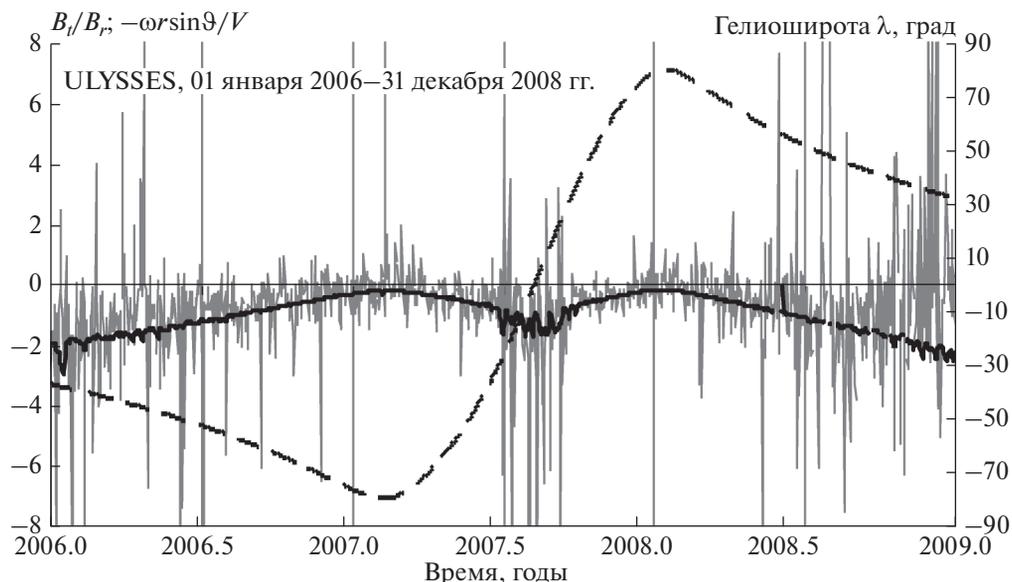


**Рис. 9.** Гелиоширотная компонента поля  $B_n$  в южном и северном полушариях гелиосферы. Расстояние КА ULYSSES от Солнца и его гелиоширота показаны так же, как на рис. 8.

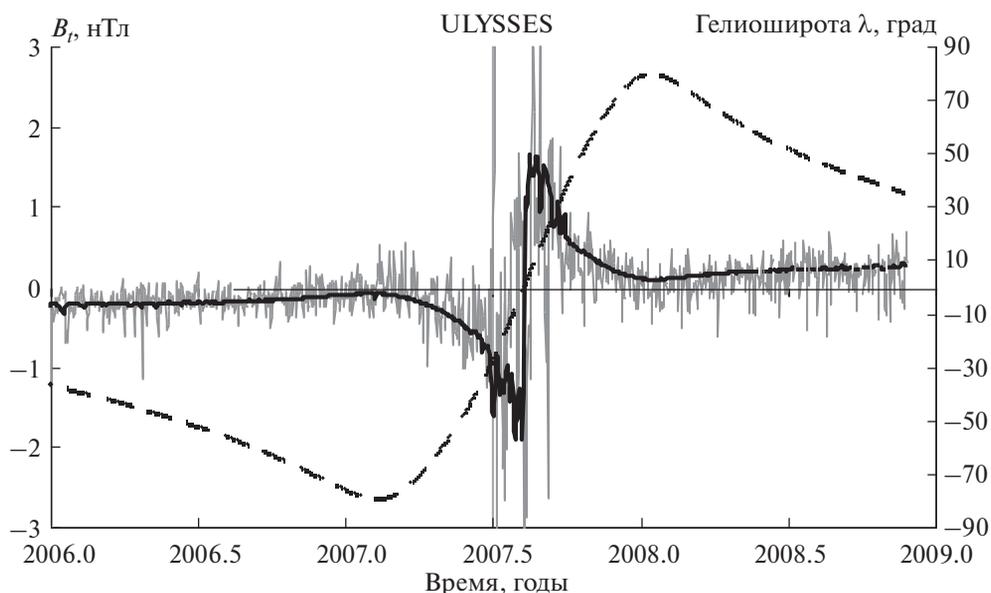
#### 4. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В МАКСИМУМЕ АКТИВНОСТИ 1999–2002 гг. ПО ДАННЫМ КА ULYSSES

Второй пролет КА ULYSSES от  $35^\circ$  южной гелиошироты через Южный и Северный полюсы Солнца до  $35^\circ$  северной гелиошироты в сентябре 1999–августе 2002 гг. включает период максиму-

ма активности 23-го солнечного цикла. Поведение отношения  $B_t/B_r$  в это время, показанное на рис. 12, существенно отличается от того, что мы видели во время первого и третьего пролетов. Знак отношения  $B_t/B_r$  бывает как положительным, так и отрицательным. Значительно увеличились флуктуации этого отношения и по этой



**Рис. 10.** Величина отношения  $B_t/B_r$  (серая линия) и величина  $(-\omega r \sin \theta)/V$  (черная линия) по данным ULYSSES в период, близкий к минимуму солнечной активности 2009 г. Гелиоширота КА показана штриховой линией.

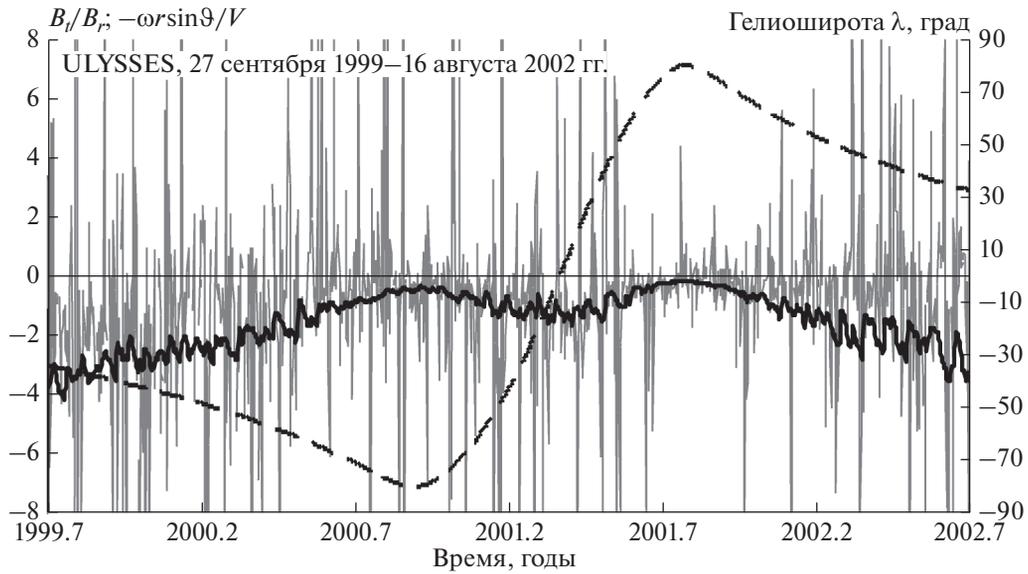


**Рис. 11.** Сравнение экспериментальной величины азимутальной компоненты поля  $B_t$  (серая линия) с расчетной величиной  $B_0(r, \theta, \phi)$  (черная линия) в южном и северном полушариях гелиосферы во время третьего быстрого облета Солнца КА ULYSSES. Гелиоширота КА показана штриховой линией.

причине нельзя сказать ничего определенного о согласованности в поведении величин  $B_t/B_r$  и  $(-\omega r \sin \theta)/V$ .

Известно, что в период максимумов солнечной активности в высокоширотных областях Солнца изменяются направления солнечных магнитных полей — переполусовка. Это явление происходит обычно за время от половины года до

одного года и не одновременно на Южном и Северном полюсах Солнца. Радиальная компонента поля может быть неустойчивой по знаку во время переполусовки. ULYSSES пролетал над районом, близким к Южному полюсу Солнца в декабре 2000—январе 2001 гг. и регистрировал как положительную, так и отрицательную величину  $B_r$ . По этой причине оказалось невозможным удовле-



**Рис. 12.** Величина отношения  $B_t/B_r$  (серая линия) и величина  $(-\omega r \sin \theta)/V$  (черная линия) в период максимума солнечной активности 1999–2002 гг. Штриховой линией показана гелиоширота КА ULYSSES.

творительно определить среднюю величину  $\langle B(r) \rangle$  радиальной компоненты при  $r = 2$  а. е. Из-за отсутствия корректной величины  $\langle B(r) \rangle$  в южном полушарии не удалось сравнить измеряемые величины  $B_r$  и  $B_t$  с модельными величинами. Формально определенное значение  $B_0(r_0 = 1)$  в южном полушарии оказалось равным  $B_0(r_0 = 1) = -0.813$  нТл, что, очевидно, неправильно по величине, но по знаку может быть правильным, так как знак  $B_r$ -компоненты в южном полушарии до переполюсовки был отрицательным.

Ко времени пролета над Северным полюсом Солнца (гелиоширота  $80.2^\circ$  N), в первой половине октября 2001 г., переполюсовка магнитных полярных полей уже завершилась, среднее значение радиальной компоненты  $\langle B(r) \rangle$  при  $r = 2$  а. е. имело отрицательный знак, так что величина  $B_0(r_0 = 1)$  хорошо определялась и была равной  $B_0(r_0 = 1) = B_r r^2 = -2.96$  нТл.

Сравнение экспериментально определенных величин  $B_r$  и  $B_t$  с расчетными величинами в южном и северном полушариях гелиосферы показаны на рис. 13 и 14. Согласие между измеряемыми величинами и паркеровскими компонентами  $B_r(r, \theta, \varphi)$  и  $B_\varphi(r, \theta, \varphi)$  не такое хорошее, как во время 1-го и 3-го пролетов КА над полюсами Солнца. Формальная оценка коэффициента корреляции  $R$  между измерениями и расчетом для  $B_r$  и  $B_r(r, \theta, \varphi)$  дает  $R = 0.166$ . Для  $B_t$  и  $B_\varphi(r, \theta, \varphi)$  эта величина равна  $R = 0.033$ . Для первого пролета (1993–1996 гг.), например, соответствующие ве-

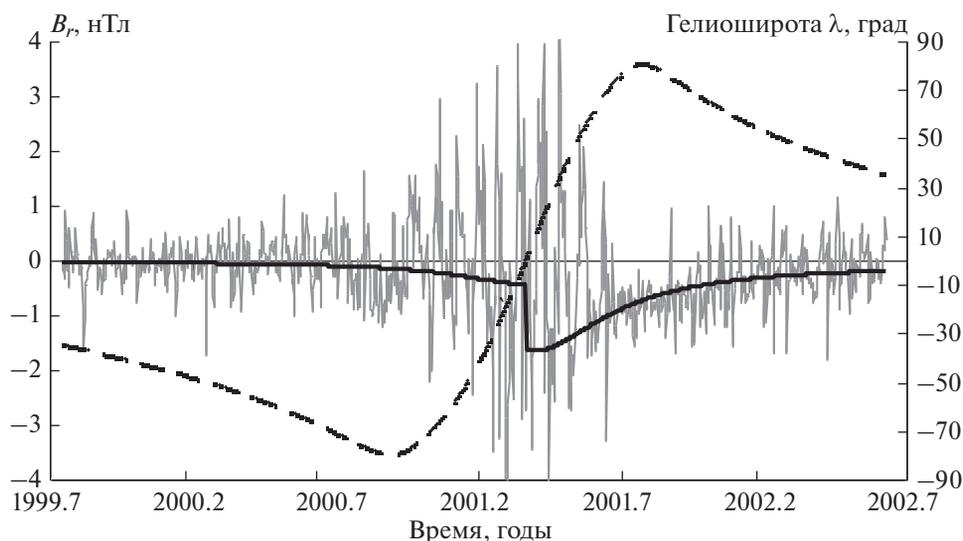
личины коэффициентов корреляции  $R$  были равны 0.877 и 0.834.

Гелиоширотная компонента поля  $B_n$  в период максимума солнечной активности 2000 г. флуктуирует около нуля, но величина флуктуаций в 2–4 раза выше по сравнению с флуктуациями в годы, близкие к минимумам 1996 и 2009 гг.

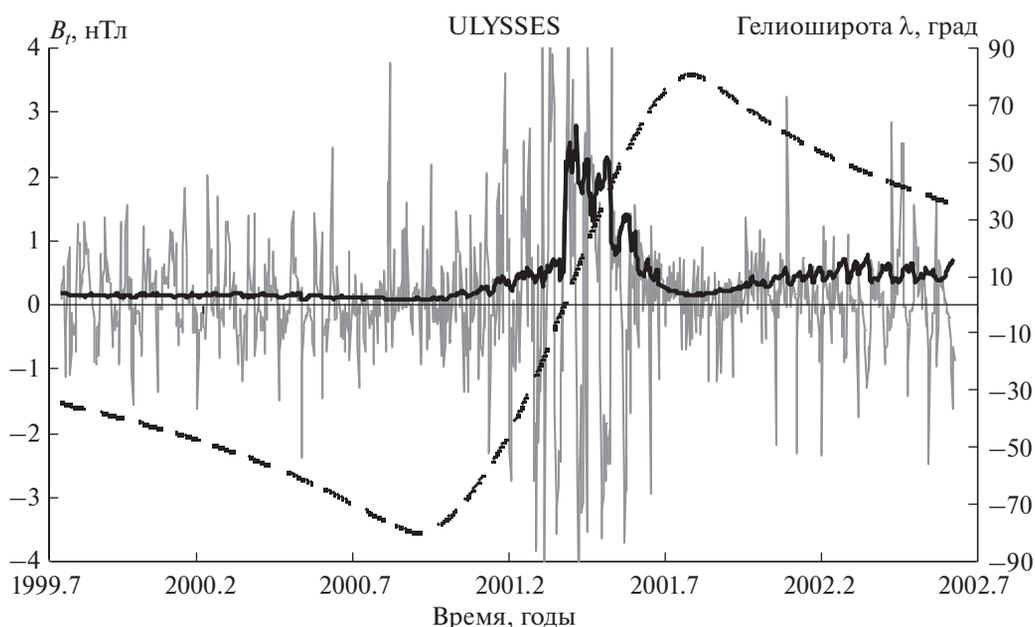
В 1999–2002 гг. КА ULYSSES находился в секторной зоне – в той части гелиосферы, в которой расположен гелиосферный токовый слой. В 1996–1999 и 2002–2005 гг. ULYSSES также находился в секторных зонах, и сравнение измеряемых компонент поля  $B_r$  и  $B_t$  с расчетными величинами  $B_r(r, \theta, \varphi)$  и  $B_\varphi(r, \theta, \varphi)$  показало, что корреляция между ними низкая.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проверено следствие паркеровской модели гелиосферного магнитного поля – соотношение  $B_\varphi/B_r = -\omega r \sin \theta / V$  – на радиальных расстояниях от 1 до 19 а.е. по данным КА VOYAGER 2, VOYAGER 1 и ULYSSES. Результаты этой проверки вблизи эклиптики (при  $\sin \theta \cong 1$ ) показали, что на расстояниях  $r > 5$  а. е. предсказания паркеровской модели, в общем, не согласуются с экспериментальными данными. Установлено, что при удалении КА от Солнца абсолютная величина выражения  $(-\omega r)/V$  возрастает примерно пропорционально расстоянию  $r$ , тогда как величина отношения  $B_\varphi/B_r$  флуктуирует около нуля независимо от расстояния. Выводы об отсутствии связи между величинами  $B_\varphi/B_r$  и  $(-\omega r)/V$  следу-



**Рис. 13.** Сравнение наблюдаемой радиальной компоненты  $B_r$  (серая линия) с расчетной величиной  $B_r(r, \theta, \varphi) = B_0/r^2$  (черная линия) в южном и северном полушариях гелиосферы в период максимума солнечной активности 2000–2002 гг. по данным КА ULYSSES. Гелиоширота КА показана штриховой линией.



**Рис. 14.** Сравнение наблюдаемой азимутальной компоненты поля  $B_t$  (серая линия) с расчетной величиной  $B_t(r, \theta, \varphi)$  (черная линия) в южном и северном полушариях гелиосферы в 2000–2002 гг. Гелиоширота КА ULYSSES показана штриховой линией.

ют как из данных VOYAGER 2, так и из данных VOYAGER 1. В интервале расстояний 1–5.4 а. е., рассмотренном по данным ULYSSES, сделать убедительные выводы о связи модели с результатами наблюдений не представляется возможным в связи с большой величиной флуктуаций отношения  $B_\varphi/B_r$ .

При анализе выражения  $B_\varphi/B_r = -\omega r \sin \theta/V$  вне эклиптики выяснилось, что в данных КА ULYSSES можно выделить интервалы времени (август 1993–август 1996 гг., февраль 2006–октябрь 2008 гг.), когда отношение  $B_\varphi/B_r$  хорошо согласуется с величиной  $(-\omega r \sin \theta)/V$ . Особен-

ность этих выделенных интервалов заключается в том, что в это время ULYSSES находился за пределами секторных зон (за исключением коротких интервалов времени, ~20 дней, при перелетах через приэкваториальные районы вблизи Солнца). При этом выполнялись все требования, предъявляемые паркеровской моделью к соотношению  $B_\phi/B_r = -\omega r \sin \theta/V$ . Во-первых, величина  $B_i/B_r$  изменялась во времени и в пространстве согласованно с правой частью выражения  $(-\omega r \sin \theta)/V$ , во-вторых, флуктуации  $B_\phi/B_r$  были малы и, в-третьих, величина отношения  $B_i/B_r$  всегда была отрицательна. При этом выполнялась также паркеровская зависимость для радиальной компоненты  $B_r(r, \theta, \phi) = B_0 r_0^2 / r^2$  и для азимутальной компоненты  $B_\phi(r, \theta, \phi) = (-\omega r B_r \sin \theta)/V$ . Поведение гелиоширотной компоненты поля  $B_n$  также хорошо согласовалось с паркеровской моделью ГМП.

В течение девяти лет, с начала 1997 по 2006 г., ULYSSES проводил измерения в пределах секторных зон, там, где ГМП меняет направление при пересечении ГТС. Этот период времени включает максимум солнечной активности 2000 г., когда угол наклона ГТС к экваториальной плоскости гелиосферы достигал 70 градусов. ГМП в этих условиях дополнительно возмущено. Так, при сравнении гелиоширотных компонент поля  $B_n$  в 1995 г. и в 2001 г. было установлено, что флуктуации величины  $B_n$  в период максимума солнечной активности возрастают в 3–4 раза. Экспериментальные данные за 1997–2006 гг. паркеровская модель ГМП не описывает, и причина заключается в том, что не выполняются те условия и предположения, с учетом которых она была сформулирована.

Основные предположения модели состоят в том, что 1) газ сферически симметрично вытекает из вращающегося Солнца или с поверхности источника, расположенной на некотором расстоянии от Солнца; 2) скорость газа  $V$  в направлении от Солнца является постоянной и не зависит от угловых координат; 3) за пределами некоторого расстояния  $r = b$  газ движется свободно. Модель ГМП была предложена Паркером в то время, когда возможность сравнить теоретические представления с экспериментальными данными была крайне ограничена или отсутствовала вовсе. И позже выяснилось, что в действительности гелиосфера устроена сложнее. Оказалось, что в гелиосфере постоянно существует токовый слой, который нарушает сферическую симметрию. Токовый слой имеет сложную геометрическую форму. Он расположен наклонно к плоскости солнечного экватора, причем угол наклона ГТС изменяется в течение 11-летнего солнечного цик-

ла в широких пределах — от 4° до 70°. В некоторых случаях, в периоды максимумов солнечной активности, токовый слой распадается на отдельные участки, не связанные с Солнцем. Радиальная скорость газа  $V$  в окрестностях ГТС подавлена.

Компоненты  $B_r$  и  $B_i$  гелиосферного магнитного поля имеют противоположные направления по разные стороны ГТС. При пересечении токового слоя КА регистрирует изменение направлений  $B_r$  и  $B_i$  не одновременно. При этом возникают ситуации, когда в течение продолжительного времени  $B_r$  и  $B_i$  имеют один и тот же знак, что приводит к тому, что  $B_i/B_r > 0$ . Кроме того, на токовом слое всегда есть участки, на которых  $B_r \cong 0$ , и тогда величина отношения  $B_i/B_r$  сильно возрастает. Эти два эффекта наблюдаются как на часовых данных по компонентам  $B_r$  и  $B_i$ , так и при суточном их усреднении. Условие  $B_\phi/B_r = -\omega r \sin \theta/V$  на токовом слое практически нарушается всегда. Возможно, что на ГТС генерируется собственное магнитное поле [Svirzhevsky et al., 2014].

Зависимость скорости солнечного ветра  $V$  от гелиошироты также нарушает сферически симметричную картину. Из высокоширотных районов короны Солнца вытекает плазма со скоростью, в 2 раза превышающей ее скорость в низких гелиоширотах. Источником быстрого ветра являются и корональные дыры, которые появляются и на средних гелиоширотах и в районе гелиоэкватора. Свой вклад в неоднородность скорости ветра вносят транзитные образования, связанные с корональными выбросами массы. Все это приводит к тому, что паркеровская модель описывает ГМП только в отдельных местах и в отдельные интервалы времени, когда выполняются те условия и предположения, с учетом которых она была сформулирована.

Одной из причин появления этой работы была необходимость в выяснении того, в какой степени паркеровскую модель ГМП можно использовать в задачах по модуляции ГКЛ, так как наша группа проводит многолетние (с 1957 г.) зондовые измерения космических лучей в атмосфере Земли и проводит расчеты, описывающие поведение ГКЛ в 11-летних и 22-летних солнечных циклах [Калинин и др., 2017]. В этих расчетах паркеровская модель ГМП используется без всяких ограничений на расстояниях от 1 до 120 а. е. и на любой фазе солнечного цикла, хотя и с небольшими модификациями [Jokipii and Kota, 1989; Smith and Bieber, 1991]. Большинство групп, исследующих модуляцию ГКЛ, поступают так же, по той причине, что эта модель проста и удобна в использовании. На основании данных, которые приводятся в этой работе, можно сделать вывод, что использовать более-менее успешно паркеровскую

модель для описания модуляции ГКЛ можно только в периоды времени, близкие к минимумам солнечной активности.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность научным группам, проводившим эксперименты на КА ULYSSES, VOYAGER 1 и VOYAGER 2, за данные по магнитным полям и скорости солнечного ветра, представленные в интернете.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, РФФИ (грант № 18-02-00582) и Программой Президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бадалян О.Г., Обридко В.Н. Дифференциальное вращение солнечной короны по данным о магнитном поле // Письма в астроном. журн. Т. 44. С. 791–798. 2018. <https://doi.org/10.1134/S0320010818110013>
- Веселовский И.С., Дмитриев А.В., Суворова А.В. Алгебра и статистика солнечного ветра // Космич. исслед. Т. 48. № 2. С. 115–130. 2010.
- Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б., Свиржевская А.К., Свиржевский Н.С. Модуляция галактических космических лучей в 22–24 солнечных циклах. Анализ и физическая интерпретация // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 5. С. 592–601. 2017. <https://doi.org/10.7868/S00167940170501X>
- Borovsky J.E. On the variations of the solar wind magnetic field about the Parker spiral direction // J. Geophys. Res. V. 115. A09101. 1410. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009JA015040>
- Bruno R., Bavassano B. On the winding of the IMF spiral for slow and fast wind within the inner heliosphere // Geophys. Res. Lett. V. 24. № 18. P. 2267–2270. 1997. <https://doi.org/10.1029/97GL02183>
- Burlaga L.F., Ness N.F., Belcher J.W., Lazarus A.J., Richardson J.D. Voyager observations of the magnetic field, interstellar pickup ions and solar wind in the distant heliosphere // Space Sci. Rev. V. 78. Issue 1–2. P. 34–42. 1996.
- Burlaga L.F., Ness N.F., Richardson J.D. Transition from the unipolar region to the sector zone: Voyager 2, 2013 and 2014 // Astrophys. J. V. 841:47 (13pp). 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6f5c>
- Burlaga L.F., Ness N.F., Wang Y.-M., Sheeley N.R.Jr. Heliospheric magnetic field strength and polarity from 1 to 81 AU during the ascending phase of solar cycle 23 // J. Geophys. Res. V. 107. № A11. 1410. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA009217>
- Fisk L.A. Motion of the footpoints of heliospheric magnetic field lines at the Sun: Implications for recurrent energetic particle events at high heliographic latitudes // J. Geophys. Res. V. 101. № A7. P. 15547–15553. 1996. <https://doi.org/10.1029/96JA01105>
- Jokipii J.R., Kota J. The polar heliospheric magnetic field // J. Geophys. Res. Lett. V. 16. № 1. P. 1–4. 1989. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913638>
- Khabarova O., Obriдко V. Puzzles of the interplanetary magnetic field in the inner heliosphere // Astrophys. J. V. 761:82 (10pp). 2012. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/2/82>
- Owens M.J., Forsyth R.J. The heliospheric magnetic field // Living Rev. in Solar Phys. V. 10. A5 P. 1–52. 2013. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-5>
- Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // Astrophys. J. V. 128. P. 664–676. 1958. <https://doi.org/10.1086/146579>
- Roberts D.A., Giacalone J., Jokipii J.R., Goldstein M.L., Zepp T.D. Spectra of polar heliospheric magnetic fields and implications for field structure // J. Geophys. Res. V. 112. № A08103. P. 1–6. 2007.
- Schatten K.H. Coronal and interplanetary magnetic field geometry: Streak lines // J. Geophys. Res. V. 106. № A8. P. 15.833–15.840. 2001. doi 2000JA000102
- Scherer K., Fichtner H., Effenberger F., Burger R.A., Wiengarten T. Comparison of different analytic heliospheric magnetic field configurations and their significance for the particle injection at the termination shock // Astron. Astrophys. V. 521. № A1. P. 1–8. 2010. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913638>
- Smith C.W., Bieber J.W. Solar cycle variation of the interplanetary magnetic field spiral // Astrophys. J. V. 370. Part 1. P. 435–441. 1991.
- Smith E.J., Balogh A. Ulysses observations of the radial magnetic field // Geophys. Res. Lett. V. 22. № 23. P. 3317–3320. 1995. <https://doi.org/10.1029/95GL02826>
- Smith E.J., Balogh A., Forsyth R.J., McComas D.J. Ulysses in the south polar cap at solar maximum: Heliospheric magnetic field // Geophys. Res. Lett. V. 28. № 22. P. 4159–4162. 2001.
- Sternal-O., Engelbrecht N.E., Burger R.A., Ferreira S.E.S., Fichtner-H., Heber B., Kopp-A., Potgieter-M.S., Scherer K. Possible evidence for a Fisk-type heliospheric magnetic field. // Astrophys. J. V. 741. P. 1–12. 2011. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/741/1/23>
- Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Svirzhevskaya A.K., Stozhkov Yu.I. Comparison of measured and calculated magnetic fields along the Ulysses orbit // Adv. Space Res. V. 55. № 3. P. 208–220. 2014. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.80.009>
- Thomas B.T., Smith E.J. The Parker spiral configuration of the interplanetary magnetic field between 1 and 8.5 AU // J. Geophys. Res. – Space V. 85. № 12. P. 6861–6867. 1980. <https://doi.org/10.1029/JA085iA12p0881>

УДК 523-62,523.9

## ЦИКЛИЧНОСТЬ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ, РЕКОНСТРУИРОВАННОЙ ИЗ СТАТИСТИКИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ С УЧЕТОМ ВКЛАДА ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ, 1000–2000 гг.

© 2021 г. Н. Г. Птицына<sup>1, \*</sup>, И. М. Демина<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн РАН (СПбФ ИЗМИРАН), г. Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

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

Поступила в редакцию 19.06.2020 г.

После доработки 15.07.2020 г.

Принята к публикации 24.09.2020 г.

Мы рассмотрели методом вейвлет-анализа цикличность солнечной активности, реконструированной на базе числа полярных сияний, наблюдавшихся на средних и низких широтах в 1000–1700 гг. На движение космических частиц, которые вызывают полярные сияния, оказывают влияние вариации магнитного момента Земли. Это влияние было учтено нами при реконструкции солнечной активности на основе вариаций ряда числа полярных сияний. Анализ проводился для объединенного ряда – реконструированного ряда солнечных пятен  $SN$  (1000–1700 гг.) и современного ряда  $SN$  (1700–2000 гг.). В спектре  $SN$  получено наличие двух доминирующих составляющих: околосолнечного цикла Глейсберга, состоящего из двух мод с периодами 60–80 и 90–140 лет и околосолнечного цикла Зюсса. В результате учета вклада магнитного момента амплитуды периодов группы Глейсберга в спектре  $SN$  усиливаются по сравнению с исходным спектром числа полярных сияний и по интенсивности приближаются к интенсивности вариации Зюсса. Анализ изменения амплитуд и периодов всех циклов показал наличие длинноволновой модуляции с возможным периодом от 1300 до 1700 лет. Для циклов Глейсберга выявлена также частотная модуляция с периодом 216 лет, циклом Зюсса. Мы полагаем, что ~200-летняя составляющая имеет внесолнечную природу и может отражать результат дублирования основной частоты (11 и 22-летних циклов) на кратных модах модулятора.

DOI: 10.31857/S0016794021020127

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее характерных свойств солнечной активности (СА) являются ее квазипериодические изменения различной длительности. Наиболее изученным является 11-летний цикл Швабе в числах солнечных пятен (этот цикл обычно называется солнечным циклом). Наиболее фундаментальным с физической точки зрения является удвоенный цикл Швабе длиной около 22 лет. 22-летняя цикличность в полярности ведущих пятен Солнца была открыта в начале 20-го века [Hale et al., 1919] и позднее была соотнесена с переполусовкой солнечных крупномасштабных магнитных полей [Vabsock, 1961]. Внимание исследователей привлекают и более длительные периодические вариации СА – от нескольких десятков до сотен лет, так как они могут пролить свет на работу солнечного динамо, а также на вариации солнечно-земных связей, в том числе изменения климата. Для их изучения широко ис-

следовалась спектральная структура различных прямых и косвенных индикаторов СА. Из прямых индексов наиболее часто использовалось число солнечных пятен ( $SN$  или число Вольфа  $W$ ), которое известно со времени изобретения телескопа в 1610 г. Длина этих рядов, 400 лет, позволяет надежно установить существование 11-летнего, а также 22-летнего циклов. Однако для выявления вариаций СА с большими периодами необходимо иметь более длинные ряды данных. Для реконструкции  $SN$  в прошлое используются косвенные индикаторы солнечной активности, [например, Ogurtsov et al., 2002a; Usoskin, 2017, и ссылки там]. Для реконструкции на наиболее длинных масштабах времени (десятилетия тысяч лет) используются данные о космогенных изотопах, как например,  $^{14}C$  и  $^{10}Be$ , или данные о содержании нитратов в полярных льдах [Usoskin and Kovaltsov, 2012; Nagovitsyn et al., 2015; Usoskin, 2017]. Реконструкция СА на масштабах двух–трех

тысяч лет часто осуществляется на базе статистики данных о числе полярных сияний, записи о которых в исторических хрониках встречаются с 5 века до нашей эры [Shove, 1962; Keimatsu, 1976; Eddy, 1980; Silverman, 1980; Наговицын, 2008; Feynman and Ruzmaikin, 2014]. Число наблюдаемых полярных сияний  $N$  может служить мерой численных характеристик солнечной активности  $SN$  и ее вариаций, так как это число отражает ход СА. В частности, на средних и низких широтах  $N$  прямо пропорционально  $SN$ , в то время как на высоких широтах  $N$  обратно пропорционально  $SN$ . Такая разница связана с тем, что эти две подгруппы авроральной активности связаны с различными источниками на поверхности Солнца — солнечными пятнами или корональными дырами [Liritzis and Petropoulos, 1987; Vasquez et al., 2014; Птицына и др., 2015].

Глейсберг [1944] выявил ~80-летний цикл в СА после фильтрации записей числа солнечных пятен через низкочастотный фильтр (так называемое вековое сглаживание). Похожая периодичность, известная как цикл Глейсберга, была обнаружена и в исторических записях авроральной активности [Schove, 1955; Feynman and Fougere, 1984; Attolini et al., 1990]. Для цикла Глейсберга в различных исследованиях на базе статистики полярных сияний, а также записей различных космогенных изотопов были получены периоды 55, 65, 58, 78.8, 83, 87, 95 лет [Kuklin, 1976; Silverman, 1992; Feynman and Fougere, 1984; Ogurtsov et al., 2002a; Usoskin, 2017]. В работе [McCracken et al., 2013] на основе частотного анализа  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  выявлены явные пики 52, 104, 130, 150 лет. Таким образом, видно, что эти циклы не являются циклами в смысле наличия строгой периодичности. Начиная с работы [Ogurtsov et al., 2002a], предполагается, что это скорее некие вариации, периоды которых меняются во времени в широком диапазоне от 50 до 160 лет. В этом диапазоне периодов авторы работы [Ogurtsov et al., 2002a], используя исторические наблюдательные данные корейских и китайских астрономов и данные о космогенных изотопах, установили, что периоды цикла Глейсберга имеют двухчастотную структуру, они располагаются в двух диапазонах: 50–80 лет и 90–140 лет. Кроме того, в работе [Vasquez and Vaquero, 2014] по данным объединенного каталога авторов о полярных сияниях в Европе и Северной Америке установлено на временной шкале за последние 300 лет 4 цикла Глейсберга с периодом 109 и 99 лет (начало циклов в 1700, 1810, 1910 и 2009 гг.). В работе [Dergachev and Rasporov, 2000] при анализе числа наблюдаемых полярных сияний, радионуклидных данных и солнечного излучения с 1868 г. получены аналогичные периоды 90 и 109 лет. С применением вейвлет-анализа было найдено, что временно-частотное распределение максимумов  $SN$  цикла Глейсберга [Kolla'th and

Oláh, 2009] имеет два амплитудных пика в 1800 г. и 1950 г., и его период растет со временем от ~50 лет в 1750 г. до 130 лет около 1950 г.

Другая длиннопериодная циклическая компонента, обнаруженная в спектре различных космогенных изотопов, — это около-двухсотлетняя составляющая, так называемый цикл Зюсса/де Врие [de Vrie, 1958; Suess, 1980; Sonett and Finney, 1990; Steinhilber et al., 2012]. Анализ ряда Шове числа солнечных пятен (1000–2000 гг.), проведенный в работе [Komitov and Kaftan, 2013], показал наличие доминирующей компоненты с периодом 210 лет. В работе [Komitov et al., 2016] указано на наличие стабильного 180–210-летнего циклов в  $W$  (1749–2009), в числе групп пятен  $GN$  (1620–1995) и в данных о солнечной и геомагнитной активности. Авторы работы [Vaquero et al., 2002] установили для ряда данных числа солнечных пятен, которые наблюдались астрономами на Востоке, доминантный период 250 лет. Используя разные параметры СА (числа Вольфа  $W$ , группы пятен  $GN$ , данные о космогенных изотопах, исторические наблюдения невооруженным глазом), авторы работы [Ogurtsov et al., 2002] нашли, что цикл Зюсса лежит в пределах 170–260 лет.

Еще более длинные циклические вариации были обнаружены на основе частотного анализа космических изотопов. В частности, в работе [McCracken et al., 2013] при анализе рядов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  выявлены явные спектральные пики — безымянный пик 350 лет, а также пики 515 лет и 705 лет. В литературе также обсуждаются ~1000-летний период Эдди и ~2400-летний период Брэя/~2300-летний период Холлстатта (см., например, обзор [Usoskin, 2017]). Анализ стабильности и вариативности обнаруженных циклических составляющих представляет большой интерес, однако результаты различных исследований в этой области не вполне согласуются между собой. В работе [Peristykh and Damon, 2003] получено, что вековой цикл с периодом 88 лет существует на длительной временной шкале в течение 12000 лет. В работе [Lin et al., 1975] продемонстрировано наличие 80-летнего цикла в продукции  $^{14}\text{C}$  на шкале 8000 лет, однако не найдено никакого спектрального пика в районе 60–100 лет для периода после 700 г. н.э. Используя данные реконструкции СА из работы [Wu et al., 2018], в работе [Svalgaard, 2018] с помощью преобразования Фурье найдено, что околореконструктивный цикл обнаруживается в течение тысячелетий с 6755 г., но отсутствует в современных данных. Отсутствие классического 88-летнего цикла в СА в современную эпоху было отмечено в работе [McCracken et al., 2013] на основе частотного анализа  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ , а также и в других исследованиях [Clilverd et al., 2006]. Можно заключить, что самые длинные циклы Брэя и Эдди проявляются на масштабах времени порядка не-

скольких миллионов лет [Kern et al., 2012]. Цикл Зюсса/де Врие обнаруживается по крайней мере для последних 50000 лет. Другие циклические моды, в частности классический 88-летний цикл Глейсберга, чаще всего наблюдались только для отдельных тысячелетий.

Полагается, что цикличности, полученные в прямых и косвенных индексах СА, указывают на соответствующие циклы солнечного динамо. Однако следует принять во внимание тот факт, что при реконструкции СА назад на шкалу тысячелетий используются такие индикаторы СА, которые явно или неявно зависят от вариаций климата, атмосферных и океанических процессов, магнитного поля Земли и других факторов внесолнечного происхождения. В частности, на движение космических частиц, которые вызывают полярные сияния, оказывают влияние изменения интенсивности главного магнитного поля Земли, главным образом, величины магнитного момента диполя ММ. Если влияние геомагнитного поля не учтено, то это может приводить к искаженным параметрам цикличности СА и ошибочной интерпретации длиннопериодных вариаций как характеристик солнечного динамо и гелиосферы.

Целью нашей работы было проследить, как учет экранирующего действия ММ повлиял на спектральные характеристики реконструированного  $SN$  во втором тысячелетии. Для этого мы исследовали в спектральной области нашу новую численную реконструкцию СА в 1000–1700 гг., полученную на базе частоты появления полярных сияний  $N$  в то же время, с учетом влияния ММ [Птицына и Демина, 2020]. Циклические составляющие параметров ММ,  $N$  и  $SN$ , их стабильность и изменчивость на шкале тысячелетия, в 1000–2000 гг., рассматриваются в контексте современных археомагнитных данных. Мы проследили эволюцию сигнала ММ в частотной области за 3000 лет (с 1000 до н. э. до 2000 н. э.) и выявили те изменения, которые учитывают сигнал ММ вносят в спектральную структуру  $SN$  по сравнению с исходной спектральной структурой  $N$ . С учетом длины реконструированного ряда  $SN$  (700 лет) фокус данной работы был сделан на исследовании околосолнечного цикла Глейсберга и околосолнечного цикла Зюсса/де Врие.

## 2. ДАННЫЕ

В работе использовались данные следующих временных рядов: (1) ряд наблюдаемых полярных сияний  $N$  на средних и низких широтах для периода 1000–1700 гг., каталогизированный и нормализованный в работе [Птицына и Демина, 2020]; (2) изменение величины магнитного момента аксиального геомагнитного диполя ММ, вычисленного по модели  $ARCH3k$ , построенной по археомагнитным данным и охватывающей период

почти в 3000 лет (с 1000 до н. э. до 1990 н. э.) [Donadini et al., 2009]; (3) новый реконструированный ряд  $SN$ , полученный на основе данных о полярных сияниях и ММ в 1000–1700 гг. [Птицына и Демина, 2020]; (4) данные  $SNWDC-SILSO$ , Royal Observatory of Belgium, Brussels, версия 2.0, 1700–2000 гг.

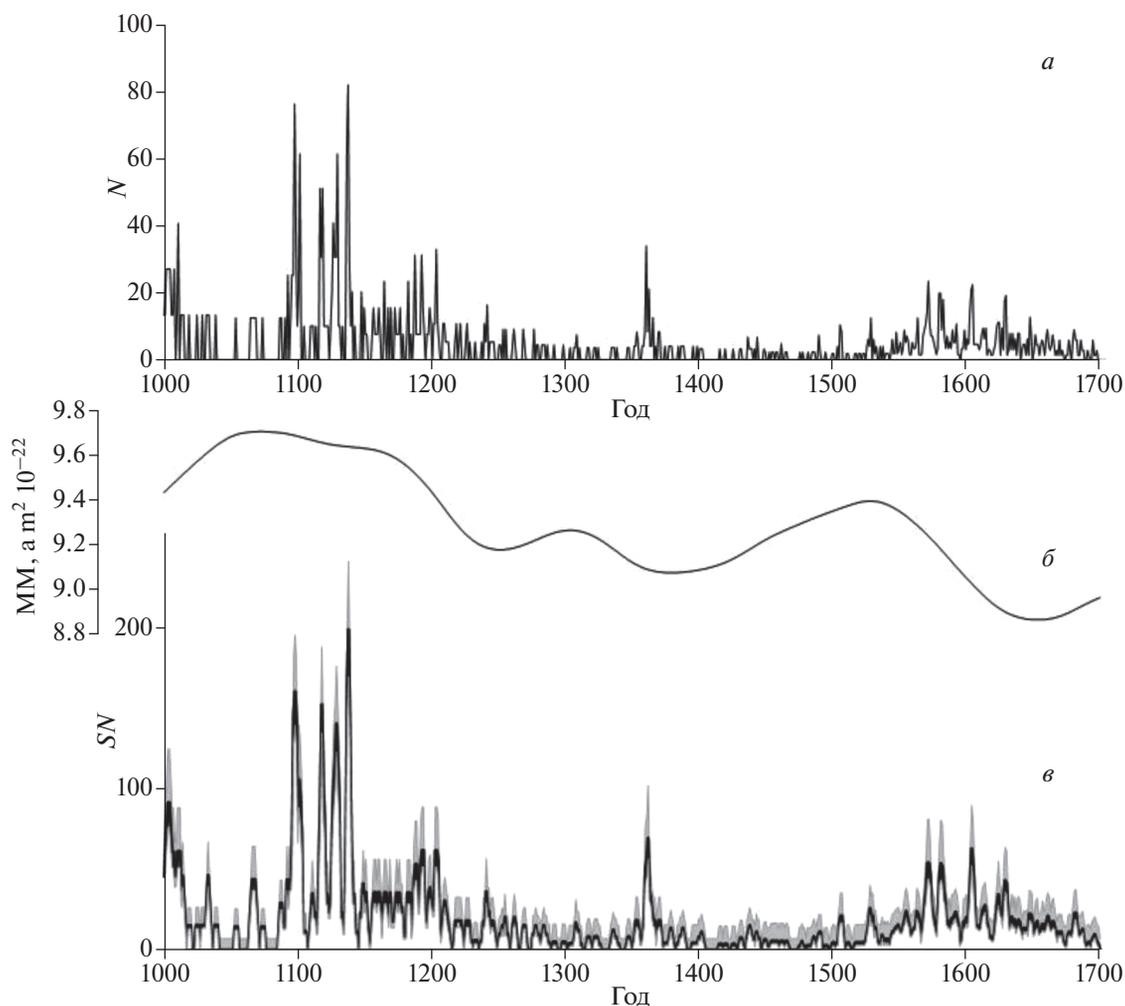
На рисунке 1 представлены ряды  $N$ , ММ и  $SN$  в 1000–1700 гг. вместе с погрешностью реконструкции (на рис. 1в последняя показана в виде полосы серого цвета). Во временном ряду реконструированного числа солнечных пятен  $SN$  (рис. 1б) хорошо видны всплески солнечной активности через  $\sim 100$ – $200$  лет. В первую очередь, эти всплески определяются временным ходом  $N$  (рис. 1а). Однако ряд на рис. 1б демонстрирует около и сверх-100-летние вариации геомагнитного диполя ММ, которые также, по-видимому, могут вносить вклад в вариации  $N$ , и в результате влиять на циклическую структуру  $SN$  [Птицына и др., 2018].

## 2. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Поиск возможных периодичностей во временных рядах осуществляется методами спектрального анализа. Классический метод основан на получении оценок спектральной плотности мощности с использованием преобразования Фурье, как правило, дискретного. Преобразование Фурье, в первую очередь, предназначено для спектрального анализа гармонических сигналов. Если же сигнал нестационарный, то исследуемый временной ряд разбивают на отрезки, на протяжении которых исследуемый процесс можно считать квазистационарным, и это значительно сужает диапазон получаемых периодов. Очевидно, что анализируемые нами изменения  $N$ ,  $SN$ , ММ не относятся к стационарным. Для анализа таких временных рядов был разработан метод, не требующий стационарности анализируемого сигнала, вейвлет-анализ. Этот метод позволяет определить не только присутствие тех или иных периодичностей в сигнале, но выявить плавающие периоды и изменения амплитуд отдельных составляющих.

Другая проблема Фурье преобразования состоит в необходимости выделения и вычитания тренда. И если стоит задача получения оценки более длинноволновых составляющих, то вычитание любого тренда может приводить к искажению получаемых оценок. В то время как вейвлет-анализ декларируется как метод свободный от влияния тренда [Scargle, 1997].

Для вейвлет-анализа базовые функции представляют собой конечные отрезки волнового сигнала разной формы (порождающие функции). И практически в исходном временном ряду осуществляется поиск таких функций заданной фор-



**Рис. 1.** Временные ряды анализируемых величин. (а) — нормализованный ряд наблюдаемых полярных сияний  $N$ , (б) — изменение величины магнитного момента  $MM$  по археомодели *ARCH3k*; (в) — временной ряд реконструированной солнечной активности  $SN$  вместе с ошибкой (серая область).

мы, но разного масштаба (имеется ввиду масштабирование во времени). Важно, что если цель исследования состоит только в анализе сигнала, а не в его аппроксимация (как это имеет место в Фурье анализе), то не требуется даже ортонормированность вейвлет-функций разного масштаба. Выбор порождающей функции зависит от структуры исходного сигнала и собственно задачи, которая решается с использованием данного инструмента анализа.

Для исследования вариаций нашей реконструкции СА и влияния на результат учета изменения  $MM$  мы использовали непрерывное вейвлет-преобразование с порождающей функцией Морле:  $\text{morl}(x) = \exp(-x^2/2) \cos(5x)$ , которая является плоской волной, модулированной гауссианой [Grossman and Morlet, 1984; Daubechies, 1992; Scargle, 1997]. Мы остановились на вейвлете Морле, так как наше предварительное тестирова-

ние различных видов базисных вейвлетов в применении к решаемой задаче (результаты здесь не приводятся) показало, что использование функции Морле дает наиболее наглядный физический результат. Кроме того, результаты, полученные с помощью этого вейвлета, наиболее согласованы с терминологией Фурье-анализа. В частности, понятие масштаба, которым оперирует вейвлет Морле, соответствует понятию периода гармонических функций, что обеспечивает сравнимость результатов полученных разными методами.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе мы анализируем как учет влияния геомагнитного поля на наблюдаемое число полярных сияний  $N$  проявляется в длинноволновой части спектра новой реконструкции  $SN$  [Птицына и Демина, 2020]. Для этого были вычислены вейвлет-коэффициенты временных рядов  $N$ ,

ММ,  $SN$ . Из рисунка 1 очевидно, что для всех трех временных рядов  $N$ , ММ и  $SN$  характерно как присутствие некоторых квазипериодических составляющих, так и их вариативность во времени. В то же время, из рис. 1б хорошо видно, что в изменении величины магнитного момента ММ присутствует составляющая, период которой значительно больше рассматриваемого интервала времени. Хотя вейвлет-анализ не требует исключения тренда из сигнала, нужно иметь в виду, что периодичности, которые не могут быть разрешены при имеющейся длине ряда, все же будут присутствовать в результате вейвлет-анализа в виде мощных разрастающихся конусов. И это существенно снижает разрешимость более коротковолновых составляющих. В нашем случае, чтобы улучшить разрешимость метода, мы можем использовать тот факт, что длина временного ряда ММ в модели  $ARCH3k$  составляет почти 3000 лет и охватывает период от  $-1000$  до 1990 г. Такая длина ряда позволяет получить оценку структуры длинноволнового тренда.

#### 4.1. Вейвлет-анализ ММ

Изменения величины ММ и его вейвлет-преобразование приведены на рис. 2а и 2б соответственно. Здесь и везде далее представлен модуль вейвлет-коэффициентов, масштабы пересчитаны в периоды. Светлые области соответствуют максимумам, темные — нулю и близким к нулю значениям. Шаг проведения изолиний и шкала раскраски неравномерные и выбраны так, чтобы выделялись локальные максимумы. В этом случае координаты и значения величин в максимумах могут быть сняты с карты изолиний. Основные локальные максимумы помечены символами, размер которых пропорционален значению вейвлет-коэффициента в максимуме.

Отчетливо видно, что во временных вариациях 3000 летнего ряда ММ все так же присутствуют периодичности, превышающие его длину. Эти периоды можно проследить в более длинных модельных рядах изменения ММ, анализ которых приведен, например, в [Wu et al., 2018]. В структуре вейвлет-коэффициентов влияние этого длинноволнового тренда выражено в отмеченных выше конусообразных структурах. С другой стороны, уже отчетливо выделяются 1200-летние и 600–700 летние периодичности, которые для анализируемого нами ряда представляют собой длинноволновый тренд. Чтобы снизить влияние этих периодичностей, можно воспользоваться вейвлет-разложением на отдельные масштабы (аналог дискретного преобразования Фурье) и синтезировать тренд из самых длинноволновых составляющих. Такой подход позволяет значительно уменьшить влияние длинноволновых составляющих на интересующие нас масштабы-пе-

риоды. Вейвлет-коэффициенты, полученные после исключения так полученного, обоснованного тренда, показаны на рис. 2в и 2г для разных диапазонов масштабов.

На рисунке 2в можно явно выделить составляющую, периодичность которой меняется в пределах 300–450 лет. На интервале 1000–1700 гг. ее период стабилизируется и составляет 330–380 лет, а интенсивность заметно падает и становится значимой только после 1500 г. Кроме того, на рис. 2г, уверенно выделяется  $\sim 200$ –250 летняя составляющая, а также несколько менее стабильные 100–130 летние моды.

#### 4.2. Вейвлет анализ $N$

На рисунке 3а представлены коэффициенты вейвлет-анализа временного ряда числа нормализованных полярных сияний  $N$  (1000–1700 гг.). Сам временной ряд приведен на рис. 1а. Можно видеть, что для временного ряда полярных сияний  $N$  (1000–1700 гг.) характерно доминирование  $\sim 200$  летних периодичностей: 210–227 лет до 1500 г. и 193–197 лет — после 1550 г. Очевидно также присутствие периодичностей  $> 300$  лет, которые не могут быть выделены при длине ряда в 700 лет. В вейвлет-спектре видны также  $\sim 100$ -летние периодичности. Однако их интенсивность значительно уступает интенсивности  $\sim 200$ -летней моды за исключением начального периода с 1000 по 1150 г. Затем интенсивность  $\sim 100$ -летних периодичностей сильно падает, кроме того, они расщепляются на две ветви:  $\sim 80$ -летние и  $\sim 120$ -летние. Падение интенсивности очевидно отражает понижение общего уровня значений  $N$  в данный промежуток времени (рис. 1а), но при этом позволяет увидеть присутствие составляющих с периодами  $\sim 55$ –60 лет. Рост интенсивности  $\sim 200$ -летних вариаций после 1500 г. приводит к тому, что далее  $\sim 100$ -летние периодичности уже не могут быть локализованы, и на их фоне максимальные амплитуды смещаются в сторону 50–70 летних.

#### 4.3. Вейвлет анализ $SN$

Вейвлет-коэффициенты ММ для временного интервала 1000–1700 гг. и масштабов (периодов), представленных на рис. 2г, вынесены на рис. 3б. На рисунке 3в показаны вейвлет-коэффициенты, вычисленные для временного ряда реконструкции  $SN$ . Видно, что в спектре доминируют две составляющие — цикл Зюсса и цикл Глейсберга. Цикл Зюсса с периодами 200–220 лет носит устойчивый характер, интенсивность его растет к концу 17 в, и этот рост непрерывно продолжается вплоть до конца 20 в. Наблюдавшиеся в исходном ряду  $N$  80–100 летние периодичности после введения поправки за ММ в ряду  $SN$  стали гораздо более четкими, а их интенсивность по сравнению

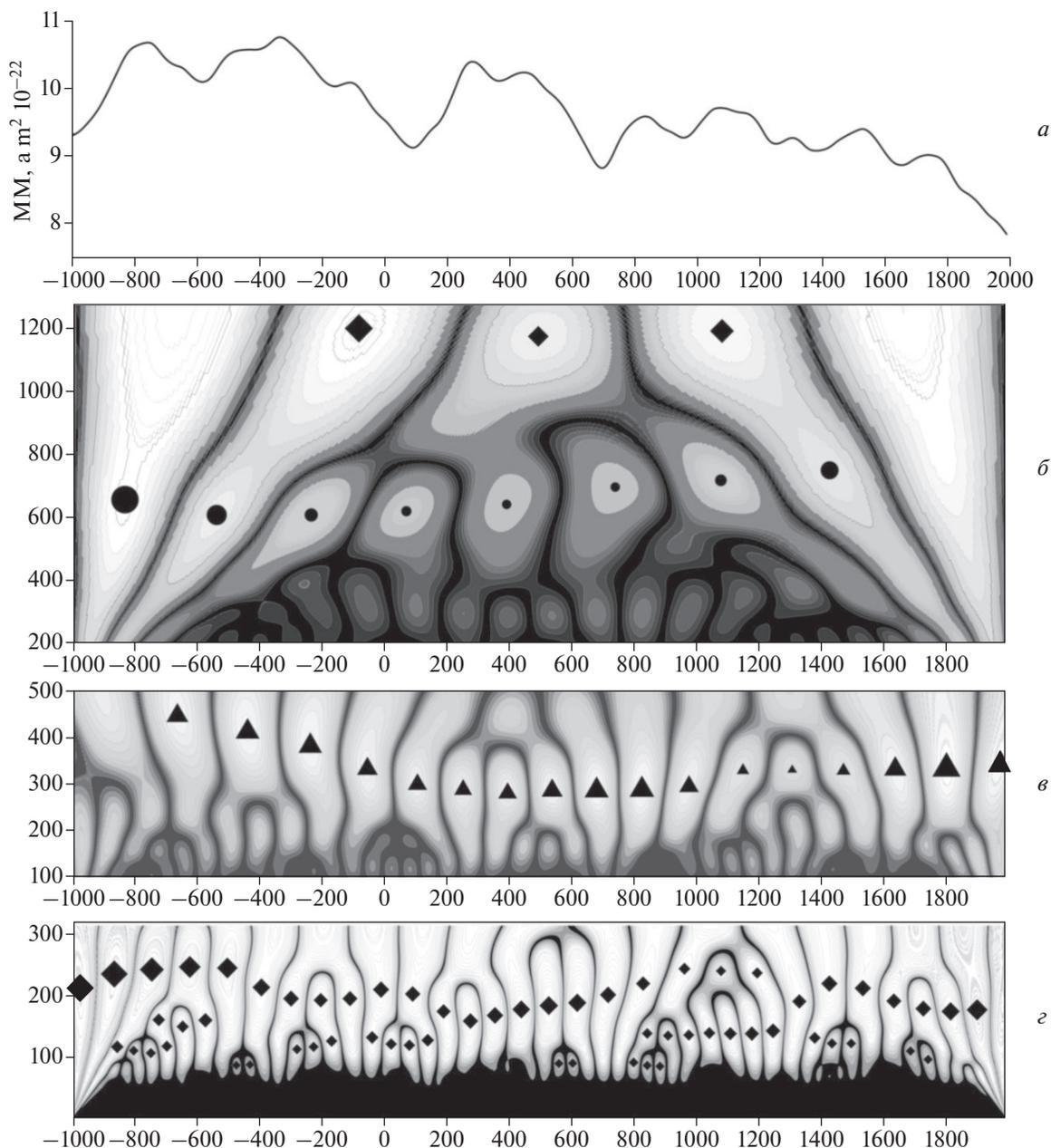
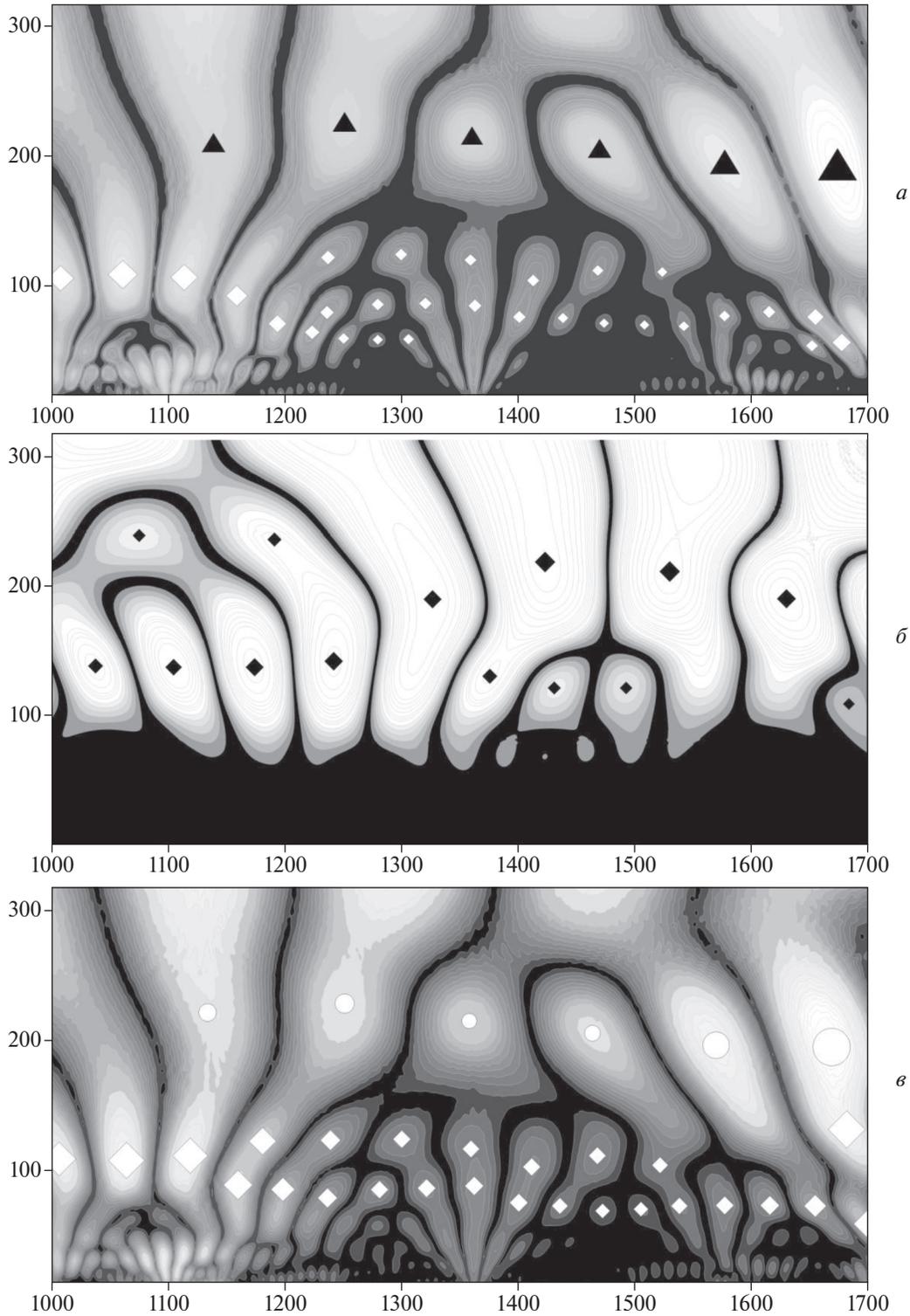


Рис. 2. Временной ряд ММ и его вейвлет преобразование на разных масштабах. (а) – изменение ММ во времени; (б, в и г) – вейвлет коэффициенты ряда ММ.

с вейвлет-спектром авроральной активности значительно выросла и значения амплитуд  $\sim 100$  и  $\sim 200$ -летних составляющих сблизились.

Рассмотрим подробнее структуру околорекордовой вариации Глейсберга. Видно, что наиболее интенсивной она была в 1000–1150 гг., с периодом 110 лет, затем эта составляющая расщепилась на две несколько менее интенсивные ветви с периодами  $\sim 80$  и  $\sim 120$  лет. При этом  $\sim 80$ -летняя вариация фиксировалась с 1150 г. до середины 17 века, когда доминанта перешла к 60-летним состав-

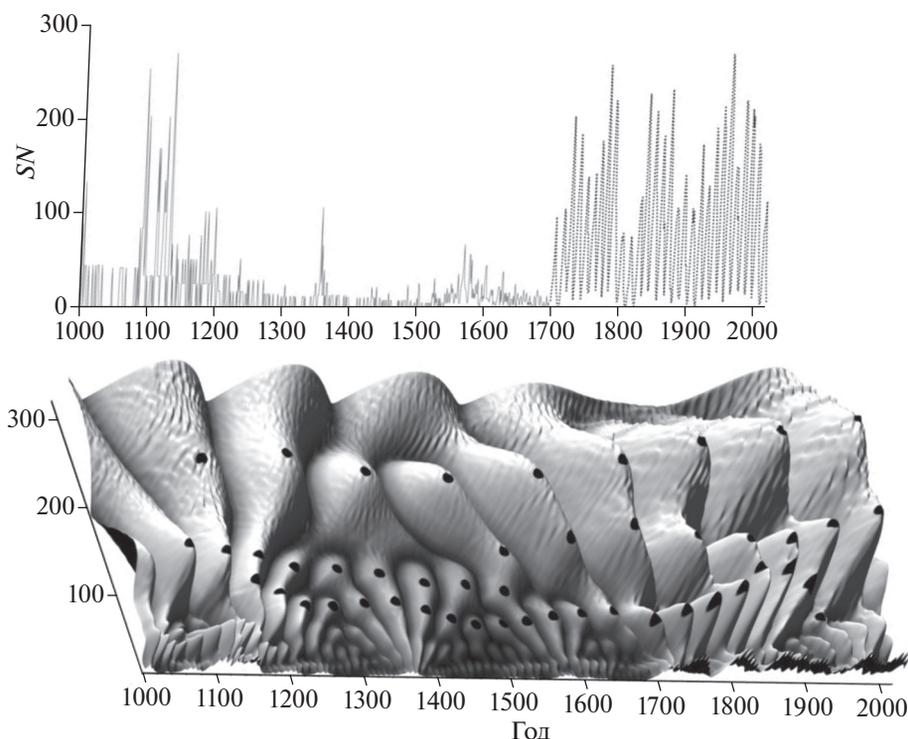
ляющим. Амплитуды 100-летних и 80-летних вариаций на интервале их совместного существования, практически совпадают и описывают кривую, близкую по форме к изменению амплитуды 200-летней моды: максимум в начале периода, затем длинный минимум, вплоть до 1650 г., и последующий рост. Такой характер изменения амплитуды говорит в пользу возможной модуляции и 100-летних и 200-летних спектральных составляющих сигналом с периодом порядка 1000 лет или больше.



**Рис. 3.** Коэффициенты вейвлет анализа. (а) – ряд  $N$ , (б) – ряд  $MM$ , (е) – ряд  $SN$ . Символами отмечены локальные максимумы.

Следует отметить, что и длина периодов и 100-летней, и 200-летней составляющих также систематически изменяются в 1000–1700 гг. Для

200-летней вариации максимальное значение периода в 230 лет получено для середины 13 века с последующим гладким убыванием до выражен-



**Рис. 4.** Коэффициенты непрерывного вейвлет-анализа для ряда  $SN$  в 1000–2000 гг. Сплошная линия – реконструированный ряд  $SN$ , пунктирная линия – наблюдательный ряд  $SN$ , 3D-поверхность – вейвлет-коэффициенты. Символами отмечены выраженные максимумы спектра.

ного минимума 195 лет в 1700 году. Что касается 100-летней составляющей, то для нее максимальный период 125 лет получен в 1300 г., а затем наблюдается систематическое убывание. К 1500 году периоды 100-летней и 200-летней составляющих настолько сближаются, что при доминировании 200-летней разделить их вклады и определить период 100-летней не удастся. Для вариаций длины периода 80-летних составляющих на фоне общего убывания, схожего с изменением периода 200-летних, можно выделить два максимума в 1350 и в 1600 гг. и отчетливый минимум в 1500 г. После 1600 года доминируют 60-летние составляющие и проследить 80-летние не удастся.

Можно заключить, что в вейвлет-спектре  $SN$  по сравнению со спектром  $N$  снизилось влияние 350-летней составляющей ММ, что выразилось в более четкой локализации в спектре  $SN$  200-летних периодов. Кроме того, учет вариаций ММ, а именно удаление экранирующего воздействия магнитного поля Земли, выровняло значения амплитуд околостолетней и двухсотлетней вариаций  $SN$  (рис. 3в) по сравнению с соотношением этих составляющих в вейвлет-спектре числа полярных сияний  $N$  (рис. 3б).

При стабильности рассматриваемых спектральных составляющих следует отметить, что как изменения их амплитуд, так и вариации зна-

чений периодов, по-видимому, контролируются более длинноволновыми процессами.

#### 4.4. Проверка совместимости (непрерывности перехода) спектров $SN$ , реконструированных для 1000–1700 гг. и наблюдательных за последние 300 лет

Для сравнения вейвлет-спектров реконструированных и наблюдательных данных временной ряд нашей реконструкции  $SN$  в 1000–1700 гг. был дополнен данными телескопических наблюдений для 1700–2000 гг. (*WDC-SILSO*, по версии 2.0). Этот синтетический ряд представлен на рис. 4 на временной шкале 1000–2000 гг. Реконструированный ряд показан сплошной тонкой линией, наблюдательный ряд – штриховой. Для всего ряда в целом был проведен вейвлет-анализ, аналогичный описанному выше. На рисунке 4б показано изменение во времени вейвлет-коэффициентов объединенного ряда в виде 3D-поверхности.

Вейвлет-спектры  $SN$  в 1000–2000 гг. (рис. 4) показывают особенности аналогичные тем, которые видны для вейвлет-спектра на рис. 3в в 1000–1700 гг. Видно, что по спектральному составу ряды, реконструированные на основе информации о полярных сияниях (1000–1700 гг.), прекрасно стыкуются с рядами, полученными из на-

блюдабельных данных СА (1700–2000 г.). Для полученных спектров характерна непрерывность и подобие их изменения при переходе от реконструкции к наблюдательному ряду. Это повышает доверие, как к полученной реконструкции, так и к результатам анализа цикличности.

Околовековой цикл Глейсберга состоит из двух ветвей, расположенных в полосе частот соответствующих периодам 100–140 лет и 60–80 лет. Вторая его ветвь (60–80 лет) состоит из узкополосной моды ~80 лет, которая устойчиво определяется до 1650 г., затем на некоторое время доминанта переходит на 60-летнюю составляющую, а начиная с 1800 г., вновь доминирует 80-летний цикл. Одновременно с этим, после 250-летнего перерыва, на протяжении которого 100-летнюю составляющую не удается уверенно выделить на фоне 200-летней, она вновь четко прослеживается до 1990 г. Эта особенность связана сначала с систематическим уменьшением длины периода 200-летней моды и ее сближением со 100-летней составляющей, а затем с систематическим увеличением длины периода 200-летней после минимума в 1650 г. таким, что уже к 1800 году вклады этих двух спектральных составляющих перестают перекрываться.

#### 4.5. Амплитудная и частотная длинноволновая модуляция

Непрерывность спектра расширенного ряда *SN* позволяет проверить предположение о модуляции спектра *SN* более длинноволновым процессом. На рисунок 5 вынесены квазипериодические вариации амплитуд (*a*) и периодов (*b*) ~100-летних и ~200-летних спектральных составляющих. Амплитуды разных циклов отмечены теми же символами, что и периоды. Для двух мод цикла Глейсберга изменения во времени амплитуд практически ложатся на одну кривую, которую можно охарактеризовать как модулирующую длинноволновую составляющую с периодом, превышающим 1000 лет. Кроме того, можно видеть, что изменение амплитуды отчетливо выделяемой после 1800 г. 60-летней волны прекрасно согласуется с ходом этой кривой. Хотя для 200-летней составляющей изменение амплитуды по форме несколько отличается, но и здесь можно выделить длинноволновый тренд. Этот факт свидетельствует о том, что найденная амплитудная модуляция связана с одним длинноволновым процессом, природа которого требует дополнительного исследования.

Анализ изменения периодов (рис. 5б) показывает, что длинноволновая модуляция выражена не только в амплитудах, но и в частотной области. Причем, как хорошо видно на рис. 5б, кроме длинноволновой частотной модуляции для циклов Глейсберга можно выделить и составляющие

с более короткими периодами. Частотная модуляция представляет особый интерес, поскольку отражает процесс, который влияет на генерацию основного колебания [Wilson, 1996]. Поэтому нами была предпринята попытка получить оценки периодов модуляторов. Очевидно, что обычными методами это сделать затруднительно, поэтому мы применили аппроксимацию несколькими синусоидами, для которых неизвестными были период, фаза и амплитуда. Результат зависел, в том числе, и от количества синусоид в аппроксимации. После осреднения полученных периодов мы получили в качестве оценки для длинноволновой и амплитудной, и частотной модуляции мод Глейсберга период равный  $1500 \pm 300$  лет. Для модуляции 200-летней составляющей эта оценка составила  $1700 \pm 100$  лет. Полученные оценки не противоречат друг другу, что говорит в пользу предположения о наличии длинноволнового процесса, осуществляющего и амплитудную, и частотную модуляцию собственных солнечных циклов.

На рисунке 5 также отчетливо видна частотная модуляция с меньшим периодом. Для этой составляющей при аппроксимации синусоидами также была получена оценка периода  $216 \pm 40$  лет, что лежит в пределах значений периодов цикла Зюсса. Для получения частотно-модулированного сигнала, как правило, требуется наличие внешнего периодического воздействия, меняющего частотные характеристики основного колебания [Wilson, 1996]. Это позволяет предположить, что полученная в спектре реконструированной нами СА 200-летняя составляющая не принадлежит к собственным солнечным циклам, а представляет собой отражение модулирующего внешнего по отношению к солнечному динамо процесса с близким периодом. Действительно, основное проявление в спектре частотной модуляции состоит в появлении дублирующих основное колебание полос, сдвинутых на периоды кратные периоду основного колебания. Если основные солнечные циклы это 11 и 22 года, то со сдвигом примерно на 200 лет мы как раз и получим наблюдаемую спектральную составляющую. В качестве дополнительного критерия можно было бы использовать дублирование 100-летней моды, но увидеть это нам не позволяет длина ряда. Однако, например, в [McCracken et al., 2013] авторами отмечались среди основных составляющие с периодами и 350, и 508, и 709 лет.

Заметим, что характер изменения периода 60-летней составляющей также поддерживает нашу гипотезу о присутствии частотного модулятора с периодом 216 лет. Легко видеть, что если исключить среднее, то изменение 60-летней составляющей хорошо ложится на кривую 80-летнего колебания, модулированного ~200-летней волной (рис. 5).

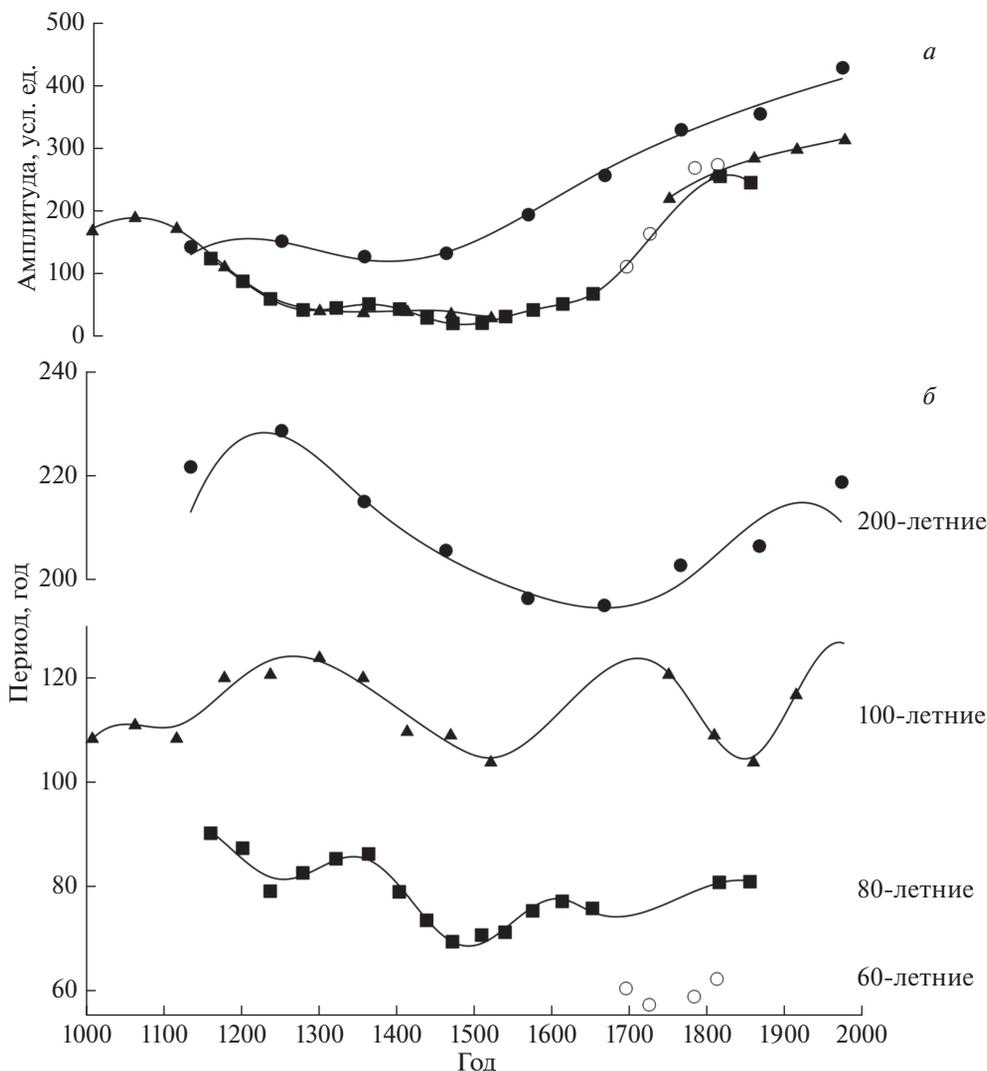


Рис. 5. Вариации амплитуд и периодов циклов Зюсса и Глейсберга в 1000–2000 гг. Символы – полученные значения, сплошная линия – аппроксимация суммой синусоид.

На данном этапе наше утверждение о том, что ~200-летняя составляющая, найденная в реконструированной нами СА, отражает периодичность модулирующего солнечные циклы внесолнечного процесса, остается на уровне гипотезы, хотя и имеющей косвенные подтверждения. Для ее проверки требуется проведение дополнительных исследований.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Источником, определяющим вариации  $SN$ , полученные при помощи нашего метода реконструкции, является спектральная структура числа полярных сияний  $N$ . В рядах  $N$  нашего каталога полярных сияний обнаруживаются циклы близкие к циклам Глейсберга и Зюсса (рис. 3б). В авроральной активности доминирует ~200-летняя

вариация, а ~100-летняя вариация Глейсберга гораздо менее интенсивна. Сравнение с вариациями ММ показывает присутствие близких по периодам, но сдвинутых по фазе составляющих. В результате учета вклада ММ амплитуды периодов группы Глейсберга в спектре  $SN$  усиливаются, проявляются более четко и по интенсивности они приближаются к интенсивности вариации Зюсса. Этот результат согласуется с результатами нашей работы [Птицына и Демина, 2018], где было получено, в частности, что резкое возрастание ММ вблизи 1800 г. вносит существенный вклад в глубокий спад  $N$  во время минимума Дальтона. Кроме того, показано, что минимум Сильвермана в 1760–1767 гг. в  $N$  полностью обусловлен вариациями ММ в это время: если убрать геомагнитный экран, то этот минимум исчезает. Вариации ММ вносят вклад в получаемые мини-

муму/максимумы в числе наблюдаемых солнечных сияний  $N$  и, следовательно, в реконструированной на ее основе  $SA$ , и в состоянии создавать ложные особенности, которые могут трактоваться как вариации  $SA$ .

Вариации  $MM$  на длинных временных шкалах определяются сложными геодинамическими процессами в жидком ядре Земли [Hulot et al., 2010]. В Голоцене в качестве основных периодов выделяются 20–50 млн. лет. На масштабах нескольких последних тысяч лет построены цифровые модели, использующие археомагнитные данные, данные осадочных и вулканических пород [Korte, 2011; Constable and Korte, 2015]. При построении этих моделей используются накопленные в базе *Geomag50* [Brown et al., 2015] данные, которые осредняются по месту и времени. При описании вариаций  $MM$  за последние несколько тысяч лет эти модели отличаются в деталях, но хорошо согласуются в главных тенденциях. Как раз за счет разницы в деталях по разным моделям последний максимум мог приходиться и на 2–3 в. до н. э., и на 2–3 в. н. э. По величине  $MM$  тогда в 1.5 раза превышал его современное значение. Таким образом, в некоторые исторические периоды времени вклад  $MM$  в вариации солнечной активности, реконструированной с использованием косвенных данных, зависящих от магнитного поля Земли, мог быть гораздо более существенным, чем во втором тысячелетии н. э.

Поскольку для реконструкции  $SN$  используются данные, так или иначе зависящие от магнитного поля Земли, не учет влияния  $MM$  может приводить к неправильному соотношению амплитуд циклов Глейсберга и Зюсса. Между тем, в работе [Vecchio et al., 2017] анализ числа солнечных пятен  $SN$ , групп пятен  $GN$  (1610–2014) и реконструкции  $SN$ , основанной на дендрохронологических данных (1150 до н. э.–1950 н. э.), показал, что именно соотношение циклов Глейсберга и Зюсса определяет положение, интенсивность и длительность гранд-минимумов на временной шкале. Кроме того, анализ, проведенный в работе [Javaiaiah, 2017], позволил установить, что опора на законы цикличности Глейсберга несет в себе прогностический потенциал: авторами предсказывались характерные особенности 25, 26, 28–30 циклов.

В нашей реконструкции  $SA$  уменьшено экраняющее влияние вариаций  $MM$  с периодами >350 лет. Но более короткопериодные вариации  $MM$  также могут вносить дополнительный вклад во временной ход отдельных спектральных составляющих. Таким образом, учет вклада  $MM$  представляется важной задачей при определении соотношений циклических компонент, от которых существенным образом зависят экстремальные особенности  $SA$  на протяжении тысячеле-

тий, а также для долгосрочных прогноза  $SA$ . Для более точного учета  $MM$  при реконструкции  $SN$  необходимы более подробные модели ГМПЗ с большим разрешением. Появление таких моделей может способствовать принятию более обоснованных решений по поводу модулирующих свойств разных спектральных составляющих.

Согласно нашим результатам на всем рассматриваемом промежутке времени, в 1000–2000 гг. наблюдается доминирование нескольких циклических составляющих. Эти составляющие – цикл Зюсса с длиной квазипериода 195–230 лет и две моды цикла Глейсберга со значениями периода 60–80 и 90–140 лет. Этот результат согласуется с данными, полученными ранее другими авторами, например, в работах [Nagovitsyn, 2001; Ogyrtsov et al., 2002a].

Использование в качестве инструмента спектрального анализа вейвлетов позволило проследить изменение во времени амплитуд и периодов разных составляющих. Получено, что амплитуды как цикла Зюсса, так и цикла Глейсберга постоянно изменяются, причем эти изменения носят выраженный систематический характер и могут рассматриваться как результат модуляции более длинноволновым процессом с периодом от 1500–1700 и более лет. Аналогичная длинноволновая модуляция получена и в частотной области. Этот результат согласуется с полученными ранее фактами, свидетельствующими о модуляции циклическости  $SA$  более длинными квазипериодическими процессами. В частности, в работе [Perytskih and Damon, 2003] показано, что амплитуда и период цикла Глейсберга модулируются 2400 летним циклом.

Для циклов Глейсберга кроме длинноволновой амплитудной мы получили также и частотную модуляцию квазипериодическим процессом, длина которого составляет ~216 лет, и лежит в частотных пределах цикла Зюсса. В недавней работе [Chol-jun and Jik-su, 2019] на основе анализа прямых астрономических наблюдений солнечных пятен невооруженным глазом, а также реконструкции  $SA$  по данным космогенных изотопов было найдено наличие доминирующего пика 207 лет; при этом авторы высказали предположение, что этот цикл не является солнечным по своему происхождению, он скорее может участвовать в реконструкции косвенным образом, за счет введения каких-либо поправок, например, геомагнитной или климатической коррекции.

В нашей работе найдено, что цикл Зюсса с периодом 216 лет проявляется в частотной модуляции, что говорит о наличии квазипериодического процесса с характерной длиной ~200 лет, который оказывает влияние на условия генерации основных солнечных мод. Согласно свойствам присущим именно частотной модуляции эта

~200-летняя составляющая может отражать результат дублирования основной фундаментальной частоты (11 и 22 года) на кратных модах модулятора. Это предположение поддерживается и другими данными. Так, частотная модуляция приводит к размыванию и уширению полосы основного колебания, что и наблюдается для 11 и 22-летних циклов. Поскольку дублирование идет и в сторону высоких частот, этим можно объяснить наличие длинного высокочастотного “хвоста”.

Вековой цикл Глейсберга многими авторами интерпретируется как цикл систематического изменения амплитуды и периода 11-летнего цикла Швабе: высокие и низкие максимумы солнечных циклов группируются в околостолетнюю последовательность цикла Глейсберга. В работе [Sonett, 1982] продемонстрировано, что амплитуда 22-летнего цикла Хейла также модулируется на шкале цикла Глейсберга.

Цикл Глейсберга привлекает большое внимание исследователей солнечной физики, так как он единственный, кроме 22-летнего цикла, который, по-видимому, можно связать с циклическим формированием солнечных пятен в результате действия механизма солнечного динамо. Кроме того, вековые периодичности были обнаружены в разнообразных солнечных, солнечно-земных и климатических явлениях [Dergachev and Raspopov, 2000; Ogurtsov et al., 20026; Peristikh and Damon, 2003; Feynmann and Ruzmaikin, 2014; Usoskin, 2017], что было очень популярной темой исследований в последние два десятилетия. Однако выводы о реальности существования длинноволновых циклов в СА с периодами ~100 и ~200 лет могут быть подтверждены только инструментальными наблюдениями, которые существуют за период времени всего порядка 400 лет. При этом аккуратные прямые наблюдательные данные для числа солнечных пятен  $SN(W)$  известны вообще лишь с 1845 г. Соответственно имеющейся длины наблюдательного ряда индикаторов СА недостаточно для достоверного исследования 100- и 200-летних вариаций. В результате реальность этих циклов и их связь с источниками на Солнце некоторыми авторами ставится под сомнение [Sisco, 1980; Feynman and Fogere, 1984; Ma and Vaquero, 2009; Hathaway, 2015]. Особенно сильно эти сомнения касаются 200-летнего цикла. Природа этих циклов неясна. В качестве источников этих вариаций чаще всего рассматриваются солнечные моды, но также влияние атмосферных, океанических и климатических процессов, геомагнитное поле, и возможное влияние приливных гравитационных сил планет. Полученный нами результат о наличии частотной модуляции с периодом Зюсса говорит о внесолнечной природе этого модулятора.

Анализ проявления частотной модуляции в спектре результирующего сигнала легко провести, если это два гармонических колебания. При отсутствии нескольких модуляторов (нами получено как минимум два) и нескольких собственных периодов существенно усложняет задачу. Тем более, что сигналы отнюдь не гармонические. Чтобы проследить проявления частотной модуляции и более точно оценить периоды и природу модуляторов, прежде всего, требуются длинные ряды и исключение из реконструкций влияния других факторов, связанных с наблюдательной стороной.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели цикличность СА в 1000–2000 гг., реконструированную на базе числа полярных сияний  $N$  в 1000–1700 гг. с учетом вариаций магнитного момента Земли. Источником, определяющим вариации  $SN$  в нашем методе реконструкции, является спектральная структура числа полярных сияний  $N$ . В спектре  $N$  явно доминирует 200-летняя цикличность. Учет при реконструкции вклада ММ изменил соотношение амплитуд спектральных составляющих  $SN$ . По сравнению со спектром  $N$  усилились составляющие цикла Глейсберга с периодами 60–140 лет и снизилось влияние трендовых >350-летних вариаций.

Анализ объединенного реконструированного ряда  $SN$  (1000–1700 гг.) и современного ряда данных  $SN$  (1700–2000 гг.) показал, что по спектральному составу реконструированные и наблюдательные ряды прекрасно согласуются, наблюдается непрерывность спектров и подобие их изменения при переходе от реконструкции к наблюдательному ряду. Это свидетельствует о реалистичности как нашей реконструкции, так и результатов анализа ее цикличности.

Можно заключить, что исключение экранирующего влияния геомагнитного поля в 1000–1700 гг. внесло заметный вклад в соотношения основных циклов, выравнивая значения амплитуд около-столетней и около-двухсотлетней вариаций  $SN$  по сравнению с соотношением этих составляющих в исходном спектре полярных сияний  $N$ . В некоторые исторические эпохи вклад ММ в вариации солнечной активности, реконструированной с использованием косвенных данных, зависящих от магнитного поля Земли, мог быть гораздо более значительным, чем во время рассматриваемого интервала времени, в 1000–1700 гг. Поэтому аккуратное исследование и учет этого вклада в различные исторические эпохи представляет актуальную задачу, особенно принимая во внимание многочисленные попытки, которые предпринимаются в последнее время, по поиску распределения на временной шкале экстремальных “больших минимумов” и “больших

максимумов”, а также по получению долгосрочных прогнозов СА на основе ее цикличности.

Вейвлет-анализ объединенного ряда  $SN$  показал следующие характерные особенности спектрального состава исследуемых рядов.

Получено наличие двух доминирующих составляющих — около-векового цикла Глейсберга и около-двухвекового цикла Зюсса. Цикл Глейсберга состоит из двух мод —  $\sim 80$ -летней (60–80 лет) и  $\sim 100$ -летней (90–140 лет) моды.

Для всех циклов получена одинаковая амплитудная модуляция длиннопериодным процессом, длина которого  $\sim 1500$ – $1700$  лет. Аналогичная длинноволновая составляющая наблюдается и в изменении периодов.

Для 80-летней ветви цикла Глейсберга отчетливо, а для 100-летней — при аппроксимации синусоидами, прослеживается частотная модуляция процессом с периодом  $\sim 216$  лет, являющимся циклом Зюсса. Можно предположить, что  $\sim 200$ -летняя составляющая в реконструированной нами СА представляет собой отражение периода внесолнечного квазипериодического процесса. Ранее, например, обнаружено, что квазипериодические изменения с периодом  $\sim 200$  лет являются характерной чертой геомагнитного поля [Начасова и Акимова, 2015]. Нами при вейвлет-анализе модели магнитного момента  $ARCH3k$  также была получена составляющая с периодом 200–250 лет. На данном этапе наше предположение о связи 200-летней составляющей с некоторым внесолнечным квазипериодическим процессом остается на уровне гипотезы. Для ее подтверждения и конкретизации модулирующего процесса требуется проведение дополнительных исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Наговицын Ю.А.* Солнечная активность двух последних тысячелетий: “Служба Солнца” в древнем и средневековом Китае // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 41. № 5. С. 711–720. 2001.
- *Наговицын Ю.А.* Глобальная активность Солнца на длительных временах // Астрофизический бюллетень. Т. 63. № 1. С. 45–58. 2008.
- *Начасова И.Е., Акимова С.В.* Вариации напряженности геомагнитного поля на Пиренейском п-ове в последнее тысячелетие // Физика Земли. № 5. С. 100–106. 2015. 2015.  
<https://doi.org/10.7868/S0002333715050087>
- *Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.А.* Вариации частоты появления полярных сияний в 1837–1900 гг. по данным сети метеорологических обсерваторий России // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 4. С. 696–705. 2015. 2015.  
<https://doi.org/10.1134/S001679321504012X>
- *Птицына Н.Г., Демина И.М., Тясто М.И.* Вариации авроральной активности и главного магнитного поля земли за триста лет (1600–1909 гг.) // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 6. С. 818–827. 2018.  
<https://doi.org/10.1134/S0016794018060123>
- *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 Аэрномия. Т. 60. № 3. С. 515–527. 2020.  
<https://doi.org/10.31857/S0016794020030153>
- *Attolini M.R., Cecchini S., Galli M., Nanni T.* On the persistence of the 22-year solar cycle // Sol. Phys. V. 125. P. 389–398. 1990.
- *Babcock H.W.* The topology of the Sun’s magnetic field and the 22-year cycle // Astrophys. J. V. 133. P. 527–587. 1961.
- *Brown M.C., Donadini F., Korte M., Nilsson A., Korhonen K., Lodge A., Lengyel S.N., Constable C.G.* Geomag50.v3:1. General structure and modifications to the archeological and volcanic database // Earth Planets and Space. V. 67. P. 11–31. 2015.
- *Chol-jun K., Jik-su K.* About 200-Year Cycle of Solar Activity in the Mediaeval Korean Records and Reconstructions from Cosmogenic Radionuclides // arXiv:1912.11226. astro-ph. P. 1–8. <https://arxiv.org/pdf/1912.11226.pdf>. 2019.
- *Clilverd M.A., Clarke E., Ulich T., Rishbeth H., Martin J.* Predicting solar cycle 24 and beyond // Space weather. V. 4. № 9. S09005. 2006.  
<https://doi.org/10.1029/2005SW000207>
- *Constable C., Korte M.* Centennial – to millennial-scale geomagnetic field variations / Treatise on Geophys. (2nd Edition). V. 5. P. 309–341.  
<https://doi.org/10.1016/B978-9-444-53802-4.00103-2>. 2015.
- *Daubechies I.* Ten lectures on wavelets. Philadelphia, Pennsylvania, USA: Society for industrial and applied mathematics. 369 p. 1992.  
<https://doi.org/10.1137/1.9781611970104>
- *Donadini F., Korte M., Constable C.* Geomagnetic field for 0–3 ka: 1. New data sets for global modeling // Geochem. Geophys. Geosys. V. 10. Q06007. 2009.  
<https://doi.org/10.1029/2008GC002295>
- *Dergachev V.A., Raspopov O.M.* The long-term solar cyclicity (210 and 90 years) and variation of the global terrestrial air temperatures since 1868 / Proc. “1st Solar and Space Weather Euroconf”. Santa Cruz de Tenerife, Spain, 25–29 September 2000. Ed. A. Wilson. Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, 2000 xi, 680 p. ESA SP. V. 463. P. 485–491. ISBN 9290926937. 2000.
- *de Vries H.* Variation in concentration of radiocarbon with time and location on Earth / Proc. Koninkl. Ned. Acad. Wet. Ser. B. V. 61. P. 94–102. 1958.
- *Eddy J.A.* The historical record of solar activity / Proc. Conf. “The ancient sun: Fossil record in the earth, moon and meteorites”. Boulder, Colorado, USA, Oct. 16–19, 1979. A81-48801 24-91. New York and Oxford: Pergamon Press. P. 119–134. 1980.
- *Gleissberg W.* Evidence for a long solar cycle // The Observatory. V. 65. № 282. P. 123–125. 1944.
- *Grossman A., Morlet J.* Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // SIAM J. Math. V. 15. № 4. P. 723–736. 1984.  
<https://doi.org/10.1137/0515056.m>
- *Hale G.E., Nicholson S.B.* The law of sun-spot polarity // Astrophys. J. V. 62. P. 270–300. 1925.
- *Hathaway D.H.* The Solar Cycle // Living Rev Solar Phys. V. 12. lrsp-2015-4, <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4> . <http://www.livingreviews.org/lrsp-2015-4>. arXiv:1502.07020. 2015.
- *Hulot G., Finlay C.C., Constable C.G., Olsen N., Mandea M.* The Magnetic Field of Planet Earth // Space Sci. Rev.

- V. 152. P. 159–222. 2010.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-010-9644-0>
- *Feynman J., Fougere P.F.* Eighty-eight year periodicity in solar–terrestrial phenomena confirmed // *J. Geophys. Res.* V. 89. P. 3023–3027. 1984.
- *Feynman J., Ruzmaikin A.* The centennial Gleissberg cycle and its association with extended minima // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 119. № 8. P. 6027–6041. 2014.
- *Javaraiah J.* Will solar cycles 25 and 26 be weaker than cycle 24? // *Solar Phys.* V. 292. № 11. P. 172–188. 2017.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1197-x>
- *Keimatsu M.* A chronology of aurorae and sunspots observed in China, Korea and Japan // *Ann. Sci.* V. 13. P. 1–32. 1976.
- *Kern A.K., Harzhauser M., Piller W.E., Mandic O., Soliman A.* Strong evidence for the influence of solar cycles on a Late Miocene lake system revealed by biotic and abiotic proxies // *Palaeogeography, palaeoclimatology, palaeoecology.* V. 329. P. 124–136. 2012. <https://arxiv.org/pdf/1912.11226.pdf>. 2012.
- *Kolla'th Z., Ola'h K.* Multiple and changing cycles of active stars I. Methods of analysis and application to the solar cycles // *Astron. and Astrophys. Manuscript no. 11303 c. ESO 2009.* arXiv:0904.1747 [astro-ph.SR].  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811304>. 2009.
- *Komitov B., Kafian V.* The sunspot cycle no. 24 in relation to long term solar activity variation // *J. Adv. Res.* V. 4. № 3. P. 279–282. 2013.  
<https://doi.org/10.1016/j.jare.2013.02.001>
- *Komitov B., Sello S., Duchlev P., Dechev M., Penev K., Koleva K.* The sub- and quasi-centennial in solar and geomagnetic activity data series // *Bulgar. Astron. J.* V. 25. P. 78–103. 2016.
- *Korte M.* Reconstructing the global geomagnetic field of the Holocene // *Latinmag Lett.* V. 1. Special Iss. C02. P. 1–6. Proc. Latinmag conf. Tandil. Argentina. 23–26 Nov. 2011.
- *Kuklin G.V.* Cyclical and secular variations of solar activity / *Basic Mechanisms of Solar Activity.* Ed. V. Bumba and J. Kleczek. Boston, Mass.: D. Reidel. P. 147–190. 1976.
- *Lin Y.C., Fan C.Y., Damon P.E., Wallick E.I.* Long term modulation of cosmic ray intensity and solar activity cycles / Proc. “14th Int. Cosmic Ray Conf”. Munchen, Nov 1, 1975. V. 3. P. 995–999. Garching, Germany: Max Planck Institut für extraterrestrische Physik, 1975.
- *Liritzis Y., Petropoulos B.* Latitude dependence of auroral frequency in relation to solar-terrestrial and interplanetary parameters // *Earth, Moon and Planets.* V. 39. № 1. P. 75–91. 1987.
- *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 // *Solar Phys.* V. 286. № 2. P. 609–627. 2013.
- *Ma L.H., Vaquero J.M.* Is the Suess cycle present in historical naked-eye observations of sunspots? // *New Astron.* V. 14. P. 307–310. 2009.
- *Nagovitsyn Yu.A., Georgieva K., Osipova A.A., Kuleshova A.I.* Eleven\_year cyclicality of the Sun on the 2000-year time scale // *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 55. № 8. P. 1081–1088. 2015.  
<https://doi.org/10.1134/S001679321508023X>
- *Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H.* Long-period cycles of the sun’s activity recorded in direct solar data and proxies // *Solar Phys.* V. 211. P. 371–394. 2002a.
- *Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Nagovitsyn Yu.A. et al.* Evidence of solar variation in tree-ring-ased climate reconstructions // *Solar Phys.* V. 205. № 2. P. 403–417. 2002b.  
<https://doi.org/10.1023/A:1014277121166>
- *Peristykh A.N., Damon P.E.* Persistence of the Gleissberg 88 year cycle over the last 12000 years: evidence from cosmogenic isotope // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 108. № A1. P. SSH 1-1-SSH 1–15. 2003.  
<https://doi.org/10.1029/2002JA009390>
- *Scargle J.D.* Wavelet and other multi-resolution methods for time series analysis. Statistical challenges in modern astronomy II / Ed. G.J. Babu and E.D. Feigelson. P. 333–347. N.Y, USA: Springer-Verlag. 1997.
- *Schove D.J.* Aurora numbers since 500 B.C. // *J. Brit. Astron. Assoc.* V.72. № 1. P. 31–35. 1962.
- *Siscoe G.L.* Evidence in the auroral record for secular solar variability // *Rev. Geophys.* V. 1. № 8. P. 647–658. 1980.
- *Sonett C.P.* Sunspot time series: Spectrum from square law modulation of the Hale cycle // *Geophys. Res. Lett.* V. 9. P. 1313–1316. 1982.
- *Sonett C.P., Finney S.A.* The spectrum of radiocarbon / The Earth’s climate and variability of the sun over recent millennia: geophysical, astronomical and archaeological aspects / Ed. J.-C. Pecker and S. K. Runcorn. P. 15–27. London, UK: R. Soc., 1990.
- *Steinhilber F., Abreu J.A., Beer J. et al.* 9400 year cosmogenic isotope data and solar activity reconstruction / *IGBP PAGES/WDC Paleoclimat. Data. Contr. Ser. # 2012-040.* NOAA/NCDC. Boulder CO, USA: Paleoclimat. Program. 2012.
- *Suess H.E.* The radiocarbon record in tree rings of the last 8000 years // *Radiocarbon.* V. 22. P. 200–209. 1980.
- *Svalgaard L.* Up to nine millennia of multimessenger solar activity // <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1810/1810.11952.pdf>. 2018.
- *Usoskin I.G., Kovaltsov G.A.* Occurrence of extreme solar particle events: assessment from historical proxy data // *Astrophys. J.* V. 757. P. 92–98. arXiv:1207.5932. 2012.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/92>
- *Usoskin I.G.* A history of solar activity over millennia // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 14. № 3. P. 1–94. 2017.  
<https://doi.org/10.1007/s41116-017-0006-9>
- *Vaquero J.M., Gallego M.C., Garcia J.A.* A 250-year cycle in naked-eye observations of sunspot // *Geophys Res. Lett.* V. 29. № 20. P. 199–204. 2002.
- *Vasquez M., Vaquero J.M., Gallego M.C.* Long-term spatial and temporal variations of aurora borealis events in the period 1700–1905 // *Solar Phys.* V. 289. № 5. P. 1843–1861. 2014.
- *Vecchio A., Lepreti F., Laurenza M., Alberti T., Carbone V.* Connection between solar activity cycles and grand minima generation // *Astron and Astrophys.* V. 599. P. 292–304. A58. 2017.  
<https://doi.org/10.1051/0004-361/201629758>
- *Wilson S.G.* Digital modulation and coding. Charlottesville, Virginia, USA: Prentice-Hall, 667 p. ISBN: 1258629917. 1996.
- *Wu C.J., Usoskin I.G., Krivova N., Kovaltsov G.A., Baroni M., Bard E., Solanki S.K.* Solar activity over nine millennia: A consistent multi-proxy reconstruction // *Astron. Astrophys.* V. 615. A93. P. 1–13. 2018.

УДК 523.6

## ИОННЫЙ ФОРШОК ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ: ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

© 2021 г. Г. Н. Кичигин\*

*Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ СО РАН), г. Иркутск, Россия**\*e-mail: king@iszf.irk.ru*

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 02.11.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Рассматриваются процессы, связанные с образованием перед фронтом околоземной бесстолкновительной ударной волны так называемой форшок-области. В рамках предлагаемой теоретической модели показано, что в рампе фронта ударной волны происходит ускорение ионов до значительных энергий. Выясняются физические условия, при которых эти ускоренные в ударном фронте ионы в итоге оказываются перед фронтом ударной волны и удаляются от него, вследствие чего их иногда относят к категории отраженных ионов. Делается вывод о том, что именно эта популяция отраженных энергичных ионов (чаще всего их называют “продольными пучками” – field-aligned beams) играет основную роль в формировании границы ионного форшока. Основные свойства продольных пучков, следующие из рассматриваемой модели, сравниваются с наблюдательными данными, полученными с помощью космических аппаратов.

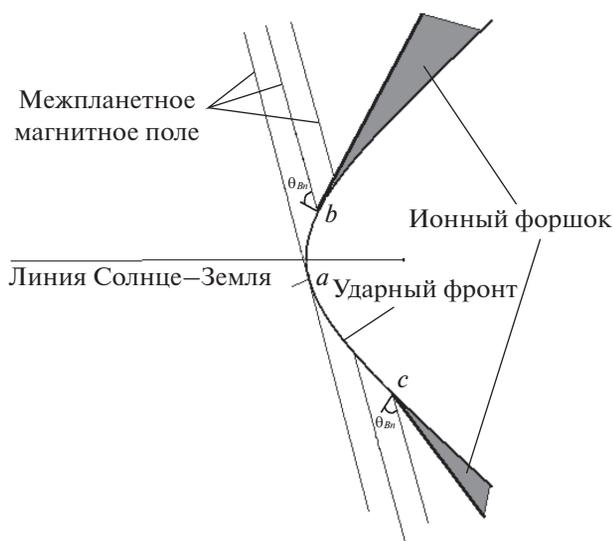
DOI: 10.31857/S001679402103007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью космических аппаратов (КА) сейчас твердо установлено [Paschmann et al., 1981; Bonifazi and Moreno, 1981; Eastwood et al., 2005; Oka et al., 2005; Balogh and Treumann, 2013], что перед фронтом околоземной бесстолкновительной ударной волны (БУВ) существует так называемая форшок-область (foreshock region). Наблюдения показывают, что существует две границы, которые отделяют от невозмущенной плазмы солнечного ветра (СВ), соответственно, области электронного и ионного форшоков. Схематически в плоскости эклиптики картина форшока представлена на рис. 1 в случае, когда угол между нормалью к фронту БУВ в подсолнечной точке и вектором межпланетного магнитного поля (ММП)  $\theta_{Bn}$  близок к  $90^\circ$ , т.е. силовые линии ММП почти перпендикулярны линии Солнце–Земля. На рисунке 1 граница электронного форшока практически совпадает с касательной к фронту БУВ линии ММП (на рис. 1 – это точка “a”). По обе стороны относительно точки “a” наблюдается две области ионного форшока (на рис. 1 – заштрихованы). Одна из областей располагается на утренней стороне магнитосферы (начало – в точке “b”), другая – в вечернем секторе (начало – в точке “c”), как это показано на рис. 1. Граница ионного форшока на утренней стороне магнитосферы – это линия (жирная), начинающаяся в точке “b” фронта БУВ.

Для наиболее типичного случая, когда  $\theta_{Bn} \approx 45^\circ$ , наибольший интерес представляет утренний ионный форшок, так как он со стороны Солнца занимает значительную часть области перед ударной волной.

Мы ограничимся рассмотрением процессов, происходящих в утреннем ионном форшоке. Здесь, как и в вечернем форшоке, регистрируются колебания и волны с достаточно большой амплитудой, а также наблюдаются ионы с энергиями от единиц до сотен кэВ [Paschmann et al., 1981; Bonifazi and Moreno, 1981; Fuselier, 1994; Eastwood et al., 2005; Oka et al., 2005; Balogh and Treumann, 2013; Burgess et al., 2012]. По виду энергетического распределения ионы в форшоке условно подразделяют на 5 групп [Oka et al., 2005]: (1) – пучки, движущиеся вдоль границы форшока, которые называют или “отраженными ионами”, или “продольными пучками” (FAB), (2) – диффузные, (3) – промежуточные (с признаками первых двух), (4) – гировращающиеся, (5) – ионы, сгруппированные в пакеты с одинаковой гирофазой. Из этих пяти групп только происхождение гировращающихся ионов имеет достаточно простое объяснение – это ионы, отраженные от скачка потенциала, существующего во фронте БУВ. Эти отраженные ионы совершают вращение в ММП перед фронтом БУВ и создают подножье БУВ. По поводу механизма образования всех остальных групп энергичных ионов существует множе-



**Рис. 1.** Схематическое изображение околосолнечной ударной волны и области ионного форшока в плоскости эклиптики. Вектор межпланетного магнитного поля касается в точке *a* фронта ударной волны. Граница, разделяющая область ионного форшока от плазмы невозмущенного солнечного ветра, изображена жирной линией, начинающейся в точках *b* и *c*.

ство предположений и моделей, но до сих пор общепринятого мнения о механизмах их возникновения нет. Весьма актуальная проблема — происхождение продольных пучков в форшоке — вызывает наибольший интерес, ей посвящено много публикаций, в том числе и данная работа.

## 2. СВОЙСТВА ПРОДОЛЬНЫХ ПУЧКОВ, СЛЕДУЮЩИЕ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

Свойства пучков ионов, движущихся вдоль границы ионного форшока перед фронтом квазиперпендикулярной ударной волны ( $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$ ) достаточно хорошо изучены [Paschmann et al., 1981; Bonifazi and Moreno, 1981; Fuselier, 1994; Eastwood et al., 2005; Oka et al., 2005; Burgess et al., 2012; Balogh and Treumann, 2013]. Мы их будем называть “продольные пучки”. Приведем здесь наблюдательные данные о типичных свойствах и параметрах этой популяции энергичных ионов: (1) — для типичного диапазона параметров околосолнечной БУВ продольные пучки характеризуются относительно узким спектром ионов по энергии и наблюдаются преимущественно в областях ударного фронта, где величина угла  $\theta_{Bn}$  лежит в интервале от  $60^\circ$  до  $85^\circ$ , т.е. в тех областях, где БУВ считается квазиперпендикулярной; (2) — свое движение они начинают из некоторой локальной области фронта квазиперпендикулярной БУВ и продолжают далее остронаправленно двигаться вдоль границы ионного форшока; (3) — из-

меренная скорость движения продольного пучка колеблется в пределах  $3-5 U$ , где  $U$  — скорость СВ; (4) — типичный энергетический спектр протонов пучка имеет максимум в районе 5 кэВ или больше, температура их  $100-700$  эВ, полная ширина спектра до  $30-40$  кэВ; (5) концентрация продольных протонных пучков составляет менее одного процента от концентрации протонов в плазме СВ.

## 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ПУЧКОВ

Все перечисленные выше наблюдательные свойства продольных пучков убедительно объясняются в работах [Кичигин, 2009, 2018]. В этих работах предложена простая модель ударного фронта, учитывающая величину перепада потенциала и его пространственный размер в рампе фронта БУВ. Эта модель, схематически представлена на рис. 2 и используется в данной работе. Хотя принятая нами модель довольно проста, тем не менее, она претендует на описание структуры околосолнечной БУВ, но главное достоинство модели — это то, что на ее основе получены почти все основные свойства продольных пучков. Одно из допущений модели — это одномерное приближение для каждого небольшого участка фронта вдоль поверхности ударной волны. Такой упрощенный подход обосновывается тем, что пространственный размер фронта ударной волны бесконечно мал по сравнению с радиусом кривизны околосолнечной БУВ, имеющей примерно форму параболоида. В модели также предполагается, что в пространственной области фронта, где расположен перепад потенциала, влияние магнитного поля на динамику ионов незначительно.

В принятой модели, в системе отсчета волны поток плазмы набегает по нормали к плоскости фронта (плоскость  $yz$ ) со скоростью  $u$ . Вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен под углом  $\theta$  к нормали и имеет компоненты  $B_x$  и  $B_z$ . Перепад потенциала сосредоточен в рампе шириной  $d$ , а электрическое поле на отрезке  $0 \leq x \leq d$  направлено навстречу набегающему потоку плазмы и линейно нарастает от нуля до амплитудного значения  $E_0$ . Конвекционное стационарное электрическое поле  $E_y = uB_z/c$  направлено вдоль оси  $y$ .

В рамках рассматриваемой упрощенной модели ударного разрыва, ион с зарядом  $q$  и массой  $m$  в окрестности фронта будет двигаться согласно уравнениям движения

$$dv_x/dt = qE_x/m + qv_y B_z/mc, \quad (1)$$

$$dv_y/dt = qE_y/m + q(v_z B_x - v_x B_z)/mc, \quad (2)$$

$$dv_z/dt = -qv_y B_x/mc, \quad (3)$$

в которых компоненты поля во всем пространстве

$$B_z = B \sin \theta, \quad B_x = -B \cos \theta, \quad E_y = u B \sin \theta / c,$$

где  $c$  – скорость света.

Для строго перпендикулярной МЗУВ ( $\theta = \pi/2$ ) уравнения (1)–(3), описывающие динамику ионов в рампе в плоскости  $xOy$ , имеют аналитическое решение:

$$x = (v_{x0} - v_d) \sin(\Omega_1 \omega_H t) / \Omega_1 + v_d \omega_H t,$$

$$v_x = (v_{x0} - v_d) \cos(\Omega_1 \omega_H t) + v_d, \quad v_y = \omega_H (ut - x),$$

где  $v_{x0}$  – начальная скорость ионов, попадающих в рампу,  $\omega_H$  – ионная циклотронная частота,  $\Omega = c E_0 (2e\varphi_A/m)^{-1/2} / B$ ,  $\Omega_1 = (1 + \Omega^2)^{1/2}$ ,  $v_d = u / \Omega_1^2$ . Как видно из этих формул, частица в рампе в данном случае совершает движение с постоянной скоростью  $v_d$ , на которое накладываются колебания с частотой  $\omega_H \Omega_1$ .

Для косых МЗУВ ( $0 < \theta < \pi/2$ ) в частном, но чрезвычайно важном для рассматриваемой проблемы случае, а именно, при описании динамики захваченных в рампе частиц, аналитическое решение тоже удалось найти. Это оказалось возможным вследствие того, что для захваченных в рампе ионов величина скорости  $v_x \ll u$ . Учитывая этот факт, в нулевом приближении в уравнении (2) можно положить  $v_x = 0$  и тогда система уравнений (2)–(3) имеет точное решение:

$$v_y = utg\theta \sin \tau_1, \quad v_z = utg\theta(1 - \cos \tau_1),$$

где  $\tau_1 = \omega_H t \cos \theta$ . Эти формулы описывают колебательные движения ионов в плоскости  $yOz$  с частотой  $\omega_H \cos \theta$ . В следующем приближении, учитывая принятые нами неравенства  $v_x \ll u$ ,  $\Omega \gg 1$ ,  $\Omega \gg \cos \theta$ , получим соотношения для координаты  $x$  и компоненты скорости  $v_x$ :

$$x = (v_{x0} - u \sin^2 \theta / \Omega^2) \sin(\Omega \omega_H t) / (\Omega \omega_H) + utg\theta \sin \theta \sin \tau_1 / (\omega_H \Omega^2),$$

$$v_x = (v_{x0} - u \sin^2 \theta / \Omega^2) \cos(\Omega \omega_H t) + u \sin^2 \theta \cos \tau_1 / \Omega^2.$$

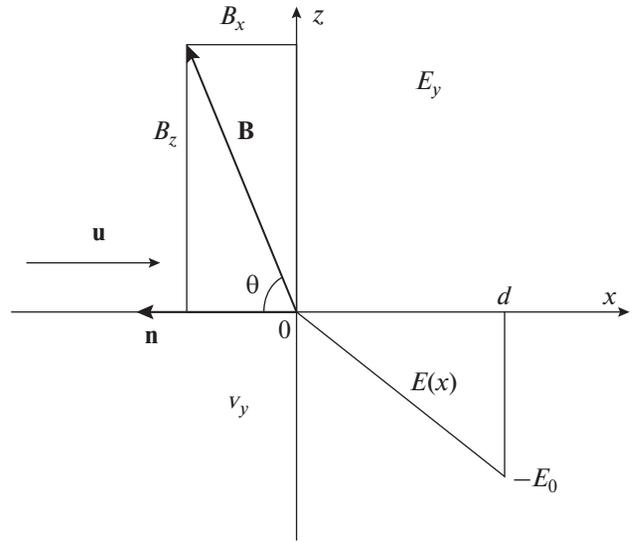
Из этих решений следует, что на колебания иона с частотой  $\omega_H \cos \theta$  накладываются колебания с более высокой частотой ( $\Omega \gg \cos \theta$ ).

Еще один случай – это динамика ионов в косой МЗУВ при  $\Omega \ll 1$ , в котором удалось найти приближенное аналитическое решение уравнений (1)–(3), которое имеет вид

$$x \approx G \sin(\Omega_2 \omega_H t) / (\omega_H \Omega_2),$$

где  $\Omega_2 = \Omega \cos \theta$ ,  $G = (u - v_{x0}) \sin^2 \theta + v_{x0}$ .

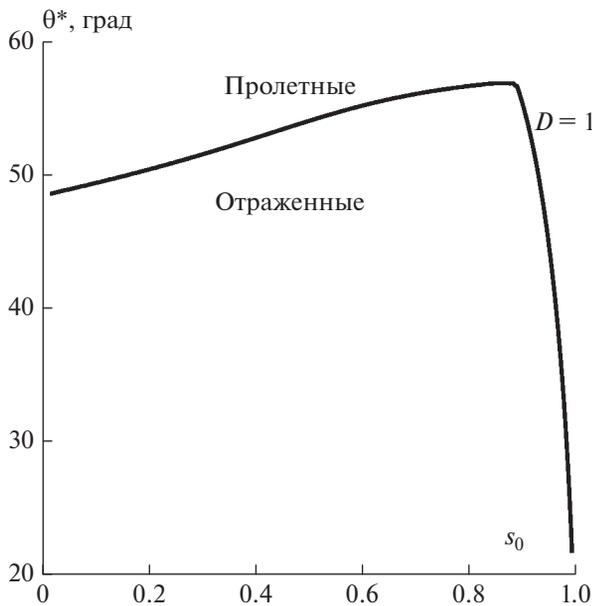
В других, более сложных ситуациях, уравнения (1)–(3) решались численными методами. Анализ полученных аналитических решений и результатов численных расчетов приводят к следующим заключениям:



**Рис. 2.** Модель структуры ударной волны, представленная в системе отсчета волны. Передняя плоскость рампы – это плоскость  $yOz$ ,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к рампе. Поток плазмы набегаёт перпендикулярно к плоскости  $yOz$  со скоростью  $\mathbf{u}$ . Вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен под углом  $\theta$  к нормали  $\mathbf{n}$  и имеет компоненты  $B_x$  и  $B_z$ . Перепад потенциала сосредоточен в рампе шириной  $d$ , электрическое поле на отрезке  $0 \leq x \leq d$  направлено навстречу набегающему потоку плазмы и линейно нарастает от нуля до амплитудного значения  $E_0$ . Конвекционное стационарное электрическое поле  $E_y = u B_z / c$  направлено вдоль оси  $y$  (перпендикулярно плоскости рисунка).

1. В системе отсчета, движущейся вместе с фронтом ударной волны, все ионы, набегающие на рампу косых МЗУВ с безразмерной скоростью  $s_0$  (нормированной на скорость  $u$ ), условно можно разделить на следующие категории: (а) пролетные – это те ионы, которые сходу пересекают рампу и больше никогда в него не возвращаются; (б) отраженные – это ионы, которые после простых или сложных движений в рампе, выходят из него и удаляются от рампы вверх по течению; (в) вращающиеся – это ионы, формирующие перед рампой подножье; (г) захваченные частицы – это ионы, которые в пределах рампы медленно перемещаются относительно него, поэтому длительное, но конечное время находятся в рампе. Как вращающиеся, так и захваченные ионы присутствуют во фронте МЗУВ временно. В итоге, и те и другие оказываются в строго поперечных МЗУВ только пролетными, а в косых МЗУВ – либо пролетными, либо отраженными.

2. Найден критический угол  $\theta^*$ , который разделяет плоскость  $s_0 \theta_{Bn}$ , на которой возможно существование косых МЗУВ, на две области. Пример такой кривой взят из работы [Кичигин, 2018] и приведен на рис. 3. В одной области (с углами  $90^\circ \geq \theta_{Bn} > \theta^*$ ) все набегающие на рампу МЗУВ ио-



**Рис. 3.** Зависимость предельного угла  $\theta^*$  от скорости падающих на рампы ионов  $s_0$  (в системе отсчета, движущейся вместе с фронтом БУВ). Приведенная на рис. кривая разделяет все налетающие на рампы ионы на пролетные (для значений  $\theta$  и  $s_0$ , находящихся выше кривой) и отраженные (для значений  $\theta$  и  $s_0$ , находящихся ниже кривой). Параметр  $D = 1$ .

ны становятся пролетными, а во второй (с углами  $0 < \theta_{Bn} < \theta^*$ ) — все набегающие ионы становятся отраженными. Величина критического угла  $\theta^*$ , разделяющего набегающие на рампы ионы на пролетные и отраженные, зависит как от скорости налетающих на рампы частиц  $s_0$ , так и от пространственного размера рампы ударного фронта БУВ, который контролируется параметром  $D = M_A \psi(c/\omega_{pi})/d$ , где  $M_A$  — альфвеновское число Маха,  $\psi$  — безразмерный перепад потенциала в рампе, нормированный на энергию набегающих на рампы ионов  $mu^2/2$ ,  $\omega_{pi} = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$  — плазменная ионная частота ( $n_0$  — плотность невозмущенной ударной волной плазмы).

3. При больших значениях параметра  $D$  ( $D \gg 1$ , что соответствует малым размерам рампы:  $d \ll c/\omega_{pi}$ ) для основной части налетающих на рампы ионов, имеющих скорость, близкую к скорости волны в системе отсчета БУВ ( $s_0 \approx 1$ ), критический угол имеет значение  $\theta^* \approx 52^\circ$ . Когда параметр  $D$  становится меньше единицы ( $D < 1$ , что соответствует размеру рампы  $d > c/\omega_{pi}$ ) для значений критического угла  $\theta^* > 60^\circ$  отраженные ионы полностью отсутствуют (см., например, рис. 3). При дальнейшем уменьшении параметра  $D$  для ионов, имеющих малую скорость (в системе отсчета БУВ  $s_0 \approx 0$ ), максимальное значение критического угла не превышает  $45^\circ$ , а для основной части ионов,

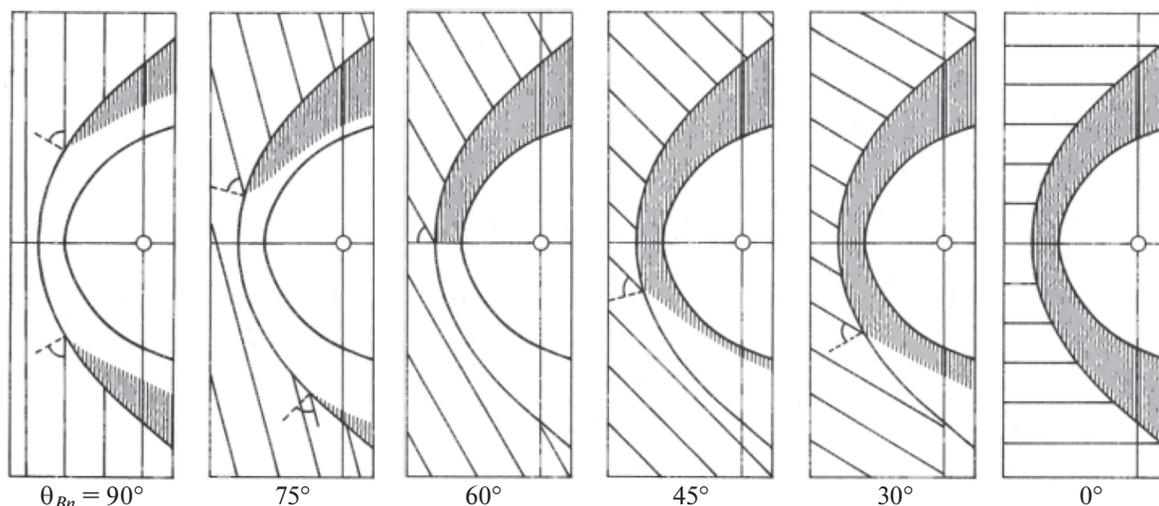
набегающих на рампы (в системе отсчета БУВ  $s_0 \approx 1$ ), критический угол  $\theta^*$  уменьшается и стремится к нулю при  $D \rightarrow 0$ . (Такая тенденция просматривается и на рис. 3).

4. В косых МЗУВ небольшая часть ионов, вследствие малой начальной скорости (в системе отсчета БУВ  $s_0 \approx 0$ ), в процессе медленного разворота в рампе оказываются временно захваченными. Эти ионы за счет серфотронного ускорения в рампе приобретают энергию вплоть до  $2D^2 mu^2$  (при  $\theta^* \approx \pi/2$ ), с такой энергией ионы выходят из рампы навстречу набегающему потоку плазмы под малым углом  $\approx (\pi/2 - \theta^*)/2$  к плоскости фронта БУВ, образуя популяцию отраженных частиц. В околосредней ударной волне предельная энергия отраженных ионов ( $2D^2 mu^2$ ) при  $\theta^* \approx \pi/2$  может достигать значений порядка 1 МэВ. Предельная энергия отраженных ионов уменьшается в зависимости от угла  $\theta^*$  как  $1/\cos^2 \theta^*$  (при условии  $\pi/4 < \theta^* < \pi/2$ ). В работах (Кичигин, 2009; Кичигин 2018) полагается, что эти отраженные ионы формируя границу ионного форшока, движутся остронаправленно вдоль этой границы и именно они представляют популяцию так называемых продольных пучков (field-aligned beam — FAB).

5. Вследствие серфотронного ускорения в рампе энергия захваченных ионов имеет резкий пик в точке, в которой угол  $\theta_{Bn}$  равен критическому ( $\theta_{Bn} = \theta^*$ ). В ближайшей окрестности критического угла  $\theta^*$ , с одной стороны, где  $\theta_{Bn} > \theta^*$ , все захваченные в ударном фронте ионы окажутся в итоге пролетными, имеющими максимальную энергию  $\approx D^2 mu^2$ , с другой стороны, где  $\theta_{Bn} < \theta^*$  все захваченные ионы окажутся в итоге отраженными, максимальная энергия которых  $\approx 2D^2 mu^2$ . Таким образом, если рассматривать случай околосредней БУВ, то около точки  $\theta_{Bn} = \theta^*$  на профиле ударного фронта как пролетные, так и отраженные ионы будут иметь максимальные энергии. Именно из этой точки (точка "b" на рис. 1) энергичные отраженные ионы начинают свое остронаправленное движение, образуя наблюдаемую на КА эжекцию продольных пучков, которые образуют границу ионного форшока.

#### 4. СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ ИОННОГО ФОРШОКА, СЛЕДУЮЩИХ ИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что в рамках идеологии, приведенной в работах [Кичигин, 2009, 2018], достаточно убедительно объясняются как физические основы происхождения продольных пучков, так и наблюдательные данные, полученные при исследовании



**Рис. 4.** Вид магнитослоя в плоскости эклиптики при различных углах  $\theta_{Bn}$ . Заштрихованные области — это области, заполненные энергичными ионами. Показанный на рисунке угол, расположенный на границе заштрихованной области (локальный в данной точке ударной волны угол  $\theta_{Bn}$ ) равен  $60^\circ$ . (Данный рисунок — это рис. 7 из работы [Crooker et al., 1981]).

ионного форшока околоземной БУВ. Начнем с наблюдений, полученных в работе [Crooker et al., 1981], в которой с помощью приборов, установленных на спутниках ISEE 1 и ISEE 3, в окрестности околоземной ударной волны в августе–сентябре 1978 г. измерялся энергетический спектр ионов и направление ММП. В результате анализа спутниковых данных авторы работы [Crooker et al., 1981] пришли к следующим выводам: (1) — источник энергичных ионов находится не в магнитослое и не на магнитопаузе, а вероятнее всего — во фронте БУВ; (2) — энергичные ионы в магнитослое, а также популяции промежуточных и диффузных ионов перед фронтом БУВ присутствуют (отсутствуют) только тогда, когда угол  $\theta_{Bn} < 60^\circ$  ( $\theta_{Bn} > 60^\circ$ ). На рисунке 4 (это рис. 7 из работы [Crooker et al., 1981]) приведены картинки, на которых изображены области магнитослоя, где, согласно мнению авторов, присутствуют энергичные ионы. Наличие энергичных ионов в указанных на рис. 4 областях магнитослоя вполне объяснимо в рамках нашей модели: энергичные ионы из заштрихованных областей, указанных на рис. 1, вполне закономерно могут оказаться в заштрихованных областях, отмеченных на рис. 4. Далее, если предположить, что ширина фронта околоземной БУВ, которую исследовали авторы работы [Crooker et al., 1981], была порядка  $c/\omega_{pi}$  (параметр  $D \sim 1$ ), что вполне приемлемо, то результаты работы [Crooker et al., 1981] можно уверенно интерпретировать в рамках нашей модели, согласно которой для параметра  $D \sim 1$  критический угол  $\theta^*$ , больше которого перед фронтом БУВ отсутствуют продольные пучки (отраженные ионы), примерно равен  $60^\circ$  (см. рис. 3).

Критический угол  $60^\circ$  фигурирует также в работах [Oka et al., 2005; Kis et al., 2007]. Авторы работы [Oka et al., 2005] в октябре 1995 г. с помощью аппаратуры, расположенной на спутнике Geotail, исследовали свойства продольных пучков в области ионного форшока, расположенного на утренней стороне околоземной ударной волны. Они обнаружили, что если перемещаться от области квазипараллельного участка околоземной БУВ (где  $\theta_{Bn} < 45^\circ$ ) вдоль ударного фронта в направлении к подсолнечной точке (угол  $\theta_{Bn}$  при этом растет), то за точкой ударного фронта околоземной БУВ, где  $\theta_{Bn} = 60^\circ$ , величина потока продольных пучков резко падает. Цитата из абстракта работы [Oka et al., 2005]: “We have then compared the FAB flux normalized by the solar wind flux,  $F$ , with the shock angle  $\theta_{Bn}$  and have found that  $F$  falls off rapidly just above  $\theta_{Bn} > 60^\circ$ , but it maintains significant level ( $F = 0.01\%$ ) up to  $75^\circ$ ”. Это адекватно объясняется нашей моделью, в рамках которой такой поток при  $\theta_{Bn} > 60^\circ$  должен отсутствовать. (Присутствие мизерного количества продольных пучков при  $\theta_{Bn} > 60^\circ$ , наличие которых отмечают авторы работы [Oka et al., 2005], можно объяснить рассеянием пучков на колебаниях и волнах).

В работе [Kis et al., 2007] с использованием данных аппаратуры спутника Cluster (Cluster spacecraft) исследовалось рассеяние продольных пучков перед ударным фронтом околоземной БУВ. Во-первых, авторы работы [Kis et al., 2007] обнаружили, что продольные пучки движутся остронаправленно, а поперечный разброс по скоростям может расти за счет рассеяния их на колебаниях плазмы. Далее, они пишут: “Taking into

consideration the direction of the interplanetary magnetic field, the solar wind and the beam velocities and the position and shape of the bow shock, we have calculated the trajectory and the point of origin of the FAB on the bow shock surface. The results show that the FAB originates on the quasi-perpendicular side of the bow shock at a position where the  $\theta_{Bn} = 60^\circ$ . This is also in good agreement with earlier observations...". Изложенный в приведенной цитате вывод полностью вписывается в нашу концепцию.

### 5. ЭФФЕКТ ТРОИЦКОЙ-БОЛЬШАКОВОЙ В СВЕТЕ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МОДЕЛИ

Еще один пример, в котором можно использовать нашу модель, касается эффекта Троицкой-Большаковой [Большакова и Троицкая, 1968; Большакова и др., 1987; Potarov et al., 2018]. Троицкая и Большакова обнаружили влияние ориентации ММП на амплитудный режим дневных устойчивых геомагнитных пульсаций  $Pc3$ . Они установили, что амплитуда регистрируемых на Земле пульсаций  $Pc3$  падает до нуля, когда отклонение вектора ММП от линии Солнце–Земля равно  $90^\circ$ . В настоящее время по поводу происхождения пульсаций  $Pc3$  установлено: (1) – имеется почти стопроцентная корреляция между регистрацией на Земле пульсаций  $Pc3$ , и наличием волн в пространственной области перед ударным фронтом околоземной БУВ, примыкающей к подсолнечной точке; (2) – волны в этой области возникают за счет неустойчивости потока быстрых ионов, движущихся перед фронтом околоземной БУВ [Guglielmi, 1974; Потапов, 1974]. Другими словами, в отсутствие быстрых пучков ионов перед фронтом околоземной БУВ волны в СВ не генерируются, а, следовательно, пульсации  $Pc3$  на Земле не регистрируются.

Эффект Троицкой-Большаковой, т.е. исчезновение пульсаций  $Pc3$  при  $\theta_{Bn} = 90^\circ$ , вполне объясним в рамках нашей модели. Вначале отметим, что для строго перпендикулярной МЗУВ ( $\theta_{Bn} = 90^\circ$ ) перед ее фронтом временно находятся только вращающиеся ионы, создающие подножье, а отраженных ионов (т.е. убегающих от рампы вниз по потоку) здесь не может быть в принципе. Если волна косая ( $\theta_{Bn} < 90^\circ$ ), то, как это следует из нашей модели, быстрые ионы перед фронтом БУВ будут отсутствовать для углов  $\theta_{Bn}$ , больше критического, т.е. в интервале  $\theta^* < \theta_{Bn} < 90^\circ$ . Для околоземной БУВ при  $\theta_{Bn} = 90^\circ$  в подсолнечной точке и для значений параметра  $D \sim 1$  область отсутствия продольных пучков ионов в окрестности подсолнечной точки будет максимальной при величине критического угла  $\theta^* = 60^\circ$ . Таким образом, из нашей модели следует, что если в подсолнечной точке  $\theta_{Bn} = 90^\circ$ , то перед околоземной ударной волной, в конусе углов  $60^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$  быстрые ио-

ны и, следовательно, колебания будут отсутствовать, поэтому, согласно эффекту Троицкой–Большаковой, пульсации  $Pc3$  на Земле регистрироваться не будут.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как величина минимального критического угла, примерно равного  $60^\circ$ , так и другие свойства продольных пучков, следующие из нашей модели, уверенно согласуются с результатами наблюдений, приведенных в работах [Crooker et al., 1981; Oka et al., 2005; Kis et al., 2007]. Также, в рамках нашей модели находит достаточно простое объяснение эффект Троицкой–Большаковой [Большакова и Троицкая, 1968].

### 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит В.Г. Еселевича за внимание к работе и полезные обсуждения. Автор особо признателен рецензенту за весьма полезные замечания.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ И.16.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Большакова О.В., Троицкая В.А. Связь между направлением межпланетного магнитного поля с режимом устойчивых колебаний // ДАН. Т. 180(№ 2). С. 343–346. 1968.
- Большакова О.В., Троицкая В.А., Русакова Т.Б. Контроль межпланетным магнитным полем пульсаций  $Pc3$  в солнечном ветре и на Земле // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 27. № 2. С. 345–346. 1987.
- Кичигин Г.Н. О происхождении энергичных частиц в области форшока околоземной ударной волны // Письма в астроном. журн. Т. 35. № 4. С. 295–303. 2009.
- Кичигин Г.Н. Динамика ионов во фронте магнито-звуковых ударных волн // Солнечно-земная физика. Т. 4. № 4. С. 23–31. 2018. <https://doi.org/10.12737/szf-44201803>
- Потапов А.С. Возбуждение геомагнитных пульсаций  $Pc3$  перед фронтом околоземной ударной волны пучком отраженных ионов // Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. Т. 34. С. 3–12. 1974.
- Balogh A., Treumann R.A. Physics of Collisionless Shocks. Springer Science Business Media. N.Y. 2013. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2>
- Bonifazi C., Moreno G. Reflected and Diffuse Ions Backstreaming From the Earth's Bow Shock 1. Basic Properties // J. Geophys. Res. V. 86. P. 4397–4404. 1981a.
- Bonifazi C., Moreno G. Reflected and Diffuse Ions Backstreaming From the Earth's Bow Shock 2. Origin // J. Geophys. Res. V. 86. P. 4405–4412. 1981b.

- *Burgess D., Möbius E., Scholer M.* Ion acceleration at the Earth's bow shock // *Space Sci. Rev.* V. 173. P. 5–47. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9901-5>
- *Crooker N.U., Eastman T.E., Frank L.A., Smith E.J., Russell C.T.* Energetic Magnetosheath Ions and the Interplanetary Magnetic Field Orientation // *J. Geophys. Res.* V. 86. № A6. P. 4455–4460. 1981.
- *Eastwood J.P., Lucek E.A., Mazelle C., Meziane K., Narita Y., Pickett J., Treumann R.A.* Foreshock // *Space Sci. Rev.* V. 118. P. 41–94. 2005. <https://doi.org/10.1007/s11214-005-3824-3>
- *Guglielmi A.V.* Diagnostics of the magnetosphere and interplanetary medium by means of pulsations // *Space Sci. Rev.* V. 16. P. 331–345. 1974.
- *Kis A., Scholer M., Klecker B., Kucharek H., Lucek E.A., Rème H.* Scattering of field-aligned beam ions upstream of Earth's bow shock // *Ann. Geophys.* V. 25. P. 785–799. 2007. <https://www.ann-geophys.net/25/785/2007>
- *Oka M., Terasawa T., Saito Y., Mukai T.* Field-aligned beam observations at the quasi-perpendicular bow shock: Generation and shock angle dependence // *J. Geophys. Res.* V. 110. A05101-116. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010688>
- *Paschmann G., Skopke I., Papamastorakis J., Asbridge J.R., Bame S.J., Gosling J.T.* Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* V. 86. P. 4355–4364. 1981. <https://doi.org/10.1029/JA086iA06p0435>
- *Potapov A.S., Polyushkina T.N., Guglielmi A.V.* Troitskaya–Bolshakova effect as a manifestation of the solar wind wave turbulence // *Planet. Space Sci.* V. 151. P. 78–84. 2018.

УДК 550.385

## ДИНАМИКА ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ РАЗНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 2021 г. Н. А. Власова<sup>1</sup>, \*, В. В. Калегаев<sup>1</sup>, И. С. Назарков<sup>1</sup><sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия

\*e-mail: nav19iv@gmail.com

Поступила в редакцию 11.08.2020 г.

После доработки 15.09.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Представлены результаты исследования зависимости динамики потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли от интенсивности геомагнитной бури. Рассмотрены 22 геомагнитные бури с  $|Dst|_{\max}$  от  $\sim 50$  нТл до  $\sim 200$  нТл. Исследования основаны на экспериментальных данных по потокам электронов с энергией  $\sim 2$  МэВ, полученных с космического аппарата Van Allen Probe в сердцевине радиационных поясов и ИСЗ GOES на геостационарной орбите. Показано, что доминирующее влияние на динамику релятивистских электронов в сердцевине внешнего радиационного пояса Земли во время сильных магнитных бурь с  $|Dst|_{\max} \sim \geq 120$  нТл оказывают глобальные изменения магнитосферного магнитного поля, приводящие к адиабатическим вариациям потоков релятивистских электронов.

DOI: 10.31857/S0016794021030184

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитосфера Земли — самосогласованная система, сформированная магнитным полем Земли под воздействием солнечного ветра. Вариации параметров межпланетной среды приводят к изменению магнитосферного магнитного поля и проявляются в динамике популяций заряженных частиц разных энергий. Одной из таких популяций, а также важным фактором космической погоды, является внешний электронный радиационный пояс, впервые зарегистрированный в эксперименте на ИСЗ Спутник-2, проведенном коллективом сотрудников НИИЯФ МГУ под руководством С.Н. Вернова [Vernov et al., 1960].

Наиболее значительные изменения внешнего электронного радиационного пояса Земли наблюдаются во время геомагнитных бурь, поэтому естественно предположить, что вариации магнитосферного магнитного поля должны быть одним из главных факторов, управляющих динамикой потоков электронов внешнего радиационного пояса (РП). Вариации внешнего электронного РП могут происходить при сохранении адиабатических инвариантов при условии относительно медленных изменений геомагнитного поля по сравнению с характерными временами движения электронов. Именно такая ситуация может наблюдаться во время геомагнитной бури. При этом

могут регистрироваться изменения потоков электронов, не связанные с реальными потерями частиц.

На главной фазе геомагнитной бури обычно наблюдается падение интенсивности потока релятивистских электронов внешнего РП. В работе [McIlwain, 1966] был впервые предложен механизм, приводящий к падению потока электронов РП на главной фазе геомагнитной бури и связанный с адиабатическим расширением дрейфовых оболочек внутренней магнитосферы, — так называемый  $Dst$ -эффект. В работе [Lazutin et al., 2018] сделан вывод, что на главной фазе геомагнитной бури основной причиной падения потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса является адиабатическое охлаждение, связанное с депрессией магнитного поля во внутренней магнитосфере.

Наряду с адиабатическим механизмом вариаций потоков захваченных электронов в радиационных поясах, несомненно, присутствуют и процессы, приводящие к реальным потерям. Основными механизмами потерь частиц на главной фазе геомагнитной бури считаются выпячивания частиц при взаимодействии с волнами вследствие питч-угловой диффузии и потери электронов при смещении магнитопаузы [Тверской, 1968, 2004]. В результате резонансного взаимодействия с низ-

кочастотными волнами либо с плазмосферными шипениями происходит изменение питч-углового распределения захваченных частиц, приводящее к их высыпанию в атмосферу из конуса потерь [Shprits et al., 2008; Xiao et al., 2014]. Увеличение давления солнечного ветра может привести к компрессии магнитосферы, при этом внешняя часть популяции захваченных электронов может оказаться на разомкнутых  $L$ -оболочках. Результатом такого процесса становится выход энергичных электронов за пределы магнитосферы [Turner et al., 2012].

В результате адиабатических и неадиабатических процессов на фазе восстановления геомагнитной бури поток релятивистских электронов внешнего радиационного пояса может возрасти, уменьшиться или остаться неизменным по сравнению с добуравым уровнем [Friedel et al., 2002; Reeves et al., 2003; Anderson et al., 2015; Moya et al., 2017]. Один из основных процессов при формировании РП — это движение частиц внутрь РП в процессе диполизации [Тверской, 1968, 2004]. На фазе восстановления геомагнитной бури происходит втягивание силовых линий геомагнитного поля из хвоста магнитосферы в область захваченной радиации — обратный  $Dst$ -эффект. Теория магнитной диффузии вследствие возникновения индукционных полей при внезапных импульсах геомагнитного поля обосновывает существование диффузионных волн потоков релятивистских электронов [Тверской, 1968, 2004]. Механизм “ударной” инъекции частиц под действием внезапного биполярного импульса геомагнитного поля объясняет очень быстрое (в течение нескольких минут) появления или усиление радиационного пояса [Павлов и др., 1993].

Важным фактором, влияющим на динамику радиационных поясов, является сильный импульс давления солнечного ветра, в результате воздействия которого может возникать кольцевой ток, после чего происходит смещение внутренней границы и максимума потоков электронов внешнего электронного пояса вглубь магнитосферы Земли [Калегаев и др., 2015; Власова и др., 2020]. “Буревая” инъекция — процесс, состоящий из двух этапов и ускоряющий популяцию частиц плазменного слоя под воздействием сначала суббуревой активности (до первых сотен кэВ), а затем за счет взаимодействия с волнами до субрелятивистских и релятивистских энергий (например, обзор [Baker et al., 2018] и ссылки в нем). В качестве главных механизмов ускорения электронов до релятивистских энергий рассматриваются резонансное взаимодействие между электронами и ОНЧ-волнами (например, [Horne et al., 2005]) и быстрая, меняющаяся во времени, радиальная диффузия электронов под воздействием УНЧ-волн (например, [Ukhorskiy et al., 2006]).

В работе [Reeves et al., 2013] в качестве механизмов пополнения внешнего электронного радиационного пояса предполагается два класса процессов: перенос и ускорение от источника частиц, расположенного вне радиационных поясов (радиальное ускорение) и ускорение низко-энергичных электронов до релятивистских энергий непосредственно в сердцевине радиационных поясов (локальное ускорение). В работе [Zhao et al., 2017] приведены результаты корреляционного анализа функции плотности в фазовом пространстве электронов и различных параметров солнечного ветра и ММП и геомагнитных индексов, которые свидетельствуют о том, что для увеличения функции плотности в фазовом пространстве электронов наиболее важно суббуревое ускорение электронов. В работе [Antonova et al., 2018] кроме “суббуревое” ускорения подчеркнута роль адиабатического ускорения.

Не до конца решенная проблема — влияние факторов межпланетной среды на динамику внешнего электронного пояса. Среди наиболее часто упоминаемых параметров можно назвать скорость солнечного ветра [Paulikas and Blake, 1979], южную ориентацию межпланетного магнитного поля [Blake et al., 1997] и низкую плотность солнечного ветра [Lyatsky and Khazanov, 2008]. В работе [Newell et al., 2007] рассматривается геоэффективность различных функций связи, в частности, комбинация северной компоненты ММП ( $B_z$ ) и скорости солнечного ветра ( $V_{sw}$ ), как одного из наиболее важных геоэффективных параметров. Периодические осцилляции геомагнитного поля ультранизкой частоты при увеличении скорости и плотности солнечного ветра и длительной южной ориентации ММП оказывают влияние на динамику радиационных поясов [Georgiou et al., 2018]. В работе [Власова и др., 2020] делается предположение, что этот механизм способствует движению электронов вглубь радиационных поясов в течение продолжительного периода устойчивой ориентации электрического поля “утро—вечер” в ночной магнитосфере и является необходимым условием для роста интенсивности потоков внешнего электронного радиационного пояса Земли на фазе восстановления геомагнитных бурь.

Воздействие факторов межпланетной среды на динамику внешнего радиационного пояса реализуется через вариации магнитосферного магнитного поля, наиболее значительные в ходе магнитных бурь. В свою очередь, вариации магнитного поля приводят к разнообразным физическим явлениям в магнитосфере, изменяющим состояние внешнего радиационного пояса.

Цель настоящей работы — исследование динамики потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса во время бурь разной

**Таблица 1.** Список геомагнитных бурь

№	Дата	Интенсивность бури: $ Dst _{\max}$ , нТл	№	Дата	Интенсивность бури: $ Dst _{\max}$ , нТл
1	2012 10 01	122	12	2015 06 23	204
2	2013 03 17	132	13	2015 10 07	124
3	2013 06 01	124	14	2015 12 14	47
4	2013 06 29	102	15	2015 12 20	155
5	2013 07 06	87	16	2016 01 01	110
6	2013 10 02	72	17	2016 01 20	93
7	2013 12 08	66	18	2016 03 06	98
8	2014 02 23	54	19	2017 05 28	125
9	2014 02 27	97	20	2017 09 08	124
10	2014 08 27	79	21	2018 08 26	174
11	2015 03 17	222	22	2019 08 05	53

интенсивности на основе экспериментальных данных, полученных в сердцевине радиационных поясов на КА Van Allen Probes и в области геостационарной орбиты на ИСЗ GOES.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Исследование основано на экспериментальных данных по потокам релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли с энергией 2.1 МэВ, полученных с космического аппарата (КА) Van Allen Probes-A (VAP), первое название миссии – Radiation Belt Storm Probes (RBSP), (<http://vanallenprobes.jhuapl.edu>). КА VAP – 2 идентичных спутника (*a* и *b*), которые функционировали на высокоэллиптической орбите с 2012 г. по 2019 г.: наклонение  $-10^\circ$ ; период обращения – 9 ч; апогей  $\sim 6 R_E$ ; перигей  $\sim 600-700$  км. Ось вращения КА VAP была стабилизирована и направлена на Солнце. Одна из основных целей миссии Radiation Belt Storm Probes – исследование сердцевины радиационных поясов Земли [Mauk et al., 2013]. В представленной работе использованы усредненные по углам данные прибора REPT (Relativistic Electron Proton Telescope), входящего в аппаратуру ECT (Energetic Particle, Composition, and Thermal Plasma Suite) [Spence et al., 2013].

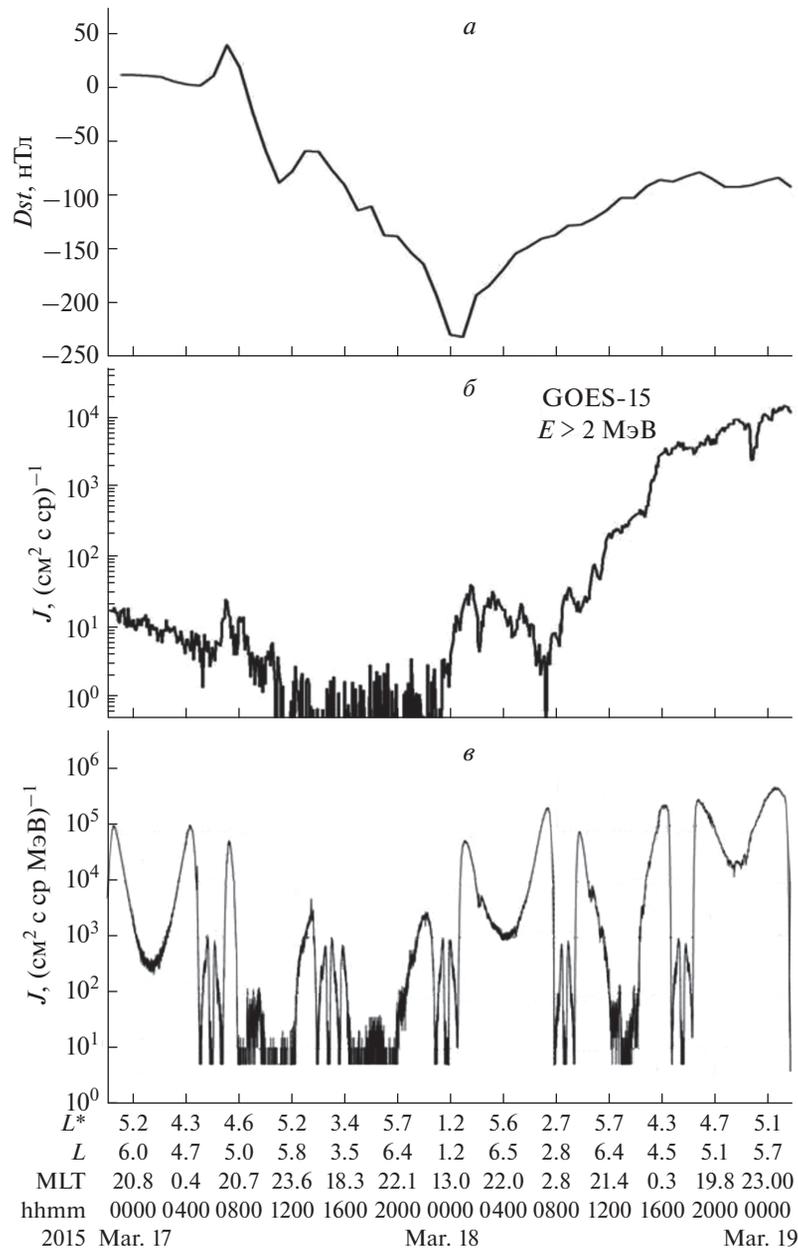
В работе также использованы экспериментальные данные по потокам релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли с энергией  $>2$  МэВ с ИСЗ GOES с прибора SEM (Space Environment Monitor) (<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes>). ИСЗ GOES-15 находится на геостационарной орбите (ГСО). Геомагнитная активность магнитосферы Земли характеризовалась геомагнитным индексом –  $Dst$ -вариацией (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>). Экспериментальные результаты получены на основе анализа динамики потоков реля-

тивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли во время 22 геомагнитных бурь в период функционирования КА VAP (2012–2019 гг.) (табл. 1).

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Классическая картина динамики потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли во время геомагнитной бури – это падение потока электронов на главной фазе бури на фоне глобального уменьшения магнитного поля во внутренней магнитосфере и последующее полное или частичное восстановление или увеличение потока электронов на фазе восстановления (например, рис. 1). Несомненно связь вариаций потоков с изменениями магнитосферного магнитного поля, однако прогнозирование величины минимального и восстановленного потоков электронов во время и после геомагнитной бури пока не представляется возможным.

Исследование параметров внешнего радиационного пояса на разных фазах магнитных бурь разной интенсивности позволяет получить статистические закономерности, отражающие зависимость динамики внешнего радиационного пояса от вариаций магнитного поля. Нами были рассмотрены 22 бури в максимально возможном диапазоне величин  $Dst$ -вариации (от  $\sim -50$  нТл до  $\sim -200$  нТл), произошедшие в 2012–2019 гг. (табл. 1). “Выбраковки” бурь не производилось, то есть все полученные данные были использованы для дальнейшего анализа. По данным КА VAP и ИСЗ GOES были определены параметры, характеризующие интенсивность потоков электронов в максимуме радиационного пояса до момента ( $SC$ ) внезапного начала бури ( $J_0$ ), в максимуме бури (минимальный поток  $J_{\min}$ ) и после бури ( $J_{\max}$ ). По

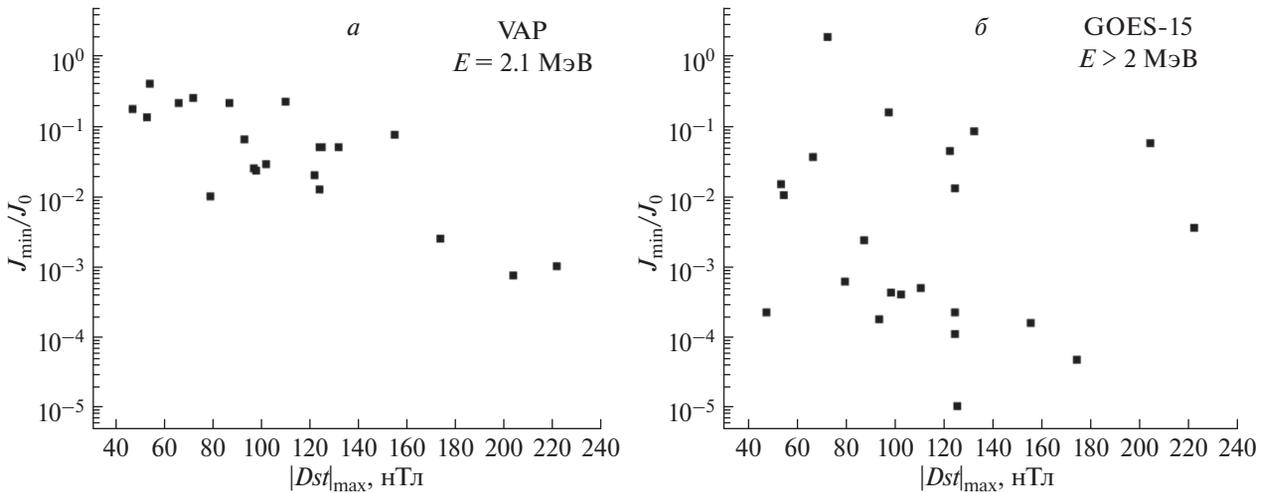


**Рис. 1.** Временные профили 17–18.III.2015: (а) –  $Dst$ -вариации; (б) – потока электронов с  $E > 2$  МэВ по данным ИСЗ GOES; (в) – потока электронов с  $E = 2.1$  МэВ по данным КА VAP.

данным КА VAP было определено положение максимума радиационного пояса по параметру  $L$  после бури ( $L_{\max}$ ) и построено распределение  $L_{\max}$  в зависимости от максимального за время бури значения модуля  $Dst$ -вариации –  $|Dst|_{\max}$ . Для анализа данных были использованы функциональные возможности, предоставляемые на сайте Центра данных оперативного космического мониторинга НИИЯФ МГУ в разделе “Космическая погода” (<http://swx.sinp.msu.ru/>) [Kalegaev et al., 2019].

При определении величин параметров, характеризующих динамику потока электронов, невозможно было добиться полного подобия во всех событиях, вследствие различий временных профилей бурь, а также геомагнитных ситуаций во время предысторий и на фазах восстановления. Это повлияло на большой разброс значений параметров в полученных распределениях в зависимости от  $|Dst|_{\max}$ .

Импульс давления солнечного ветра, вариации межпланетного магнитного поля существен-



**Рис. 2.** Зависимость от максимального за время бури значения модуля  $Dst$ -вариации величины отношения: (а) — минимального потока электронов к потоку до бури в максимуме РП по данным КА VAP; (б) — минимального потока электронов к потоку до бури в дневном секторе ГСО по данным ИСЗ GOES.

ным образом влияют как на величину потока электронов в максимуме РП, так и на положение максимума по  $L$ -параметру (например, [Власова и др., 2020]). В то же время, спутники регистрируют потоки электронов в максимуме пояса с задержкой, определяемой параметрами орбиты, что затрудняет оценку отклика радиационного пояса на вариации межпланетной среды и магнитосферного поля. На ГСО рассматривались величины потока в максимуме суточного хода, то есть в дневном секторе магнитосферы. Минимальный поток частиц наблюдается близко к максимуму бури (рис. 1). КА VAP может в это время находиться в другой точке орбиты, так как максимум РП КА VAP проходит примерно через каждые 4 ч. Это вносит некоторую неточность в определение минимального потока в сердцевине РП. По полученным значениям выбранных параметров построены графики зависимости величины отношения  $J_{\min}$  к  $J_0$  от  $|Dst|_{\max}$  для сердцевины РП по данным КА VAP и для ГСО по данным ИСЗ GOES, рис. 2а и 2б соответственно.

Можно видеть, что для ГСО закономерности в распределении экспериментальных точек не наблюдается (рис. 2б). В то же время, для сердцевины РП по данным КА VAP наблюдается явная тенденция к уменьшению отношения  $J_{\min}/J_0$  с увеличением  $|Dst|_{\max}$ , несмотря на разброс точек за счет возможного неоднозначного определения параметров  $J_{\min}$  и  $J_0$  (рис. 2а). Результат кажется очевидным, но именно он является свидетельством того, что вариации магнитосферного магнитного поля во время бури являются одним из основных факторов, определяющих динамику потоков электронов внешнего радиационного пояса. Можно предположить, что большой раз-

брос экспериментальных точек по данным с ГСО (рис. 2б) связан с действием других факторов, влияющих на изменение потока электронов на главной фазе бури. Экспериментальные точки на рис. 2б преимущественно лежат ниже соответствующих точек на рис. 2а, что может быть следствием потерь электронов именно в области ГСО, на внешних  $L$ -оболочках. Один из таких процессов — уход за магнитопаузу на начальной фазе бури. Случаи превышения величины  $J_{\min}/J_0$  на ГСО по сравнению с сердцевиной РП могут быть объяснены пополнением потока на ГСО как за счет частиц, которые переносятся из РП наружу вследствие  $Dst$ -эффекта, так и за счет частиц,двигающихся внутрь РП вследствие дрейфа в скрещенных геомагнитном и электрическом ( $-B_z V_{sw}$ ) полях. Для главной фазы геомагнитной бури характерны большие величины южной компоненты ( $B_z$ ) межпланетного магнитного поля и высокие скорости ( $V_{sw}$ ) солнечного ветра, что благоприятствует развитию разнообразных процессов в ночной и в дневной области магнитосферы, приводящих, как к увеличению потоков на ГСО, так и к их падению.

При определении величины потока электронов на фазе восстановления бури присутствует некоторая неоднозначность, связанная с различной длительностью фаз восстановления, а также с влиянием часто наблюдаемой на фазе восстановления дополнительной геомагнитной активности. Построены графики зависимости величины отношения  $J_{\max}$  к  $J_{\min}$  от  $|Dst|_{\max}$  по данным КА VAP и по данным ИСЗ GOES — рис. 3а и 3б, соответственно. Можно видеть, что, несмотря на разброс точек за счет возможного неоднозначного определения параметров  $J_{\max}$  и  $J_{\min}$ , для сердцеви-

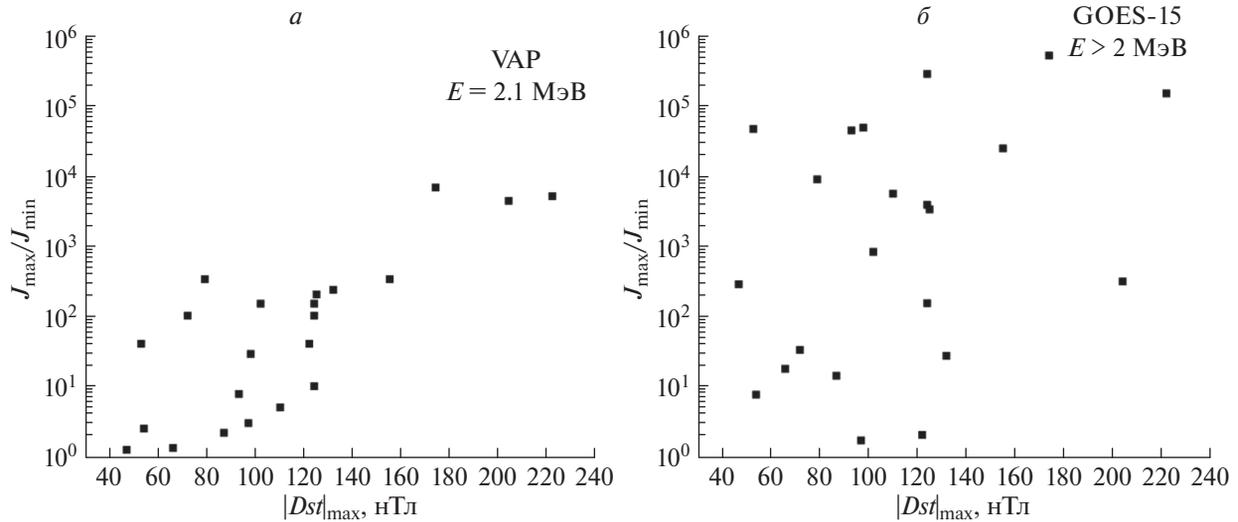


Рис. 3. Зависимость от максимального за время бури значения модуля  $Dst$ -вариации величины отношения: (а) — потока электронов на фазе восстановления бури к минимальному потоку в максимуме РП по данным КА VAP; (б) — потока электронов на фазе восстановления бури к минимальному потоку в дневном секторе ГСО по данным ИСЗ GOES.

ны РП существует явная зависимость от  $|Dst|_{\max}$  (рис. 3а), в то время как на ГСО зависимость от интенсивности бури практически не наблюдается (рис. 3б), так же как и на рис. 2б.

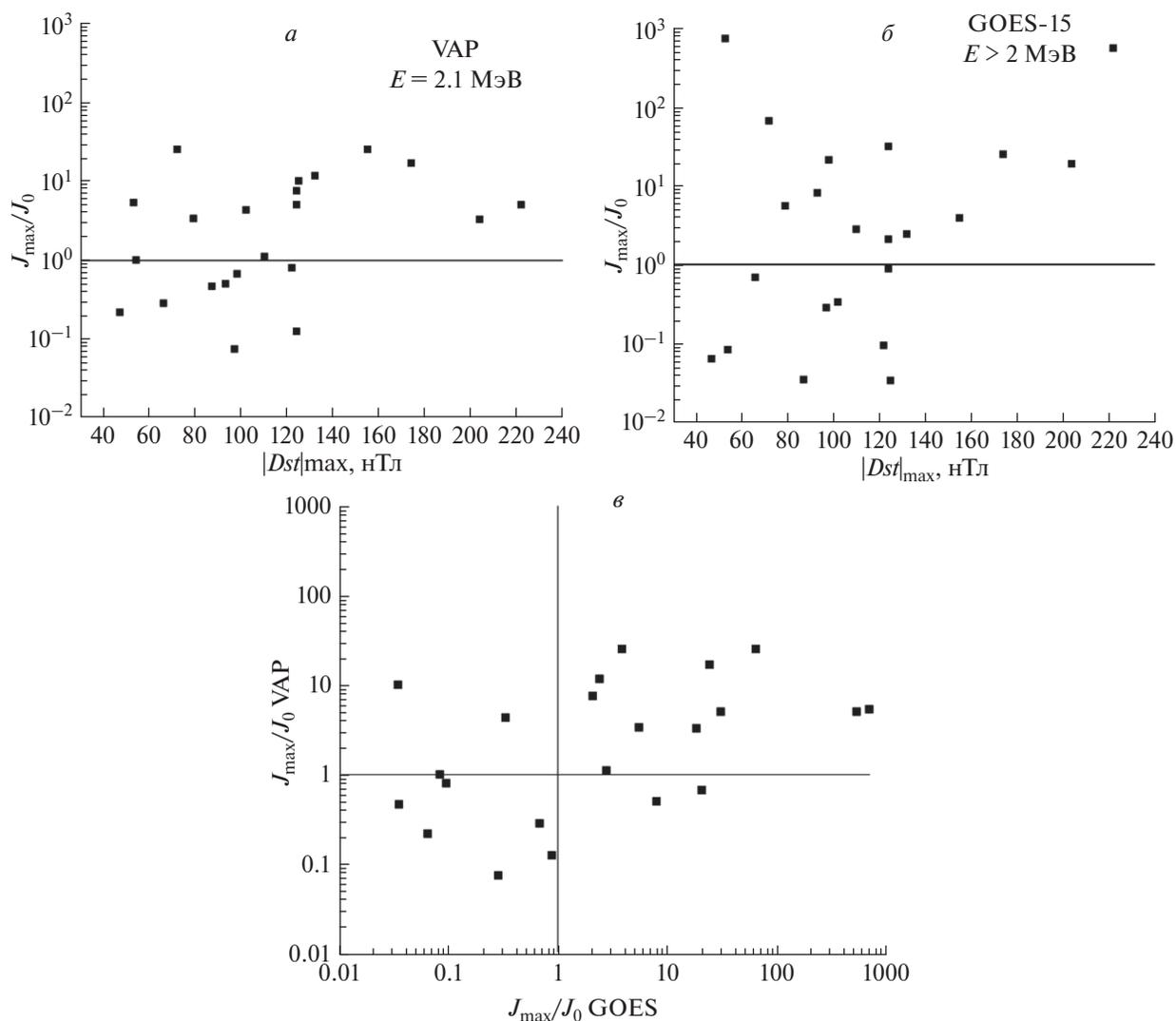
Для исследуемых 22 бурь результаты расчета отношения  $J_{\max}$  к  $J_0$  (рис. 4а и 4б) свидетельствуют о превышении потока на фазе восстановления бури над добуревым уровнем как в сердцевине РП, так и на ГСО примерно в одинаковом количестве событий и составляют  $\sim 59\%$ . В результате статистического исследования 276 умеренных и средних бурь ( $|Dst|_{\max} > 50$  нТл) по данным геостационарного спутника в работе [Reeves et al., 2003] получено, что на фазе восстановления в  $\sim 53\%$  бурь поток электронов увеличивается, в 19% — уменьшается и в 28% — остается без изменения. В работе [Moуа et al., 2017] представлены аналогичные статистические результаты по 78 бурям на основе данных КА VAP, а именно: 45%, 32% и 23%, соответственно. Проведенное в нашей работе исследование по 22 бурям основано на комплексном анализе измерений на ГСО и в сердцевине внешнего РП. Несмотря на меньшую статистическую значимость, полученные результаты исследования согласуются с данными работ [Reeves et al., 2003; Moуа et al., 2017], что придает нашим результатам дополнительную достоверность.

В нашем исследовании по 22 бурям получено (рис. 4а и 4б), что в результате бурь с  $|Dst|_{\max} \sim \leq 120$  нТл и на ГСО, и в сердцевине внешнего радиационного пояса примерно равновероятно уменьшение и возрастание потока частиц, тогда как после сильных бурь с  $|Dst|_{\max} \sim > 120$  нТл поток на фазе восстановления превышает добуревой

уровень. В работе [Anderson et al., 2015] приведены результаты статистического анализа соотношений потоков до и после бурь по данным ИСЗ GOES для 342 слабых бурь ( $|Dst|_{\max} < 50$  нТл). Показано, что результат для слабых бурь аналогичен результату для умеренных и сильных бурь, но только число событий с уменьшением потоков электронов для слабых бурь больше на 10% за счет событий с возрастанием потоков.

Можно видеть, что на ГСО диапазон величин  $J_{\max}/J_0$  существенно шире, чем в сердцевине РП:  $\sim 0.03-1000$  и  $\sim 0.1-50$  соответственно (рис. 4б). Соотношения между величинами  $J_{\max}$  и  $J_0$  по данным КА VAP и ИСЗ GOES для одних и тех же бурь, как правило, соответствуют друг другу. Однако в 5 событиях из 22 динамика потоков электронов на ГСО и в сердцевине РП не совпадает: для этих бурь величина  $(J_{\max}/J_0 - 1)$  имеет разный знак в максимуме пояса и на ГСО (рис. 4б). Эти события показывают, что в сердцевине и на внешнем краю радиационного пояса преобладающими могут быть разные процессы потерь и ускорения электронов. В ряде случаев в ходе умеренных магнитных бурь мы можем наблюдать противоположную динамику внешнего электронного пояса на внутренних и на внешних L-оболочках.

Для сильных геомагнитных возмущений потоки электронов в сердцевине РП и на ГСО демонстрируют одинаковое поведение: после сильных бурь с  $|Dst|_{\max} \sim > 120$  нТл поток на фазе восстановления превышает добуревой уровень. Следует отметить, что исследовались бури, которые произошли в период функционирования КА VAP. Аналогичное исследование отношения  $J_{\max}/J_0$ ,



**Рис. 4.** Зависимость от максимального за время бури значения модуля  $Dst$ -вариации величины отношения: (а) – потока электронов на фазе восстановления бури к потоку до бури в максимуме РП по данным КА VAP; (б) – потока электронов на фазе восстановления бури к минимальному потоку в дневном секторе ГСО по данным ИСЗ GOES; (в) – соотношение величин  $J_{\max}/J_0$  по данным КА VAP и GOES для одних и тех же бурь. Тонкие линии –  $J_{\max}/J_0 = 1$ .

проведенное по данным ИСЗ GOES для мощных геомагнитных бурь в период до 2012 года, показало, что на ГСО  $J_{\max}/J_0$  может быть меньше 1 и во время сильных бурь с  $|Dst|_{\max} > 120$  нТл (например, буря 25.10.2011 г.). Зависимость величины  $J_{\max}/J_0$  от интенсивности бури требует дополнительного изучения.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Магнитное поле в магнитосфере Земли управляется движением заряженных частиц. Разработанные теории позволяют объяснить формирование и динамику плазменных образований и популяций захваченных электронов и ионов в магнитосфере под контролем магнитного поля (напри-

мер, [McIlwain, 1966; Тверской, 2004]). В свою очередь, в результате массовых перемещений популяций заряженных частиц в магнитосфере формируются электрические токи, которые приносят изменения в структуру магнитосферы, особенно заметные в ходе геомагнитных возмущений (например, [Alexeev et al., 2001]). Наиболее ярким результатом влияния потоков заряженных частиц на состояние магнитосферы является сильная депрессия магнитного поля во время магнитной бури вследствие формирования кольцевого тока.

Экспериментальное подтверждение зависимости динамики потока релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли от вариаций магнитного поля во время бурь было

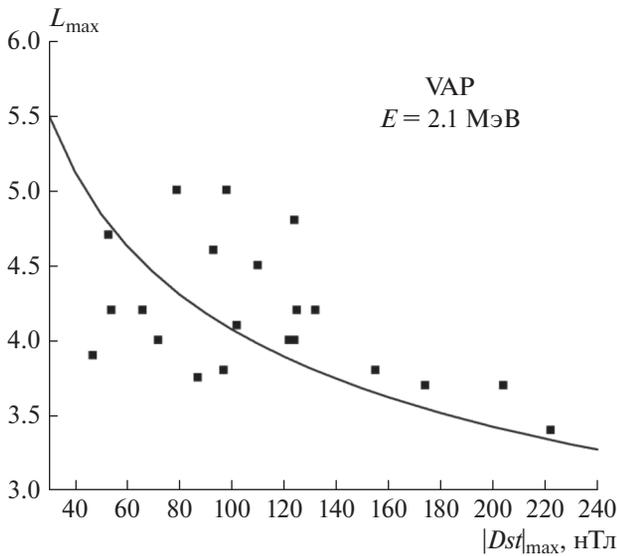


Рис. 5. Зависимость положения по  $L$ -параметру максимума потока электронов внешнего РП на фазе восстановления бури по данным КА VAP (точки) от максимального за время бури значения модуля  $Dst$ -вариации. Линия — эмпирическая зависимость (1) [Тверская, 1986].

впервые представлено в работе [Тверская, 1986]. По данным низковысотных полярных спутников была получена зависимость положения максимума пояса инжектированных во время магнитных бурь релятивистских электронов ( $L_{\max}$ ) от максимальной амплитуды магнитной бури:

$$|Dst|_{\max} = 2.75 \times 10^4 L_{\max}^4. \quad (1)$$

Б.А. Тверской [1997] сделал расчет структуры кольцевого тока во время геомагнитной бури и теоретически обосновал эмпирическую зависимость (1). В работе [Тверской, 1997] показано, что в максимуме бури при наибольшем значении  $|Dst|_{\max}$  в области  $L_{\max}$  следует ожидать максимального давления плазмы кольцевого тока, что соответствует границе области инжекции. В работе [Калегаев и Власова, 2017] по данным низковысотных ИСЗ РОЕС получено хорошее согласие с эмпирической формулой (1) зависимости от  $|Dst|_{\max}$  положения максимума потока высыпавшихся ионов, которые, как показано в работе [Søgaard et al., 2002], являются индикатором, характеризующим интенсивность инжекции частиц из хвоста магнитосферы.

КА VAP — приэкваториальные спутники, регистрирующие потоки электронов непосредственно в сердцевине РП. По данным с КА VAP для 22 геомагнитных бурь (таблица 1) построена зависимость от интенсивности бури (амплитуды  $Dst$ -вариации) положения по  $L$ -параметру максимума потоков электронов с энергией 2.1 МэВ внешнего РП на фазе восстановления бури (рис. 5).

В работе [Tverskaya et al., 2003] были сформулированы основные необходимые условия для анализа положения  $L_{\max}$  из выражения (1): буря должна быть изолированной, чтобы избежать множественных инжекций и быстрых переносов электронов в результате последующей бури, близкой по времени; должно быть существенное возрастание интенсивности электронов от предбуревого уровня; необходимо исключить случаи “ударной” инжекции в момент  $SC$ ; должна учитываться возможность дополнительных инжекций на фазе восстановления бури, которая может дать большее возрастание, нежели инжекция от “основной” бури. Экспериментальные точки на рис. 5 относятся к 22 бурям (табл. 1), которые никаким образом не были отобраны. Поэтому все описанные выше возможности, вносящие отклонения от зависимости (1), могли иметь место. Но, несмотря на это, можно видеть, что для сильных бурь с  $|Dst|_{\max} \sim \geq 120$  нТл экспериментальные точки достаточно хорошо согласуются с зависимостью (1).

Аналогичные зависимости  $L_{\max}$  от  $|SYM-H_{\min}|$  по 78 бурям по данным КА VAP представлены в работе [Moysa et al., 2017]. Все бури были разделены на три класса по величине отношения потока на фазе восстановления к добуревому уровню значения потока: без изменения, уменьшение, увеличение. Сделан вывод, что для бурь с возрастанием потока электронов на фазе восстановления экспериментальные точки согласуются с эмпирической зависимостью (1), в то время как для других бурь такой корреляции нет, что полностью согласуется с условиями отбора событий, сформулированными и используемыми в работе [Tverskaya et al., 2003].

Мы исследовали относительную динамику потоков электронов внешнего радиационного пояса на разных фазах геомагнитных бурь разной интенсивности. Результаты проведенного исследования свидетельствуют, что на фазе восстановления сильных магнитных бурь с  $|Dst|_{\max} \sim \geq 120$  нТл расстояние до максимума внешнего электронного пояса ( $L_{\max}$ ) зависит от интенсивности бури (рис. 5) и может быть аппроксимировано выражением (1), а соотношение  $J_{\max}$  и  $J_{\min}$  для сердцевины РП увеличивается с ростом интенсивности бури (рис. 3а). Совокупность этих результатов, как и приведенные выше выводы работы [Moysa et al., 2017], могут быть интерпретированы как свидетельство того, что потоки электронов внешнего РП на фазе восстановления сильных бурь определяются глобальными вариациями магнитосферного магнитного поля, связанными с развитием магнитосферных токовых систем. Аналогичный анализ, проведенный для главной фазы сильных бурь, показывает, что в сердцевине РП отношение  $J_{\min}$  к  $J_0$  уменьшается с усилением бури (рис. 2а).  $\lg(J_{\min}/J_0)$  можно аппроксимировать линейной

функцией, зависящей от максимальной буревой депрессии магнитосферного магнитного поля ( $-|Dst|_{\max}/60 + 1/2$ ). Можно заключить, что вариации магнитосферного магнитного поля во время сильных бурь являются главным фактором, определяющим динамику потоков релятивистских электронов внешнего РП Земли, как на главной фазе бури, так и на фазе восстановления.

На главной фазе бури вследствие понижения северо-южной компоненты магнитного поля во внутренних областях магнитосферы потоки электронов смещаются на удаленные  $L$ -оболочки. Восстановление поля возвращает электроны обратно, внутрь РП. В работе [Тверская, 2011] сделано предположение, что основным резервуаром, из которого электроны переносятся вглубь радиационного пояса, является область ночной магнитосферы за границей области захваченной радиации — “зона нерегулярных потоков электронов”. Перемещения популяций энергичных электронов, сопровождающиеся изменением их энергии под воздействием бетатронного механизма, могут объяснить быстрые буревые адиабатические вариации внешнего радиационного пояса. Следует обратить внимание, что после бури магнитосфера переходит в стационарное состояние, которое не обязательно соответствует добуревому. В этом случае структура магнитосферы изменяется, и даже при адиабатическом развитии РП в нем могут наблюдаться потоки электронов отличные от тех, что были до бури.

Наряду с этим, на фоне глобальных изменений в радиационном поясе, несомненно, присутствуют конкурирующие локальные процессы, приводящие, как к потерям, так и к ускорению частиц. В работе [Reeves et al., 2013] исследовалась динамика внешнего пояса в ходе умеренной магнитной бури 08–09.IX.2012 (событие 1 в табл. 1) с превышением потока электронов на фазе восстановления по сравнению с добуревым уровнем. Показано, что радиальные профили плотности в фазовом пространстве, построенные по экспериментальным данным с КА Van Allen Probes, свидетельствуют о наличии локального ускорения во внешнем электронном поясе Земли. Разброс экспериментальных значений изменения потоков (рис. 2а и 3а) и положения максимума пояса (рис. 5) во время геомагнитных бурь с  $|Dst|_{\min} \sim < 120$  нТл в сердцевине РП, а также для всех бурь на ГСО (рис. 2б и 3б) свидетельствуют о возможном воздействии других механизмов, наряду с вариациями геомагнитного поля. Кроме того, слабые бури затрагивают, главным образом, периферийные области внешнего РП. На потоки электронов в области ГСО более сильное влияние оказывают процессы реальных потерь и ускорения частиц, что, конечно, должно отразиться на полученных экспериментальных результатах

(рис. 2б и 3б). Что касается сердцевины РП, где располагается максимум пояса релятивистских электронов, то можно видеть, что падение потока релятивистских электронов на главной фазе бури демонстрирует четко выраженную тенденцию зависимости от интенсивности бури во всем диапазоне  $|Dst|_{\max}$  (рис. 2а). Можно предположить, что процессы реальных потерь изменяют поток частиц в этой области, но являются менее существенными, чем зависимость от вариаций магнитного поля. На фазе восстановления общая тенденция также сохраняется (рис. 3а), но разброс экспериментальных точек для слабых и умеренных бурь увеличивается, что можно интерпретировать, как вклад процессов ускорения, а также перенос частиц из хвоста магнитосферы за счет других механизмов. Одним из таких механизмов является дрейф частиц в скрепленных геомагнитном и электрическом полях. При этом электрическое поле в хвосте магнитосферы генерируется в результате взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем и пропорционально ( $-B_z V_{sw}$ ), где  $B_z$  — южная компонента межпланетного магнитного поля, а  $V_{sw}$  — скорость солнечного ветра [Alexeev et al., 1993].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования динамики потоков релятивистских электронов с энергией  $\sim 2$  МэВ внешнего радиационного пояса Земли во время 22 геомагнитных бурь в 2012–2019 гг. по экспериментальным данным с КА VAP и ИСЗ GOES. Сделан вывод, что доминирующее влияние на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли во время сильных магнитных бурь с  $|Dst|_{\max} \sim \geq 120$  нТл оказывают глобальные изменения магнитосферного магнитного поля, приводящие к адиабатическим вариациям потоков релятивистских электронов.

Для бурь с  $|Dst|_{\min} \sim < 120$  нТл в сердцевине радиационного пояса воздействие вариаций магнитного поля на динамику потоков релятивистских электронов на главной фазе бури является доминирующим фактором, в то время как на фазе восстановления наряду с вариациями магнитосферного магнитного поля оказывается существенным и влияние процессов реальных потерь и других механизмов переноса и ускорения частиц. Для области геостационарной орбиты зависимости динамики потока релятивистских электронов от вариаций магнитосферного магнитного поля не обнаружено, что может быть связано с одновременным и равнозначным действием различных физических механизмов.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Данные по геомагнитному индексу получены в World Data Center C2 for Geomagnetism, Kyoto. Экспериментальные данные измерений КА Van Allen Probes и ИСЗ GOES-15 получены в NASA/GSFC Space Physics Data Facility (SPDF), CDAWeb (the Coordinated Data Analysis Web) (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>).

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 19-05-00960.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Власова Н.А., Калегаев В.В., Назарков И.С., Прост А. Вариации магнитного поля и динамика внешнего электронного радиационного пояса магнитосферы Земли в феврале 2014 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 1. С. 9–22. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020010149>
- Калегаев В.В., Власова Н.А. Относительная динамика кольцевого тока – токов хвоста магнитосферы во время геомагнитных бурь разной интенсивности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 5. С. 572–577. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017040083>
- Калегаев В.В., Власова Н.А., Пенг Ж. Динамика магнитосферы во время геомагнитных бурь 21–22.I.2005 и 14–15.XII.2006 г. // Космич. исслед. Т. 53. № 2. С. 105–117. 2015. <https://doi.org/10.7868/S002342061502003X>
- Павлов Н.Н., Тверская Л.В., Тверской Б.А., Чучков Е.А. Вариации энергичных частиц радиационных поясов во время сильной магнитной бури 24–26 марта 1991 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 33. № 6. С. 41–45. 1993.
- Тверская Л.В. О границе инжекции электронов в магнитосферу Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 26. С. 864–865. 1986.
- Тверская Л.В. Диагностика магнитосферы по релятивистским электронам внешнего пояса и проникновению солнечных протонов (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 1. С. 8–24. 2011.
- Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 224 с. 1968. (Основы теоретической космофизики. Избранные труды. М.: УРСС. 336 с. 2004.)
- Тверской Б.А. Механизм формирования структуры кольцевого тока магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 5. С. 29–34. 1997.
- Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V., Lutov Yu.G. Electric fields and field-aligned current generation in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 98. № A3. P. 4041–4051. 1993.
- Alexeev I.I., Kalegaev V.V., Belenkaya E.S. et al. The Model Description of Magnetospheric Magnetic Field in the Course of Magnetic Storm on January 9–12, 1997 // J. Geophys. Res. V. 106. № A11. P. 25683–25694. 2001.
- Anderson B.R., Millan R.M., Reeves G.D., Friedel R.H.W. Acceleration and loss of relativistic electrons during small geomagnetic storms. // Geophysical Research Letters. V. 42. № 23. P. 10113–10119. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015GL066376>
- Antonova E.E., Stepanova M.V., Moya P.S., Pinto V.A., Vovchenko V.V., Ovchinnikov I.L., Sotnikov N.V. Processes in auroral oval and outer electron radiation belt // Earth, Planets and Space. V. 70. P. 127–137. 2018. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0898-1>
- Baker D.N., Erickson P.J., Fennell J.F., Foster J.C., Jaynes A.N., Verronen P.T. Space Weather Effects in the Earth's Radiation Belts // Space Sci. Rev. V. 214. № 17. P. 1–60. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Blake J.B., Baker D.N., Turner N., Ogilvie K.W., Lepping R.P. Correlation of changes in the outer-zone relativistic electron population with upstream solar wind and magnetic field measurements // Geophys. Res. Lett. V. 24. № 8. P. 927–929. 1997. <https://doi.org/10.1029/97GL00859>
- Friedel R.H., Reeves W.G.P., Obara T. Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere – A review // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 64. P. 265–282. 2002. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00088-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00088-8)
- Georgiou M., Daglis I.A., Rae I.J. et al. Ultra-low frequency waves as an intermediary for solar wind energy input into the radiation belts // Journal of Geophysical Research // Space Physics. V. 123. P. 10.090–10.108. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025355>
- Horne R.B., Thorne R.M., Glauert S.A., Albert J.M., Meredith N.P., Anderson R.R. Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves // J. Geophys. Res. V. 110. P. A03225. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004HA010811>
- Kalegaev V., Panasyuk M., Myagkova I. et al. Monitoring analysis and post-casting of the Earth's particle radiation environment during February 14–March 5, 2014 // J. Space Weather and Space Climate. V. 9. C. A29. 2019. <https://doi.org/10.1051/swsc/2019029>
- Lazutin L.L., Dmitriev A.V., Suvorova A.V. Electron radiation belt dynamics during magnetic storms and in quiet time // Solar-Terrestrial Physics. V. 4. № 1. P. 51–60. 2018. <https://doi.org/10.12737/stp-41201805>
- Lyatsky W., Khazanov G.V. Effect of solar wind density on relativistic electrons at geosynchronous orbit // Geophys. Res. Lett. V. 35. P. L03109. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007GL032524>
- Mauk B.H., Fox N.J., Kanekal S.G., Kessel R.L., Sibeck D.G., Ukhorskiy A. Science objectives and rationale for the Radiation Belt Storm Probes mission // Space Sci. Rev. V. 179. P. 3–27. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9908-y>
- McIlwain C.E. Ring current effects on trapped particles // J. Geophys. Res. V. 71. P. 3623–3628. 1966.
- Moya P.S., Pinto V.A., Sibeck D.G., Kanekal S.G., Baker D.N. On the effect of geomagnetic storms on relativistic electrons in the outer radiation belt: Van Allen Probes observations // J. Geophys. Res.: Space Physics, V. 122. P. 11.100–11.108. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017JA024735>
- Newell P.T., Sotirelis T., Liou K., Meng C.-I., Rich F.J. A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables. //

- J. Geophys. Res. V. 112. A01206. 2007.  
<https://doi.org/10.1029/2006JA012015>
- Paulikas G.A., Blake J.B. Effects of the solar wind on magnetospheric dynamics: Energetic electrons at the synchronous orbit, in Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes // Geophys. Monogr. Ser. V. 21. P. 180–186. 1979.
- Reeves G.D., McAdams K.L., Friedel R.H.W., O'Brien T.P. Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms // Geophys. Res. Lett. V. 30. № 10. P. 1529–1564. 2003.  
<https://doi.org/10.1029/2002GL016513>
- Reeves G.D., Spence H.E., Henderson M.G. et al. Electron Acceleration in the Heart of the Van Allen Radiation Belts // Science. V. 341. P. 991–994. 2013.  
<https://doi.org/10.1126/science.1239879>
- Shprits Y.Y., Subbotin D.A., Meredith N.P., Elkington S. Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt II: local acceleration and losses // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 70. P. 1694–1713. 2008.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.06.014>
- Søraas F., Aarsnes K., Oksavik K., Evans D.S. Ring current intensity estimated from low-altitude proton observations // J. Geophys. Res. V. 107. № A7. P. 1149–1859. 2002.  
<https://doi.org/10.1029/2001JA000123>
- Spence H.E., Reeves G.D., Baker D.N. et al. Science goals and overview of the energetic particle, composition, and thermal plasma (ECT) suite on NASA's radiation belt storm probes (RBSP) mission // Space Sci. Rev. P. 311–336. 2013.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-0007-5>
- Turner D.L., Shprits Y., Hartinger M., Angelopoulos V. Explaining sudden losses of outer radiation belt electrons during geomagnetic storms // Nat. Phys. V. 8. P. 208–212. 2012.  
<https://doi.org/10.1038/nphys2185>
- Tverskaya L.V., Pavlov N.N., Blake J.B., Selesnick R.S., Fennell J.F. Predicting the L-position of the storm-injected relativistic electron belt // Adv. Space Res. V. 31. № 4. P. 1039–1044. 2003.
- Ukhorskiy A.Y., Anderson B.J., Brandt P.C., Tsyganenko N.A. Storm time evolution of the outer radiation belt: transport and losses // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 111. P. A11S03. 2006.  
<https://doi.org/10.1029/2006JA011690>
- Vernov S.N., Chudakov A.E., Vakulov P.V., Logachev Yu I. Radiation measurement during the flight of the second Soviet space rocket // Proc. First Intern. Space Science Symposium (Space Research). Amsterdam: North-Holland. C. 845–851. 1960.
- Xiao F., Chang Yang, Zhaoguo He et al. Chorus acceleration of radiation belt relativistic electrons during March 2013 geomagnetic storm // J. Geophys. Res.: Space Phys. V. 119. P. 3325–3332. 2014.  
<https://doi.org/10.1002/2014JA019822>
- Zhao H., Baker D.N., Jaynes A.N., Li X., Elkington S.R., Kanekal S.G., Spence H.E., Boyd A.J., Huang C.-L., Forsyth C. On the relation between radiation belt electrons and solar wind parameters/geomagnetic indices: dependence on the first adiabatic invariant and  $L^*$  // J. Geophys. Res. V. 122. № 2. P. 1624–1642. 2017.  
<https://doi.org/10.1002/2016JA023658>

УДК 550.388.2

## ИОНОСФЕРНЫЕ ПРЕДВЕСТНИКИ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ. 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ ст. JULIUSRH

© 2021 г. А. В. Константинова<sup>1</sup>, \*, А. Д. Данилов<sup>1</sup>, \*\*<sup>1</sup>Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова Роскомгидромета (ИПГ), г. Москва, Россия

\*e-mail: anna@tabulata.ru

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

Поступила в редакцию 11.09.2020 г.

После доработки 26.10.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

На основании данных станции Juliusruh проведен анализ поведения критической частоты слоя  $F_2$ ,  $foF_2$ , в течение трех дней, предшествующих магнитной буре. Рассмотрены 272 бури за период с 1976 по 2010 гг. и найдено 2682 события (отклонения  $foF_2$  от спокойных условий). 2007 отклонений имели положительный знак и 675 – отрицательный. Получено, что указанные отклонения демонстрируют хорошо выраженную и статистически значимую зависимость от интенсивности магнитной бури (минимальная величина  $Dst$ -индекса), от уровня солнечной активности (индекс  $F_{10.7}$ ) и от сезона. Наибольшая вероятность появления указанных отклонений наблюдается за 4–12 и 22–23 ч до момента начала бури. Кроме того, появление указанных отклонений наиболее вероятно, когда момент начала бури приходится на 4, 7–8, 12–13 и 22 ч местного времени. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами по станции Slough, опубликованными авторами ранее, и позволяют считать, что найденные отклонения не являются случайными флуктуациями  $foF_2$  ( $Q$ -возмущения), но связаны с предстоящей магнитной бурей, т.е. являются ее предвестниками.

DOI: 10.31857/S0016794021030081

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Многие исследователи обращали внимание на то, что в течение двух-трех дней до начала магнитной бури наблюдаются существенные отклонения критической частоты слоя  $F_2$ ,  $foF_2$ , от ее значения в спокойных условиях. Этот вопрос подробно рассмотрен в первой работе данной серии [Данилов и Константинова, 2020]. Во второй работе серии [Константинова и Данилов, 2020] были подробно проанализированы возмущения  $foF_2$  для 254 бурь по данным ст. Slough. В данной работе выполнен аналогичный анализ для данных ст. Juliusruh и приведено сравнение результатов, полученных для двух станций.

### 2. ПРОЦЕДУРА АНАЛИЗА

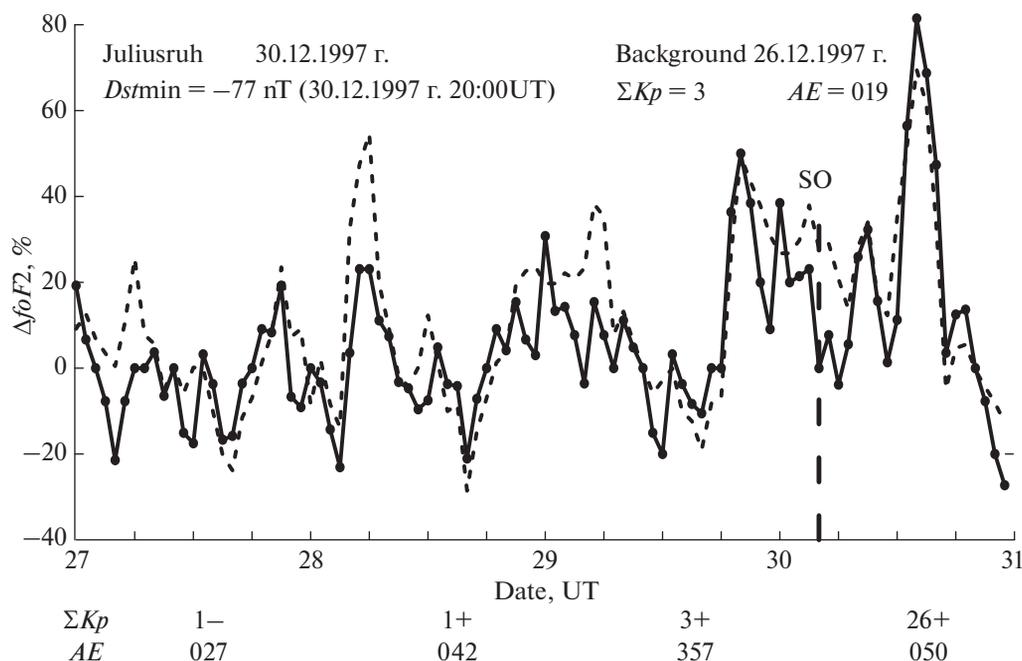
Метод исследования был тем же, что и при анализе данных Slough. Для каждой бури строились графики изменения величины  $\Delta foF_2$  со временем в течение трех дней, предшествовавших моменту начала магнитной бури SO. Рассматривались геомагнитные возмущения, при которых величина  $Dst$ -индекса была меньше  $-30$  nT. Момент начала геомагнитного возмущения выбирался по совокупности поведения  $Dst$ ,  $AE$  и  $\Sigma Kp$  магнитных индексов. В большинстве случаев он

совпадал с моментом SC, приводимым в некоторых бюллетенях магнитной активности (см., например, Geomagnetic Indices Bulletin, NGDC, Boulder, Colorado, USA).

Как и в большинстве подобных исследований, величина  $\Delta foF_2$  представляет собой разницу между величинами  $foF_2$ , наблюдаемыми в течение трех анализируемых дней, и в спокойных условиях. При этом по картам  $Dst$ -индекса проверялось, что анализируемые дни не попадают на восстановительную фазу предыдущего геомагнитного возмущения.

Как и в предыдущей работе, для нахождения  $\Delta foF_2$  мы использовали две опции спокойных условий: локальную модель  $foF_2$ , построенную для прогностической модели SIMP [Лещинская и Михайлов, 2016] и хорошо зарекомендовавшую себя в работе указанной прогностической модели, и ближайший к рассматриваемой буре спокойный день. На всех последующих рисунках и в тексте эти опции будут обозначаться буквами  $m$  и  $q$ .

Выбор спокойного дня представлял определенные трудности. Мы накладывали на этот выбор такие же ограничения, как и описанные выше ограничения на анализируемые предбуревые дни.



**Рис. 1.** Изменение  $\Delta foF2$  со временем в течение дня бури и трех предбуревых дней для бури 30 декабря 1997 г. (сплошная линия – m-события и штриховая линия – q-события).

Дополнительно мы следили, чтобы выбираемый спокойный день не приходился на предбуревую период или на восстановительную фазу другого магнитного возмущения. В большинстве случаев спокойный ход  $foF2$  в выбранный спокойный день и согласно локальной модели совпадали. Пример приведен на рис. 1 в работе Константиновой и Данилова [2020]. Но в некоторых случаях найти спокойный в геомагнитном отношении день в пределах двух недель от магнитной бури не удавалось. В этом случае мы ограничивались анализом только величин  $\Delta foF2$ , определенных с помощью локальной модели.

Для каждой рассматриваемой бури строился рисунок изменения  $\Delta foF2$  согласно m- и q-опциям в течение дня SO и трех предшествующих дней. Примеры таких рисунков приведены на рис. 1 и рис. 2. На этих рисунках под осью абсцисс приведены величины AE- и  $\Sigma Kp$ -индексов для рассматриваемых дней. Вертикальной штриховой линией отмечен момент SO.

Пример, приведенный на рис. 2, соответствует условиям, когда первый из трех предбуревых дней был возмущенным ( $AE = 198$  nT и  $\Sigma Kp = 19-$ ) и потому из дальнейшего анализа исключался. Остальные дни на рисунках 1 и 2 соответствовали принятым нами условиям отбора и использовались в дальнейшем анализе.

Мы проанализировали все 272 рисунка типа рис. 1 и рис. 2. На каждом рисунке мы определяли количество отклонений  $\Delta foF2$  и, в течение 30 ча-

сов до SO, также время  $\Delta T$  данного отклонения до SO. Мы ввели градацию отклонений:  $+(20-30)\%$ ,  $+(30-40)\%$ ,  $>+40\%$ ,  $-(20-30)\%$ ,  $-(30-40)\%$  и  $<-40\%$ . Детальный анализ этих отклонений планируется в дальнейшем, здесь мы ограничимся рассмотрением всех событий, m- и q-событий, а также положительных и отрицательных отклонений.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Мы рассмотрели зависимость количества интересных нас событий (отклонений  $\Delta foF2$ ) от нескольких параметров: сезон, солнечная активность, интенсивность магнитной бури, местное время начала бури SO и время от события до SO. Ниже приводятся результаты исследования для каждого из параметров.

#### 3.1. Зависимость от сезона

Прежде всего, мы проанализировали вероятность появления интересных нас событий в различные сезоны. Поскольку количество выбранных нами бурь, попавших в тот или другой месяц, могло быть различно, мы строили сезонную зависимость числа событий на одну бурю (делили найденное количество событий на количество бурь, проанализированных в данном месяце), т.е., фактически, вероятности появления события данного типа  $K$ . Результаты приведены на рис. 3. На этом и всех последующих рисунках

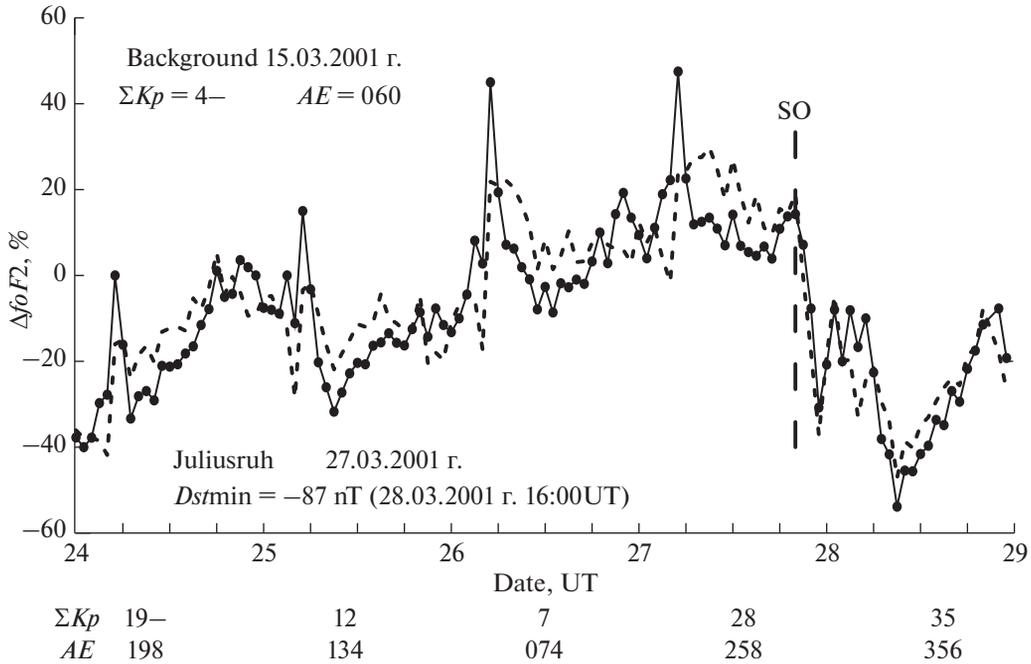


Рис. 2. Изменение  $\Delta foF2$  со временем в течение дня бури и трех предбуревых дней для бури 15 марта 2001 г. (сплошная линия – m-события и штриховая линия – q-события).

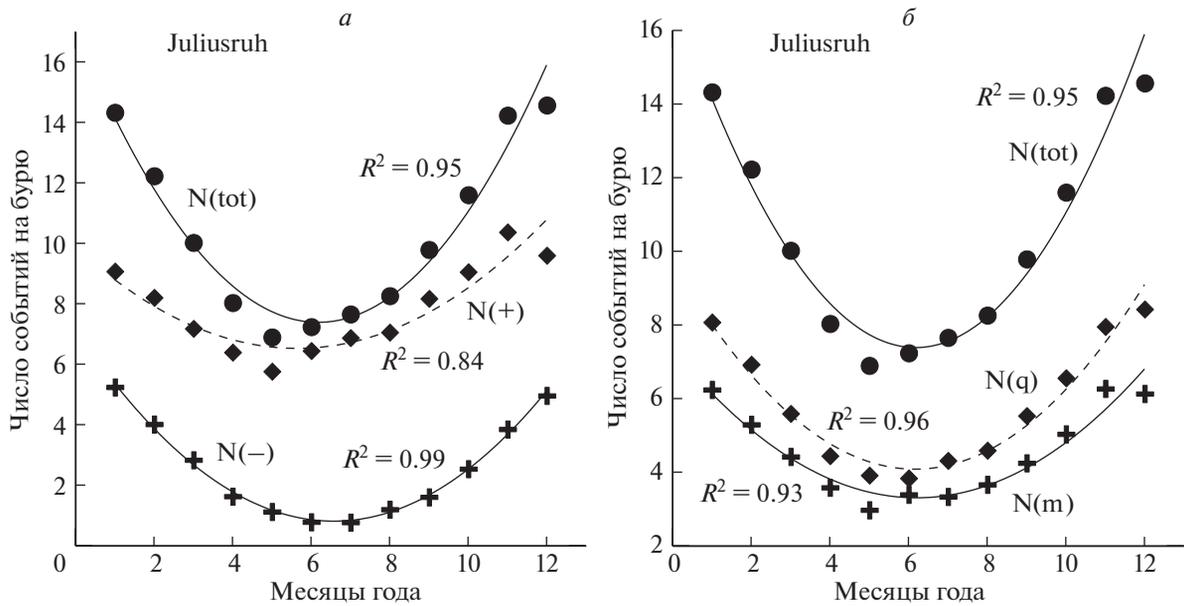


Рис. 3. Зависимость числа событий на бурю от месяца года для ст. Juliusruh.

приведены точки, полученные сглаживанием по трем исходным значениям.

На рисунке приведено изменение величины  $K$  в зависимости от месяца года для всех событий, а также для всех положительных и отрицательных отклонений (рис. 3а) и для всех m- и q-событий (рис. 3б). Видно, что для всех данных наблюдает-

ся хорошо выраженная и статистически значимая зависимость от сезона: величина  $K$  в зимний период существенно выше, чем в летний.

Этот вывод полностью согласуется с результатом анализа для ст. Slough [Константинова и Данилов, 2020]. Пример сравнения сезонного хода для m-событий по данным двух станций приве-

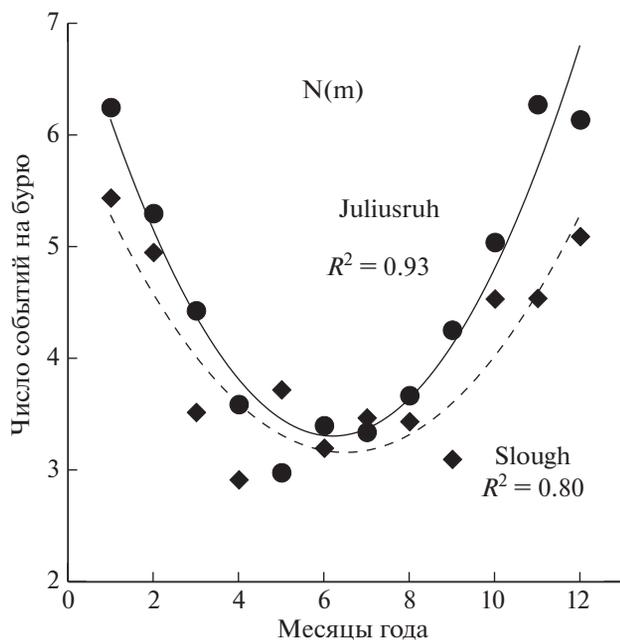


Рис. 4. Зависимость числа событий на одну бурю от месяца года для станций Juliusruh (кружки) и Slough (ромбы).

ден на рис. 4. Видно, что наблюдается хорошее согласие, как по характеру сезонного хода, так и по абсолютным величинам числа событий.

### 3.2. Зависимость от солнечной активности

Для анализа зависимости количества событий (отклонений  $\Delta foF2$ ) от солнечной активности мы

использовали сглаженный месячный индекс  $F10.7_{sm12}$ . Так же, как и при анализе сезонной зависимости, мы анализировали число событий на одну бурю  $K$ . Результаты анализа представлены на рис. 5. Для оценки статистической значимости получаемых зависимостей мы использовали коэффициент определенности  $R^2$  согласно F-тесту Фишера, приведенный на этом и ряде следующих рисунков.

Рисунок 5а показывает, что и для всех событий, и для q-событий наблюдается хорошо выраженная зависимость  $K$  от  $F10.7$  (величины  $R^2$  равны, соответственно, 0.77 и 0.82). Для m-событий также эта зависимость видна, но по непонятным пока причинам статистическая значимость значительно меньше:  $R^2 = 0.27$ . Полученная зависимость и для всех событий, и для q-событий хорошо согласуется с результатами для ст. Slough. Пример приведен на рис. 5б. Таким образом, как и в нашей предыдущей публикации, мы получили, что количество отклонений  $foF2$  в предбуревые дни от спокойных значений уменьшается с ростом солнечной активности.

### 3.3. Зависимость от интенсивности магнитной бури

Для того, чтобы понять, как количество событий зависит от интенсивности предстоящей магнитной бури, мы сравнивали количество событий на одну бурю  $K$  с наименьшим значением  $Dst$ -индекса в каждой буре. Мы разбили весь диапазон изменения  $Dst \min$  на интервалы по 10 nT каждый

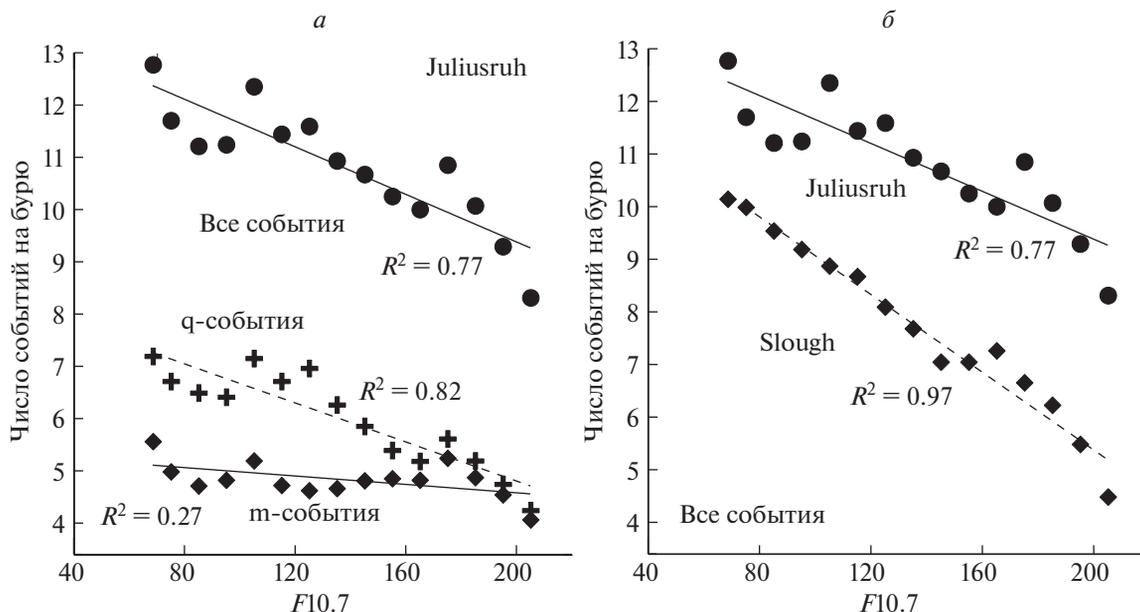


Рис. 5. Зависимость числа всех событий  $N$ , а также  $N(m)$  и  $N(q)$  от  $F10.7$  для ст. Juliusruh (а); и зависимость  $N$  от  $F10.7$  для станций Juliusruh и Slough (б).

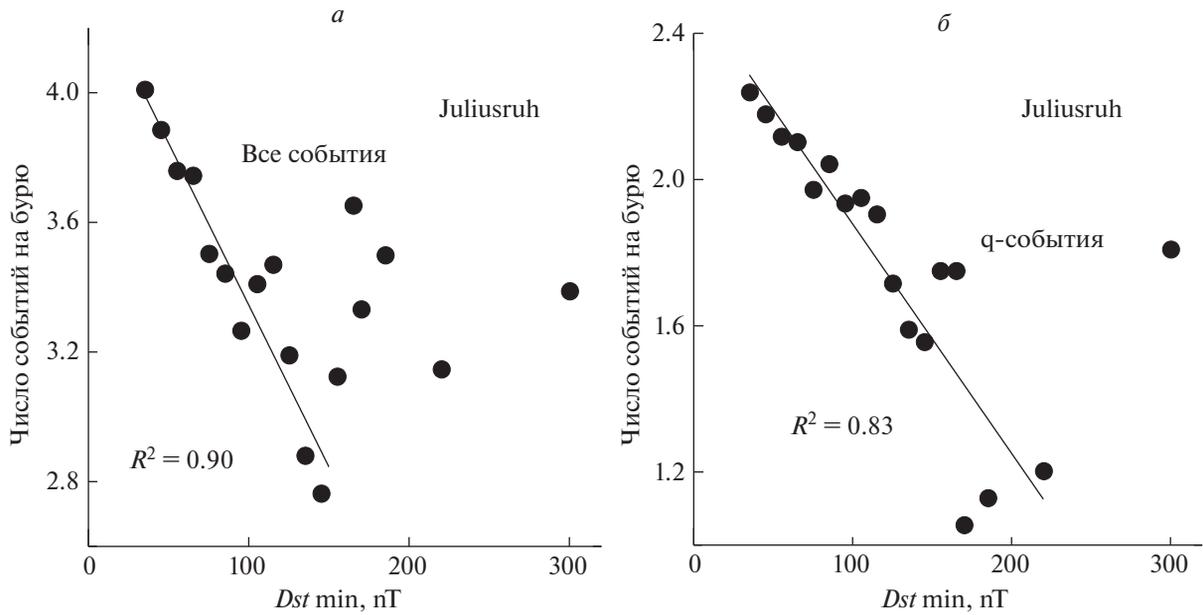


Рис. 6. Зависимость числа событий на одну бурю  $K$  от минимального значения  $Dst\ min$ .

и анализировали изменение величины  $K$ , взятой для каждого интервала.

На рисунке 6 приведена зависимость  $K$  от интенсивности предстоящей магнитной бури ( $Dst\ min$ ). Видно, что для всех событий (рис. 6a) эта зависимость хорошо выражена и статистически значима ( $R^2 = 0.90$ ) для  $Dst\ min \leq 150\ nT$ . Для сильных бурь ( $Dst\ min \geq 150\ nT$ ) эта зависимость нарушается и в правой части рис. 6a наблюдается разброс точек. Рисунок 6б показывает, что для q-событий достаточно хорошо выраженная ( $R^2 = 0.83$ ) зависимость  $K$  от  $Dst\ min$  наблюдается на всем интервале  $Dst\ min$  до 220 nT. Самая правая точка основана на данных о двух очень сильных бурях. Весьма вероятно, что процессы “подготовки” ионосферы к таким сильным бурям отличаются от таковых перед слабыми, умеренными и умеренно сильными бурями. Для m-событий картина напоминает таковую для всех событий. Выраженное уменьшение  $K$  с ростом  $Dst\ min$  наблюдается до 160 nT, при этом  $R^2 = 0.70$ .

Полученные результаты для ст. Juliusruh в целом согласуются с таковыми для ст. Slough. Для последней также было получено хорошо выраженное и статистически значимое ( $R^2 = 0.82$ ) падение  $K$  с  $Dst\ min$  до 250 nT. Сравнение скорости уменьшения  $K$  с ростом  $Dst\ min$  (наклона аппроксимирующей прямой  $j$ ) для всех событий показывает, что величины  $j$  для обеих станций близки: 0.010 (Juliusruh) и 0.014 (Slough).

Таким образом, полученные здесь результаты подтверждают вывод, полученный Константиновой и Даниловым [2020] о том, что количество со-

бытий (отклонений  $foF2$  от спокойных условий) максимально для слабых бурь и уменьшается к умеренным и умеренно сильным бурям. Этот вывод важен для подтверждения того факта, что мы действительно анализируем события, связанные с предстоящей магнитной бурей (предвестники), поскольку очевидно, что случайные отклонения  $foF2$  (скажем, Q-возмущения) не могут продемонстрировать значимую зависимость от интенсивности бури.

### 3.4. Зависимость от местного времени начала магнитной бури

Многими исследователями отмечалось (см. обзор Данилова и Константиновой [2019]), что реакция ионосферы как в буревые, так и в предбуревые дни различна для близких по характеру магнитных бурь, но начинающихся в разные моменты суток. Поэтому мы провели анализ величин  $K$  от местного времени начала бури (LT SO).

Результаты анализа приведены на рис. 7. Из рисунка 7a следует, что имеются преимущественные интервалы LT SO, для которых величина  $K$  (т.е. вероятность появления отклонений  $foF2$ ) выше, чем в соседних интервалах. Особенно хорошо выражен максимум  $K$  для LT SO = 22 ч. Видно также, что это вероятность высока для SO, происходящих в интервале 04:00–13:00 LT. В то же время, бури, которые начинаются в интервале 15:00–19:00 LT, обладают наименьшим количеством предбуревых отклонений  $foF2$ . Рисунок 7a показывает также, что эта закономерность распределения  $K$  по всему интервалу LT SO сохраняется и

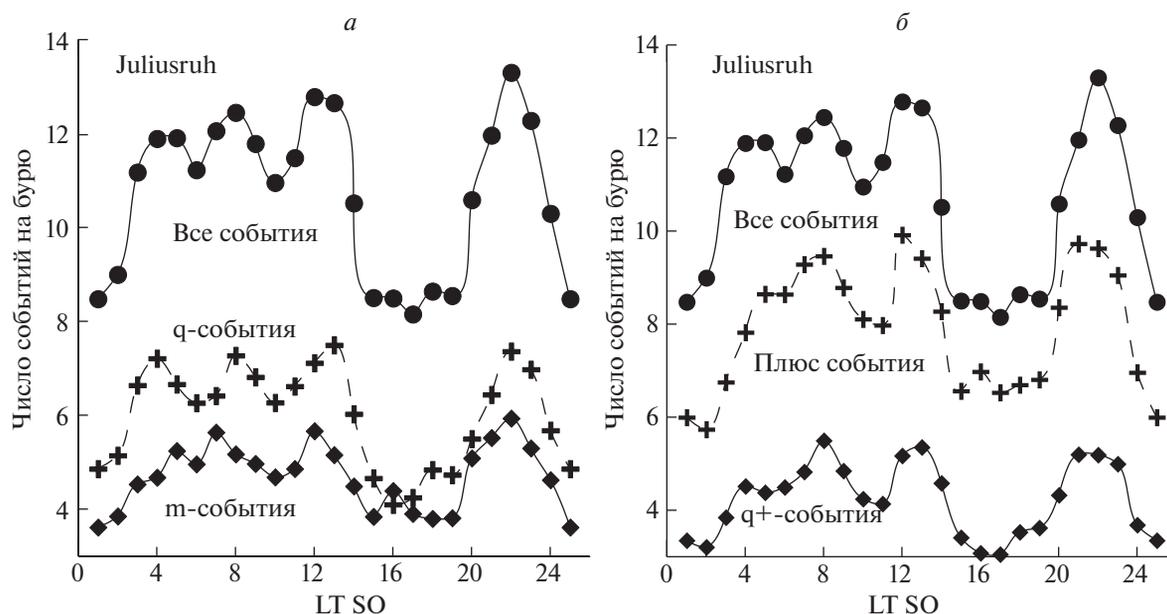


Рис. 7. Зависимость числа событий на одну бурю от местного времени начала бури SO.

при раздельном рассмотрении q- и m-событий. При этом вклад обоих типов событий в общее количество событий примерно одинаков.

Рисунок 7б показывает, что основной вклад в изменение числа всех событий вносят “положительные” события (положительные отклонения  $foF2$ ). Величины  $K$  для “отрицательных” событий (не показаны) малы, а их характер изменения с LT SO носит хаотичный характер. В то же время из рис. 7б следует, что q+-события демонстрируют такой же ход с LT SO, как и все события и “положительные” события. Полученный результат очень важен для нашего рассмотрения, поскольку сводка событий каждого типа представляет собой совершенно независимый банк данных, потому подобие зависимости от LT SO для разных типов событий подтверждает правильность получаемых выводов.

Этот вывод (также, как и вывод о зависимости  $K$  от  $Dst \min$ ) важен для подтверждения того факта, что мы действительно анализируем события, связанные с предстоящей магнитной бурей (предвестники), поскольку очевидно, что случайные отклонения  $foF2$  (скажем, Q-возмущения) не могут демонстрировать выраженную зависимость от времени начала предстоящей бури.

Сравнение аналогичных рисунков (m-события) для ст. Juliusruh и ст. Slough приводит к интересным результатам. Во-первых, как показывает рис. 8а, изменение  $K$  для обеих станций очень близко по характеру. В обоих случаях наблюдается пик  $K$  на 22:00–23:00 LT и интервал высоких  $K$  от 05:00–06:00 до 12:00–13:00 LT. Во-вторых, заметен небольшой сдвиг по горизонтальной оси

данных Slough относительно данных Juliusruh. Если сдвинуть данные Slough на один час вправо, то получится картина, представленная на рис. 8б. Видно, что при этом два пика (в 12:00 и 22:00 LT) полностью совпадают, а левый пик сдвинут только на один час.

Природа обнаруженного сдвига (если он реален) пока не понятна. Однако его наличие может оказаться важным при дальнейшем анализе процессов, приводящих к возникновению анализируемых событий (предвестников) до начала магнитной бури.

### 3.5. Зависимость от времени до начала магнитной бури

Для каждого события мы брали время от этого события до начала магнитной бури (SO)  $\Delta T$  в часах и строили зависимость количества событий от  $\Delta T$ . По очевидным причинам мы в данном случае (в отличие от величин  $K$ , проанализированных в четырех предыдущих случаях) оперировали числом событий  $N$  для каждой величины  $\Delta T$ . Результаты представлены на рис. 9.

На этом рисунке приводится изменение величины  $N$  с  $\Delta T$  для всех событий и для m (рис. 9а) и q (рис. 9б) событий. Из этих рисунков следует ряд выводов. Во-первых, видно, что имеется общая тенденция уменьшения  $N$  с увеличением  $\Delta T$ , если рассматривать все события. Во-вторых, видны хорошо выраженные пики  $N$  при определенных  $\Delta T$  (7, 13, 22 и 28 ч). В-третьих, ход  $N$  как для m-, так и для q-событий практически совпадает с таким ходом для всех событий (в обоих случаях ко-

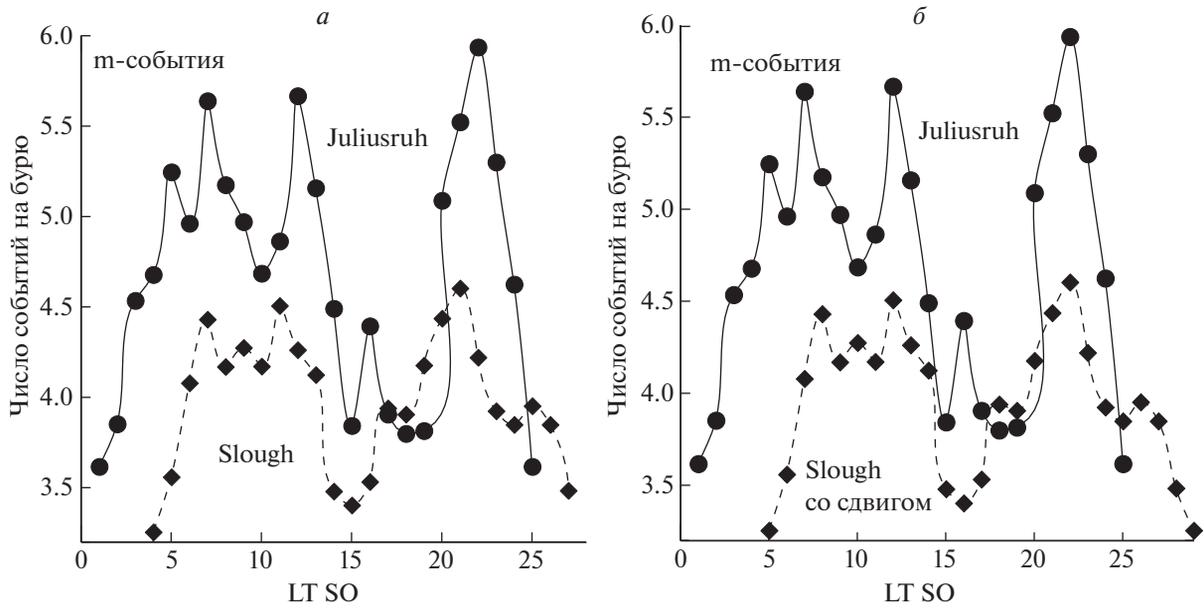


Рис. 8. Зависимость числа событий на одну бурю от местного времени начала бури SO для двух станций.

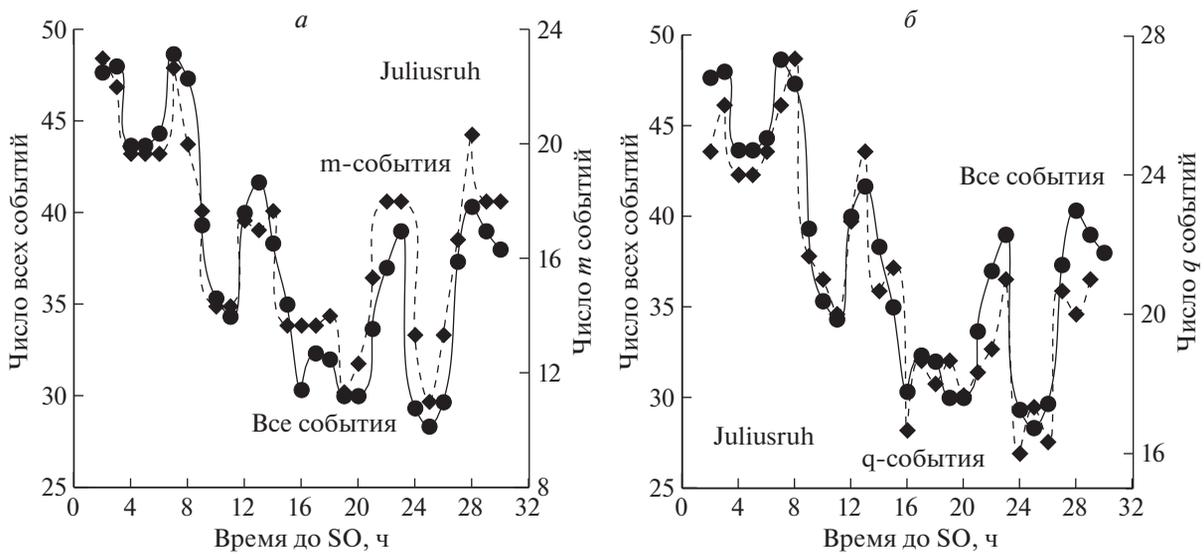


Рис. 9. Зависимость числа событий  $N$  от времени  $\Delta T$  от события до начала магнитной бури SO для ст. Juliusruh.

эффицент корреляции между двумя кривыми равен 0.95). Для большей наглядности сравнения для m- и q-событий выбран иной масштаб (правые оси на рисунках), чем для всех событий (левые оси).

На рисунке 10а приведено сравнение зависимостей  $N$  от  $\Delta T$ , полученных для ст. Juliusruh в данной работе и для ст. Slough в работе Константиновой и Данилова [2020]. Видно, что характер изменения  $N$  с  $\Delta T$  близок для обеих станций. Хорошо выражена общая тенденция уменьшения количества событий по мере удаления от SO. Видно также, что имеются увеличения  $N$  (пики на

кривых) при определенных значениях  $\Delta T$ . Как и в случае с зависимостью от LT SO, рассмотренной выше, наблюдается сдвиг кривых для двух станций. На рисунке 10б приведены те же данные, но со сдвигом кривой для Slough вправо на 2 ч. Как видно из этого рисунка, при введении сдвига получается гораздо лучшее согласие между двумя кривыми.

Указанный сдвиг на 2 ч происходит для данных ст. Slough в ту же сторону, что и сдвиг на 1 ч, обнаруженный в данных для зависимости от LT SO (см. выше). Природа сдвига пока непонятна. Но, как уже указывалось, это явление может ока-

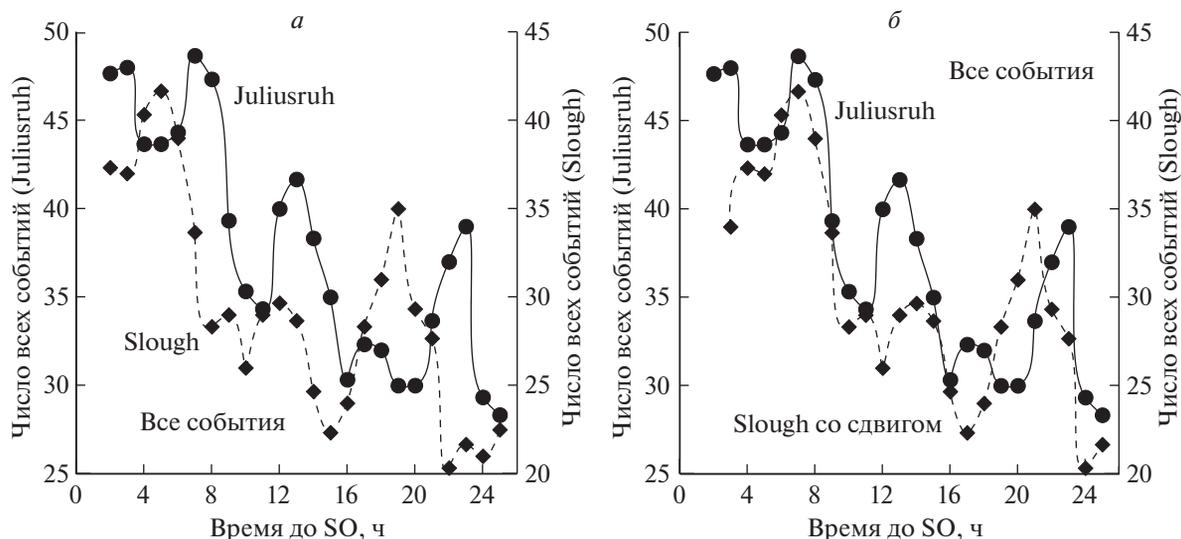


Рис. 10. Зависимость числа событий  $N$  от времени  $\Delta T$  от события до начала магнитной бури SO для двух станций.

заться важным для понимания физических процессов формирования рассматриваемых отклонений  $foF2$  (предвестников).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эта работа продолжает серию работ, направленных на изучение явления возрастаний и падений критической частоты  $foF2$  перед началом магнитной бури. В первой работе серии [Данилов и Константинова, 2019] на основании анализа большого числа публикаций, посвященных поведению ионосферы перед магнитными возмущениями, были отмечены основные особенности этого явления, в частности преобладание положительных отклонений  $foF2$  от спокойных условий.

По нашему мнению, недостатком многих исследований предбуриевых эффектов в ионосфере было то, что не обращалось внимания на степень возмущенности самих анализируемых предбуриевых дней. В то же время, рассматривать отклонения  $foF2$  в эти дни как предвестники предстоящей бури можно только если эти дни являются спокойными в геомагнитном плане.

Во второй работе данной серии [Константинова и Данилов, 2020] мы приняли специальные меры, чтобы анализировать только спокойные в геомагнитном плане предбуриевые дни. На большом статистическом материале измерений на ст. Slough были подтверждены некоторые закономерности, опубликованные в других исследованиях, и получен ряд выводов о зависимости вероятности появления указанных отклонений от различных параметров (сезон, солнечная активность, интенсивность бури, местное время начала

бури и интервал времени до начала магнитной бури).

В данной работе аналогичный анализ был проведен для данных ст. Juliusruh. Мы использовали тот же метод анализа и получили результаты, которые оказались, на наш взгляд, в очень хорошем согласии с результатами для ст. Slough. Это согласие очень важно для всей проблемы, поскольку данные двух станций представляют собой два совершенно независимых банка данных. Полученные результаты, на наш взгляд, подтверждают концепцию ионосферных предвестников магнитных бурь, высказывавшуюся рядом авторов и нами в наших предыдущих работах.

Дальнейший анализ, по нашему мнению, должен быть направлен на дальнейшее изучение найденных закономерностей на основании большей статистики и на выявление возможных различий между результатами для разных станций. Все это в дальнейшем должно привести к пониманию закономерностей появления ионосферных предвестников и физических процессов, которые за это ответственны.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Данные по критическим частотам  $foF2$  были взяты с сайта Space Weather Services, Sydney, Australia и с сайта банка данных SPIDR. Авторы выражают глубокую благодарность В.В. Михайлову за предоставленную программу расчетов спокойных условий по локальной модели, созданной для прогностической модели SIMP.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Константинова А.В. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 1. Обзор проблемы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 594–606. 2019.
- Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 2. Анализ данных ст. Slough // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 329–336. 2020.
- Лещинская Т.Ю., Михайлов В.В. Модель SIMP-1: картирование месячных медиан  $f_oF2$  по северному полушарию // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 6. С. 772–780. 2016.

УДК 551.510.535

## ПЛАНЕТАРНЫЕ ВАРИАЦИИ ВЫСОТЫ МАКСИМУМА СЛОЯ $F_2$ В ПЕРИОДЫ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2021 г. Н. П. Сергеенко<sup>1</sup>, \*, А. Х. Депуева<sup>1</sup>, \*\*

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

\*e-mail: serg@izmiran.ru

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

Поступила в редакцию 21.10.2020 г.

После доработки 26.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

На большом массиве экспериментальных данных по наблюдениям ионосферных станций, расположенных в различных регионах земного шара, рассмотрены вариации высоты максимума слоя  $F_2$  в периоды ионосферных возмущений солнечного и магнитосферного происхождения. Предложен алгоритм расчета  $hmF_2$ , описывающий поведение высоты в любой точке Земли в зависимости от текущей солнечной и геомагнитной активности. Метод основан на выделении и математическом описании регулярных возмущенных вариаций  $hmF_2$  с учетом широтно-долготных особенностей, разных уровней солнечной и магнитной активности и северо-южной асимметрии. Оценена точность алгоритма. Простое математическое обеспечение делает методику удобной для оперативного использования в прикладных задачах.

DOI: 10.31857/S0016794021030159

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика ионосферной плазмы тесно связана с динамикой нейтральных частиц. Результаты многочисленных теоретических и экспериментальных исследований показывают, что параметры слоя  $F_2$  существенно влияют на систему ветров. С другой стороны, ветры также оказывают воздействие на слой  $F_2$ , причем наиболее эффективной в этом отношении является меридиональная компонента скорости ветра. В первом приближении слой  $F_2$  в целом будет смещаться вверх или вниз по силовой линии в зависимости от направления меридионального ветра. Особенно это видно во время магнитосферных бурь, когда вертикальные потоки плазмы приводят к сильным изменениям всего глобального распределения  $foF_2$  и  $hmF_2$  [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Усиление или ослабление горизонтального ветра через индуцированный им вертикальный дрейф поднимает, или опускает максимум слоя  $F_2$  в область более слабой или более сильной рекомбинации и тем самым влияет на величину  $foF_2$ . При этом между изменениями величин  $foF_2$  и  $hmF_2$  наблюдается, как правило, прямая зависимость [Rishbeth, 1998].

Также в динамике ионосферной плазмы значительную роль играют генерируемые в авроральной зоне внутренние гравитационные волны ВГВ

[Гончарова и др., 1987]. В период прохождения ВГВ в ионосфере отмечается понижение критических частот ( $\Delta foF_2 \sim 0.5\text{--}2$  МГц) и повышение высоты максимума слоя  $F_2$  ( $\Delta hmF_2 \sim 50\text{--}150$  км), причем эти изменения происходят в противофазе. Этот процесс длится днем 1–3 ч, а ночью 3–5 ч и распространяется от авроральной зоны днем со скоростью 300–500 м/с, ночью 700–1000 м/с, вызывая в ионосфере крупномасштабные возмущения с длиной волны в горизонтальном направлении порядка 2000–8000 км.

Помимо термосферных ветров на вертикальный перенос ионосферной плазмы влияют также электрические поля. Электрические поля особенно велики в высоких широтах, где их влияние приводит к появлению крупномасштабных неоднородностей ионосферной плазмы. На широтах к экватору величины электрических полей и их влияние ослабевают, тем не менее, оно таково, что дополнительно способствует формированию возмущений.

В работе рассматриваются ионосферные бури и суббури гелиогеомагнитного происхождения. Технические возмущения ионосферы определяются по отклонениям ионосферных параметров от их спокойного суточного хода. Возмущения, имеют характерные временные масштабы от нескольких часов до 1–3 сут, на пике солнечной

активности могут длиться даже до 10 дней и проявляются на расстояниях в сотни и тысячи километров. Возмущения области  $F$  развиваются глобально и характеризуются изменением критических частот и высот  $F2$ -слоя. В среднем возмущения в слое  $F2$  происходят 1–3 раза в месяц, частота их появления выше в годы максимальной солнечной активности, чем при низкой солнечной активности.

Трудности в создании эмпирической модели динамики высоты максимума слоя  $F2$  во время возмущений связаны с отсутствием достаточно полного и однородного массива данных. К тому же  $hmF2$  не измеряется напрямую при вертикальном зондировании, а данные некогерентного рассеяния эпизодичны и не всегда доступны.

Тем не менее, определенные успехи в эмпирическом моделировании достигнуты. Несмотря на индивидуальность каждого отдельного возмущения, удастся выделить статистическими методами общие черты.

## 2. АНАЛИЗ ДАННЫХ

### 2.1. Спокойные вариации $hmF2_q$

Вариации высоты максимума слоя  $F2$  в спокойных условиях могут быть определены из экспериментальных данных путем пересчета действующих высот в истинные или определены из существующих моделей. Например, в модели IRI 2016 для расчета высоты  $hmF2$  можно использовать на выбор три модели:

– АМТВ 2013 [Altadill et al., 2012], построенную по данным 26 дигизондов, распределенных по всему земному шару, за период 1998–2006 гг.

– SMF2 – модель ИЗМИРАН и ИПГ, разработанную по данным внешнего зондирования и данных радиозатменных измерений [Лапшин и др., 2016].

– BSE 1979 [Bilitza et al., 1979], в которой высота  $hmF2$  рассчитывается через параметр  $M(3000)F2$  по формуле  $hmF2 = (1490 / (M(3000)F2 + (F1F4 / (foF2 / foE - F2)) + F3)) - 176$ , где  $F1 = 0.00232W + 0.222$ ;  $F2 = 1.2 - 0.0116 \exp(0.0239W)$ ;  $F3 = 0.00064(W - 25)$ ;  $F4 = 1 - (W/150) \times \exp(-\varphi^2/1600)$ ;  $\varphi$  – геомагнитная широта;  $W$  – число солнечных пятен;  $foF2$  и  $foE$  – медианные значения соответствующих критических частот [Shimazaki, 1957; Bilitza and Eyfrig, 1979]. Для расчета необходимы данные вертикального зондирования  $M(3000)$ ,  $foF2$ ,  $foE$ , которые представлены нерегулярно на станциях ВЗ и их нет на не оснащенных ионосферными станциями ВЗ территориях.

В данной работе высота максимума электронной концентрации слоя  $F2$  в спокойных условиях рассчитывалась по модели [Ching and Chiu, 1973; Chiu, 1975]. Это связано с двумя обстоятельства-

ми. Во-первых, представленная нами методика расчета высоты во время возмущений разрабатывалась по данным вертикального зондирования, модель Ching и Chiu тоже построена на данных вертикального зондирования. Использование однородных баз данных объясняет использование именно модели Ching и Chiu. Во-вторых, погрешность нашей методики определяется главным образом тем, на сколько наблюдаемое возмущение отклоняется от среднего формализованного вида возмущения в слое  $F2$  (отрицательного, положительного, двухфазного, его продолжительности и т.д.). Любая более современная медианная модель для расчета  $hmF2$  не сильно уменьшила бы погрешность алгоритма. Поэтому высота максимума электронной концентрации слоя  $F2$  в спокойных условиях в данной работе определялась по простому алгоритму [Ching and Chiu, 1973; Chiu, 1975]:

$$hmF2_q = 240 + 0.75W + 0.83W \sin \delta \sin \varphi \cos \varphi + 30 \cos(t - 4.5|\varphi| - \pi) + 10 \cos \varphi \cos \pi/3 (D - 4.5),$$

где  $W$  – среднемесячное число Вольфа;  $\delta$  – солнечное склонение;  $\varphi$  – геомагнитная широта в радианах;  $t$  – местное время;  $D$  – номер дня года, измеренный от 15 декабря предыдущего года.

Эта модель описывает вариации высоты в спокойных условиях в диапазоне широт  $20^\circ$ – $40^\circ$  N и долгот  $60^\circ$ – $130^\circ$  W.

### 2.2. Возмущенные вариации $\overline{\Delta hmF2}$

Значения  $\overline{\Delta hmF2}$  в возмущенных условиях в данной работе представлялись следующим образом:

$$\overline{\Delta hmF2} = \overline{\Delta h_\varphi}(\varphi) + \overline{\Delta h_\lambda}(\varphi, \lambda) + \overline{\Delta h_s}(\varphi, \lambda) + \overline{\Delta h_w}(\varphi, \lambda, W) + \delta hmF2(AE), \quad (1)$$

где  $\overline{\Delta h_\varphi}(\varphi)$  – широтные вариации  $hmF2$ ;  $\overline{\Delta h_\lambda}(\varphi, \lambda)$  – член, учитывающий долготные изменения  $hmF2$ ;  $\overline{\Delta h_s}(\varphi, \lambda)$  описывает асимметрию изменений  $hmF2$  в северном и южном полушариях;  $\overline{\Delta h_w}(\varphi, \lambda, W)$  учитывает зависимость возмущенных вариаций от солнечной активности;  $\delta hmF2(AE)$  – поправка на текущую геомагнитную активность, выражаемую  $AE$ -индексом. Для описания суточных вариаций  $\overline{\Delta hmF2}$  использовалось разложение в гармонический ряд, для аппроксимации пространственных вариаций применялось разложение по степенным ортогональным полиномам Лежандра.

Использовался массив экспериментальных данных  $hmF2$  (пересчитанные с ионограмм вертикального зондирования ежечасные значения  $hmF2$ ) за периоды очень больших, больших и умеренных ионосферных возмущений за период 1957–1980 гг. по наблюдениям 10 отечественных

**Таблица 1.** Количественная оценка интенсивности ионосферных возмущений

Широты	Спокойные условия	Умеренные возмущения	Большие возмущения	Очень большие возмущения
Высокие, средние	$ \delta foF2  < 20\%$	$ \delta foF2  \geq 25\%$	$ \delta foF2  \geq 35\%$	$ \delta foF2  \geq 45\%$
Низкие	$ \delta foF2  < 15\%$	$ \delta foF2  \geq 20\%$	$ \delta foF2  \geq 30\%$	$ \delta foF2  \geq 40\%$

станций, расположенных в разных регионах. Также использовались ежечасные данные  $hmF2$  по данным 27 зарубежных станций, имевшихся в мировых центрах данных. Интенсивность ионосферного возмущения оценивалась по параметру  $\delta foF2 = (foF2_{тек} - foF2_{мед})/foF2_{мед}$ . Параметр  $\delta foF2$  используется в краткосрочном ионосферном прогнозировании как индекс ионосферных возмущений [Зевакина и др., 1990].

Для описания широтного поведения  $\overline{\Delta hmF2}$  в планетарном масштабе на первом этапе использована цепочка из 12 станций американского региона в окрестности географической долготы  $\lambda = 75^\circ W$  на геомагнитных широтах  $\phi = 1^\circ S - 88^\circ N$ . Для анализа были отобраны периоды времени, когда наблюдалось ~60 очень больших, больших и умеренных ионосферных бурь. Количественная оценка интенсивности ионосферных возмущений приведена в табл. 1.

На рисунке 1 представлены усредненные по местному времени суточные вариации  $\overline{\Delta hmF2}$  — отдельно для лета, равноденствия и зимы. Сплошными линиями представлены модельные расчеты, пунктирные линии представляют разницу между наблюдаемыми возмущенными и спокойными значениями  $hmF2$ . Видно, что с уменьшением широты характер суточного хода постепенно меняется. Для высоких и приэкваториальных широт функции  $\overline{\Delta hmF2}$  противофазны.

Зависимость  $\overline{\Delta hmF2}$  от местного времени  $t$ , геомагнитной широты  $\phi$  и сезона  $M$  может быть представлена в формульном виде [Кулешова и Сергеевко, 1983; Кулешова и др., 1984], но с невысокой точностью. Поэтому в настоящей работе принцип построения функции  $\overline{\Delta hmF2}(t, \phi, M)$  следующий. Суточный ход  $\overline{\Delta hmF2}$  аппроксимировался гармоническим рядом

$$\overline{\Delta hmF2}(t) = \sum_{j=1}^n A_j(I, L) \Psi(I), \quad (2)$$

где

$$\Psi(I) = \begin{cases} \frac{\sqrt{2}}{2}, & I = 1 \\ \cos j \frac{\pi t}{12}, & I = 2j, \quad j = 1-4 \\ \sin \frac{\pi t}{12}, & I = 2j + 1, \quad j = 1-4, \end{cases}$$

$$A(I, L) = \frac{1}{12} \sum_{t=0}^{23} \Delta h_{mt} \Psi_t(I).$$

На рисунке 2 приведены  $\Delta hmF2$  по данным некогерентного рассеяния радиоволн трех пунктов наблюдения в разных широтах западного полушария. Видно, что характер вариаций подобен вариациям по данным ВЗ, приведенным на рис. 1.

Широтная зависимость функции  $\overline{\Delta hmF2}(t, \phi)$  получена разложением коэффициентов  $A(I, L)$  по степенным ортогональным полиномам Лежандра, поскольку она не имеет ярко выраженной периодичности:

$$A(I, L) = \begin{cases} \sum_{j=1}^5 \varepsilon(I, J, M) P(J) \\ \sum_{j=1}^4 \varepsilon(I, J, M) P(J) \\ \sum_{j=1}^3 \varepsilon(I, J, M) P(J). \end{cases}$$

Коэффициенты  $\varepsilon(I, J, M)$  определяются следующим образом:

$$\varepsilon(I, J, M) = \frac{2J+1}{2} \int_{-1}^1 A(I, L) P(J) d\phi.$$

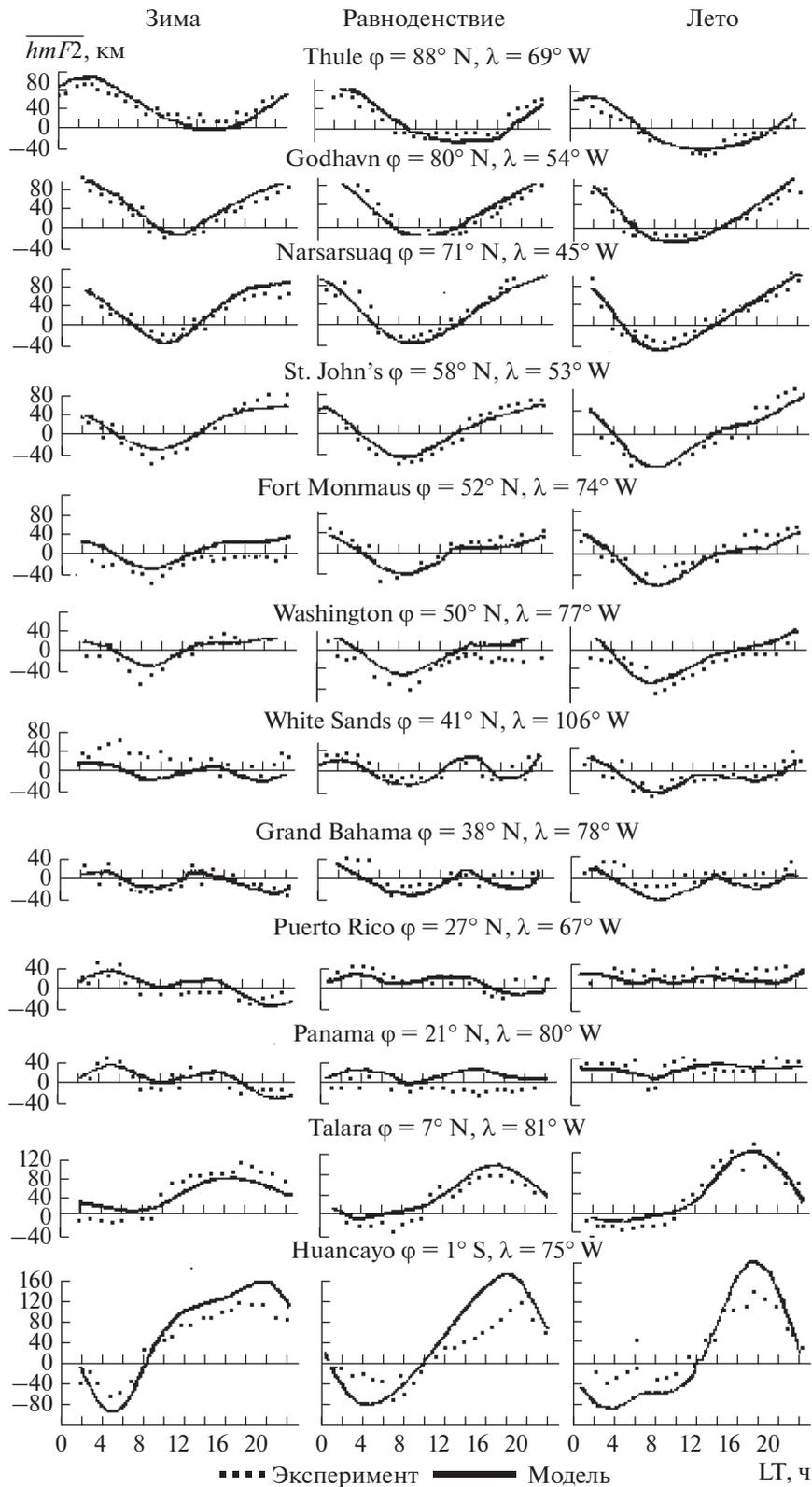
Для разложения используются первые пять многочленов Лагранжа

$$P(1) = 1, \quad P(2) = \phi, \quad P(3) = \frac{1}{2}(3\phi^2 - 1),$$

$$P(4) = \frac{1}{2}(5\phi^3 - 3\phi), \quad P(5) = \frac{1}{8}(35\phi^4 - 30\phi^2 + 3),$$

где  $\phi$  — приведенная широта,  $\phi = (\phi - 43.5)/44.5$  для  $J = 1-5$ ,  $\phi = 0^\circ - 90^\circ$ .

Первые две гармоники аппроксимируются пятью полиномами Лежандра; третья гармоника аппроксимируется по меньшему количеству узлов, поэтому ограничимся четырьмя полиномами, а в четвертой гармонике — тремя полиномами.



**Рис. 1.** Суточные вариации  $\overline{hmF2}$  для сезонов лета, равноденствия, зимы широтой цепочки станций западного полушария.

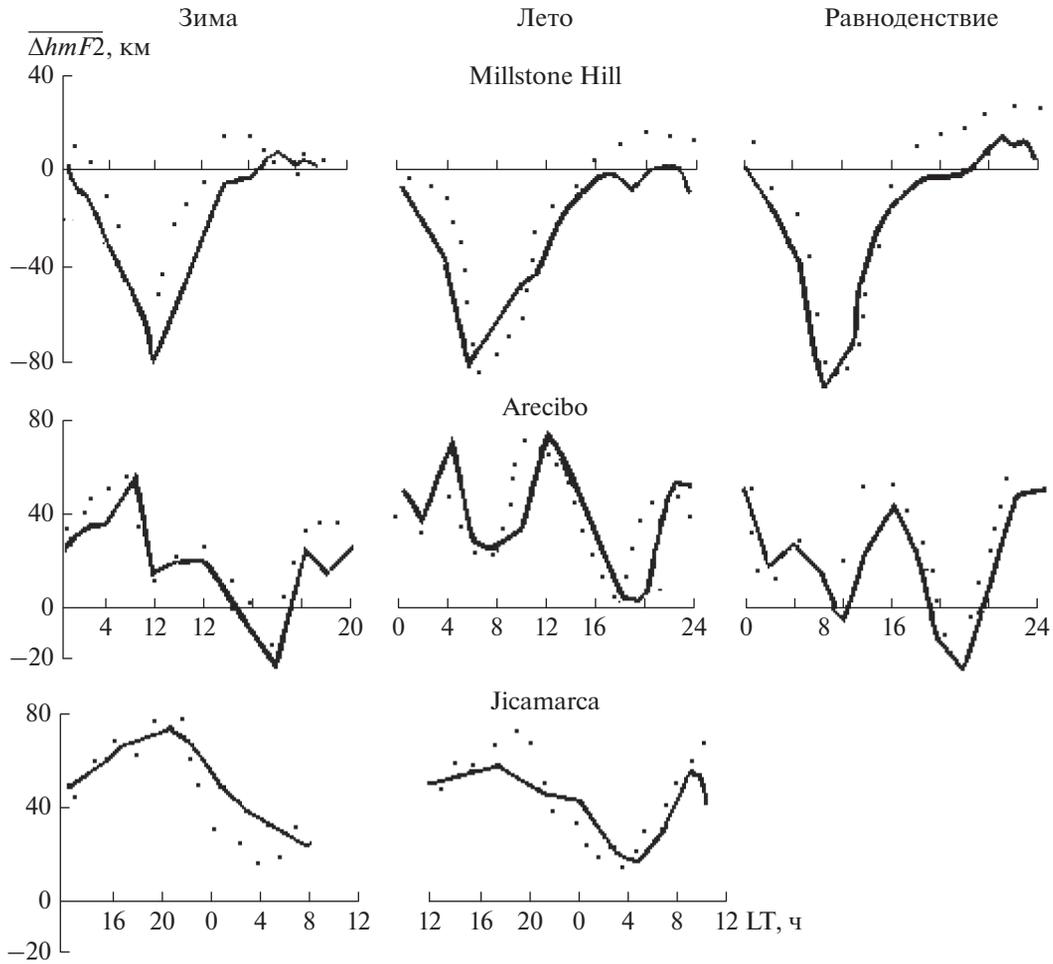


Рис. 2. Суточные вариации  $\overline{\Delta hmF2}$  для сезонов лета, равноденствия, зимы широтой цепочки станций некогерентного рассеяния западного полушария.

Сезонное описание функции  $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$  проводилось следующим образом. Предположим, что в периоды весеннего и осеннего равноденствия функция принимает одинаковые значения. Период должен быть равен 1 г. Функция описывается по четырем точкам ( $M = 1$  соответствует зиме, 2 и 4 – равноденствиям, 3 – лету). Указанными свойствами обладает функция

$$\varepsilon(I, L, M) = \sum_{N=1}^2 \delta(I, J, M) q(N),$$

$$q(1) = 1, \quad q(2) = \cos \frac{\pi}{2} (M - 1).$$

Коэффициенты  $\delta(I, J, M)$  вычисляются следующим образом:

$$\delta(I, J, M) = \frac{1}{4} \sum_{M=1}^4 \varepsilon(I, J, M), \quad \text{при } N = 1,$$

$$\delta(I, J, M) = \frac{1}{2} \sum_{M=1}^4 \varepsilon(I, J, M) \cos \frac{\pi}{2} (M - 1) =$$

$$= \frac{\varepsilon(I, J, 1) - \varepsilon(I, J, 3)}{2}, \quad \text{при } N = 2.$$

Вычисления приводят к следующим матрицам:

$$\delta(I, J, M)_{N=1} = \begin{vmatrix} -13.4 & 16.3 & -6.1 & 8.7 & 14.6 \\ 17.8 & 68.3 & -75.9 & 9.1 & -13.7 \\ -35.2 & 45.5 & -27.8 & -32.6 & -18.8 \\ -31.7 & -41.9 & 155.8 & -3.2 & 26.7 \\ -108.0 & -47.2 & -12.4 & 21.1 & 0.4 \end{vmatrix},$$

$$\delta(I, J, M)_{N=2} = \begin{vmatrix} 12.1 & -8.5 & 4.4 & -6.1 & -0.2 \\ 28.4 & 1.0 & -6.6 & 0.5 & -11.2 \\ -59.1 & 13.2 & 21.2 & -18.9 & 21.2 \\ 29.5 & -2.0 & 4.4 & -18.2 & 14.2 \\ 81.3 & -8.0 & -17.5 & 43.1 & -27.8 \end{vmatrix}.$$

Таким образом, алгоритм для вычисления функции  $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$  приобретает следующий вид:

$$\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M) =$$

$$= \sum_{I=1}^5 \sum_{J=1}^5 \sum_{N=1}^2 \delta(I, J, N) q(N) P(J) \Psi(I). \tag{3}$$

**Таблица 2.** Список станций южного полушария для корректировки значений  $hmF2$  в возмущенных условиях

Станция	$\varphi, ^\circ S$	$\lambda, ^\circ E$
Cocos Islands	23	97
Brisbane	36	153
Mundaring	43	116
Canberra	44	149
Hobart	52	147

Индекс  $I$  относится к суточным изменениям,  $J$  – к широтным,  $M$  – сезонным.

Среднеквадратические отклонения приведенных на рис. 1 рассчитанных по описанному алгоритму (сплошная линия) распределений  $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$  от значений  $\overline{\Delta hmF2}$ , полученных по экспериментальным данным, не превышает ~15 км.

### 2.3. Возмущенные вариации $\overline{\Delta hmF2}$ на разных долготах

Для описания долготных вариаций анализировались данные наблюдений ионосферных станций ВЗ, расположенных на разных долготах. На рисунке 3 представлены суточные хода долготной поправки  $\nabla(\lambda)$  – разности между наблюдаемыми значениями  $\overline{\Delta hmF2}$  и рассчитанными по (3) значениями  $\overline{\Delta hmF2}$  для соответствующей широты и долготы  $75^\circ W$ . Расчеты сделаны для трех сезонов. Из рисунка видно, что долготный эффект существует, но дать математическое описание его величины для любой долготы, учитывая небольшой массив, трудно. Поэтому при учете долготной зависимости было принято, что она имеет простейший вид:

$$\nabla(\lambda) = A_0 + B_0 \cos \frac{\pi\lambda}{180} + C_0 \sin \frac{\pi\lambda}{180}.$$

Далее, используя ту же методику, что и при выводе  $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$ , получаем зависимость в виде суммы ряда

$$\nabla(\lambda) = \sum_{I=1}^5 \sum_{k=1}^3 \sum_{N=1}^2 \eta(I, k, N) q(N) r(k) \Psi(I),$$

где функции  $q(N)$  и  $\Psi(I)$  те же, что и при выводе широтной зависимости; индекс  $k$  относится к долготной зависимости.

$$r(1) = \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad r(2) = \cos \frac{\pi\lambda}{180}, \quad r(3) = \sin \frac{\pi\lambda}{180},$$

матрица  $\eta(I, k, N)$  имеет следующий вид:

$$\eta(I, k, 1)_{N=1} = \begin{vmatrix} 0.98 & 25.50 & 21.52 & 10.24 & 2.88 \\ -14.76 & -4.57 & -17.96 & 4.98 & -5.06 \\ -3.00 & -12.51 & -16.14 & -5.37 & -1.13 \end{vmatrix},$$

$$\eta(I, k, 2)_{N=2} = \begin{vmatrix} -9.46 & 16.03 & 4.11 & -4.22 & 7.05 \\ -13.27 & 0.56 & 0.97 & 2.55 & 0.57 \\ 5.64 & -6.14 & -0.08 & 5.50 & -3.50 \end{vmatrix}.$$

Таким образом, модель  $\overline{\Delta hmF2}$  для северного полушария с учетом долготного эффекта выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta hmF2}(t, \Phi, \lambda, M) = & \\ = \sum_{I=1}^5 \sum_{J=1}^5 \sum_{N=1}^2 \delta(I, J, N) q(N) P(J) \Psi(I) + & \\ + \sum_{I=1}^5 \sum_{K=1}^3 \sum_{N=1}^2 \eta(I, k, N) q(N) r(k) \Psi(I) = & \quad (4) \\ = \sum_{I=1}^5 \sum_{N=1}^2 \Psi(I) q(N) \left[ \sum_{J=1}^5 \delta(I, J, N) P(J) + \right. & \\ \left. + \sum_{k=1}^3 \eta(I, k, N) r(k) \right]. & \end{aligned}$$

### 2.4. Вариации $\overline{\Delta hmF2}$ в южной полусфере

Были рассмотрены данные станций южной цепочки станций на  $\lambda \sim 130^\circ E$  в возмущенные периоды. Список станций дан в табл. 2.

При рассмотрении суточных ходов  $\overline{\Delta hmF2}$  на этих станциях в разные сезоны обращают на себя внимание аномально высокие значения  $hmF2$  на всех станциях. Сопоставление этой цепочки с цепочкой северного полушария в первом приближении дает качественное подобие хода  $\overline{\Delta hmF2}$  (LT) на соответствующих широтах в одни сезоны, но на южной цепочке он приподнят. Используя данные  $hpF2$  (только в ночное время, т.к. только в отсутствии межслоевой ионизации  $hpF2$  грубо соответствует  $hmF2$ ) НИС “Академик Королев”, приблизительно был очерчен район аномально высоких значений  $hmF2$  по геомагнитной широте  $23^\circ - 58^\circ S$ , по географической долготе  $97^\circ - 180^\circ E$ . В предположении, что аномалия  $hmF2$  линейно уменьшается до “нормальных” значений на  $\lambda \cong \cong 75^\circ W$  и  $\Phi \cong 10^\circ S$  (Сингапур) и  $\Phi \cong 89^\circ S$  (Южный полюс), были посчитаны градиенты  $\overline{\Delta hmF2}$  к востоку и западу, северу и югу от области аномалии.

В таблицах 3 и 4 представлены градиенты спада аномального подъема до нормальных значений ( $\nabla_E, \nabla_W, \nabla_N, \nabla_S$ ).

Таким образом, для получения  $\overline{\Delta hmF2}$  во время возмущений в южном полушарии в первом

приближении можно пользоваться методикой и данными, полученными для северной цепочки станций с учетом поправок на “аномальное” поведение  $\overline{\Delta hmF2}$ , представленных в табл. 3 и 4.

2.5. Зависимость  $\overline{\Delta hmF2}$  от солнечной активности ( $W$ )

При моделировании  $hmF2$  зависимость от  $W$  учитывалась в спокойных вариациях  $(hmF2)_q$ , но известно, что возмущенные вариации ионосферных параметров  $\delta foF2$  и  $\overline{\Delta hmF2}$  также зависят от солнечной активности. По имеющимся данным была оценена такая зависимость. На рисунке 4 представлен суточный ход  $\overline{\Delta hmF2}$  на станциях Томск ( $\Phi = 46^\circ N, \lambda = 85^\circ E$ ) и Slough ( $\Phi = 54^\circ N, \lambda = 1^\circ W$ ) для лет разной солнечной активности. Из графиков видно, что существует обратная зависимость  $\overline{\Delta hmF2}$  от  $W \leq 140$ , которая может быть представлена следующим соотношением:

$$\overline{\Delta hmF2} = K(W_0 - W),$$

где  $W_0$  – годовое число Вольфа для известных  $\overline{\Delta hmF2}(LT)$ ,  $K$  – коэффициент, зависящий от сезона:

- $K = 0.6$  км для лета,
- $K = 0.4$  км для равноденствия,
- $K = 0.2$  км для зимы.

В годы с  $W > 140$   $\overline{\Delta hmF2}$  практически не меняется, оставаясь на уровне лет с  $W = 140$ , что видно из данных ст. Slough.

2.6. Определение  $\delta hmF2(AE)$

Зависимость остатка возмущенной части  $\delta hmF2$  от магнитной активности в первом приближении может быть представлена линейно. Получена следующая зависимость  $\delta hmF2$  от  $AE$ -индекса соответственно для зимы, лета и равноденствия:

$$\delta hmF2 = \begin{cases} 0.27|\phi| - 25.7 + (0.069 - 0.0005|\phi|)AE \\ -0.37|\phi| + (0.001|\phi| + 0.012)AE \\ 0.5|\phi| - 40.0 + (0.086 - 0.0014|\phi|)AE. \end{cases}$$

Таким образом, имея текущую гелиогеофизическую информацию, можно рассчитать  $hmF2$  в любом заданном пункте.

3. ПРОВЕРКА ТОЧНОСТИ МОДЕЛИ  $hmF2$  ВО ВРЕМЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Проверка алгоритма (I) по экспериментальным данным внешнего, некогерентного и вертикального зондирования ионосферы, не вошедшим в статистику при обработке возмущенных

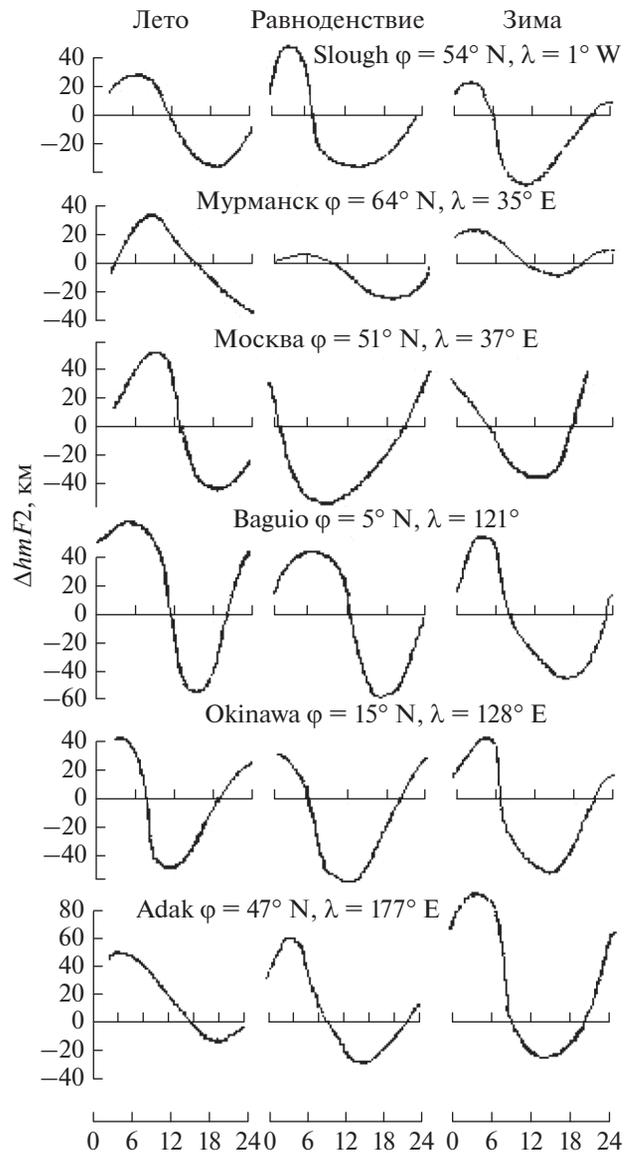


Рис. 3. Суточный ход долготных поправок  $\overline{\Delta hmF2}_\lambda$  для долготной цепочки станций.

вариаций  $hmF2$ , проводилась для разных сезонов и фазы солнечного цикла по станциям, расположенным на разных широтах и долготах (всего 1914 часовых значений).

Таблица 3. Градиенты спада в северо-южном направлении  $\nabla_N$  и  $\nabla_S$  – аномального подъема до нормальных значений  $hmF2$

Градиент, км/град	Лето	Равноденствие	Зима
$\nabla_N$	12.3	17.0	21.5
$\nabla_S$	6.2	5.7	6.2

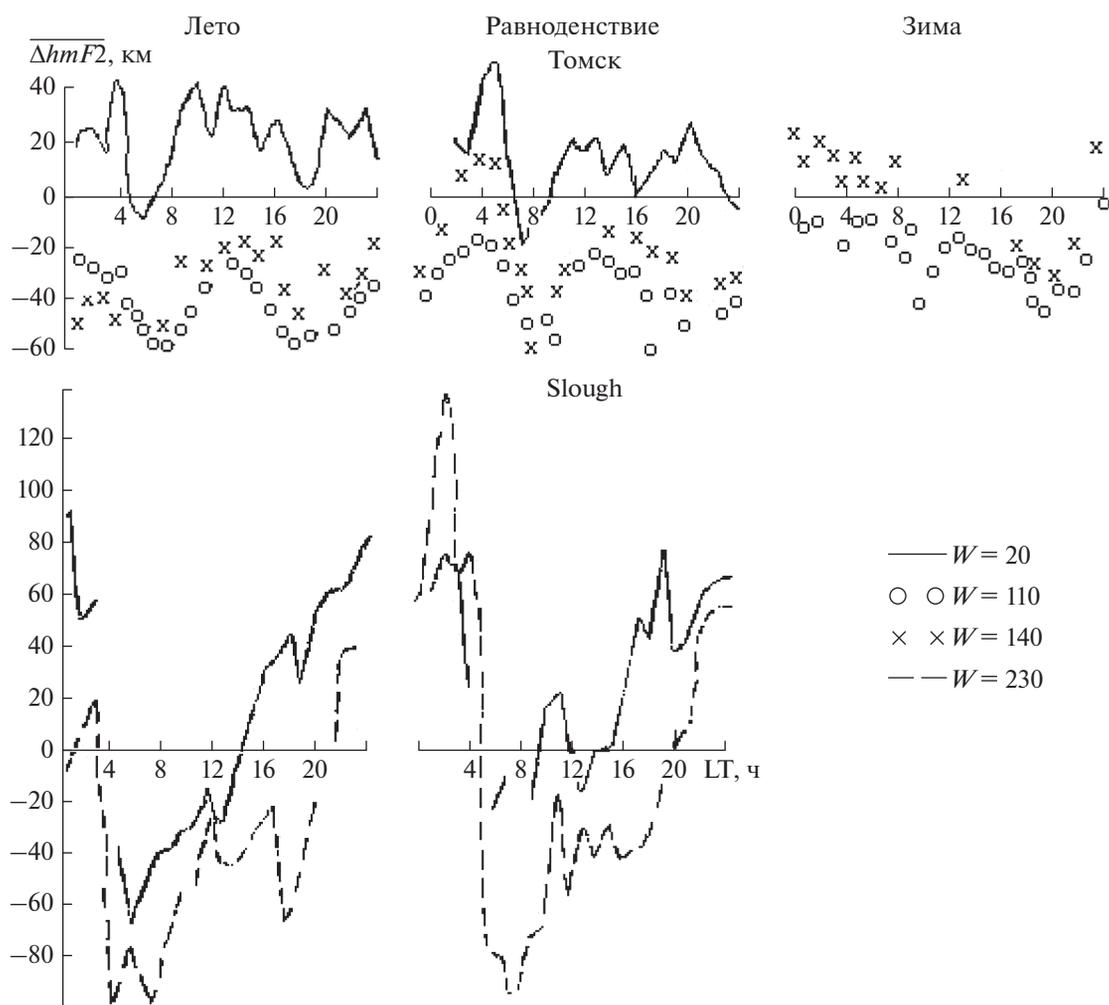
**Таблица 4.** Градиенты спада в восточно-западном направлении  $\nabla_E$  и  $\nabla_W$ /аномального подъема до нормальных значений  $hmF2$

$\varphi, ^\circ S$	Лето		Равноденствие		Зима	
	$\nabla_W, \text{км/град}$	$\nabla_E, \text{км/град}$	$\nabla_W, \text{км/град}$	$\nabla_E, \text{км/град}$	$\nabla_W, \text{км/град}$	$\nabla_E, \text{км/град}$
20	0.9	1.5	1.3	2.1	1.6	2.7
30	0.9	1.5	1.1	1.8	1.3	2.2
40	0.8	1.2	0.9	1.4	1.0	1.7
50	1.3	2.2	1.2	2.0	1.3	2.2

Несколько случаев было проверено по данным спутника Alocette II. В течение нескольких минут  $hmF2$  изменялась в диапазоне 305–330 км, 351–377 км, прогнозируемые значения были 348 и 356 км соответственно.

На рисунках 5 и 6 даны примеры сопоставлений расчетных и экспериментальных  $hmF2$ . Из рисунков видно, что среднеквадратическое от-

клонение (СКО) в более чем 90% случаев не превосходит 35 км, что при учете не очень большого массива данных, на основе которого была построена модель  $hmF2$ , является достаточно хорошим результатом. СКО изменяется от 24 до 35 км. Наименьшие СКО – в равноденствие на средних и высоких широтах, наибольшие – на низких широтах летом. Погрешность расчетов в большой



**Рис. 4.** Суточный ход  $\Delta hmF2$  на станциях Томск и Slough для разной солнечной активности.

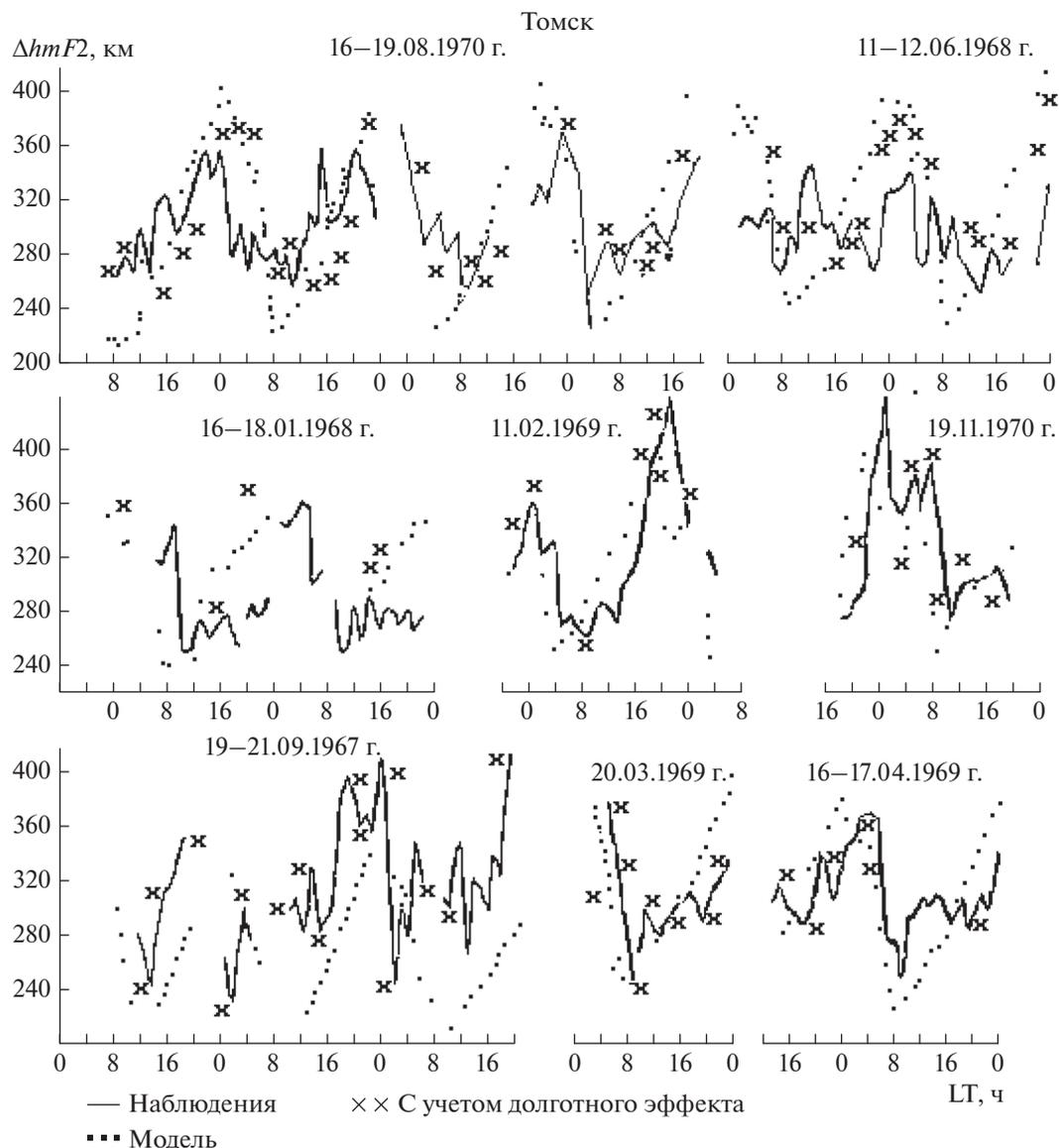


Рис. 5. Сопоставление экспериментальных и рассчитанных значений  $hmF2$  для ст. Томск.

мере определяется индивидуальностью каждой отдельной бури, нет точной копии ни у одной бури.

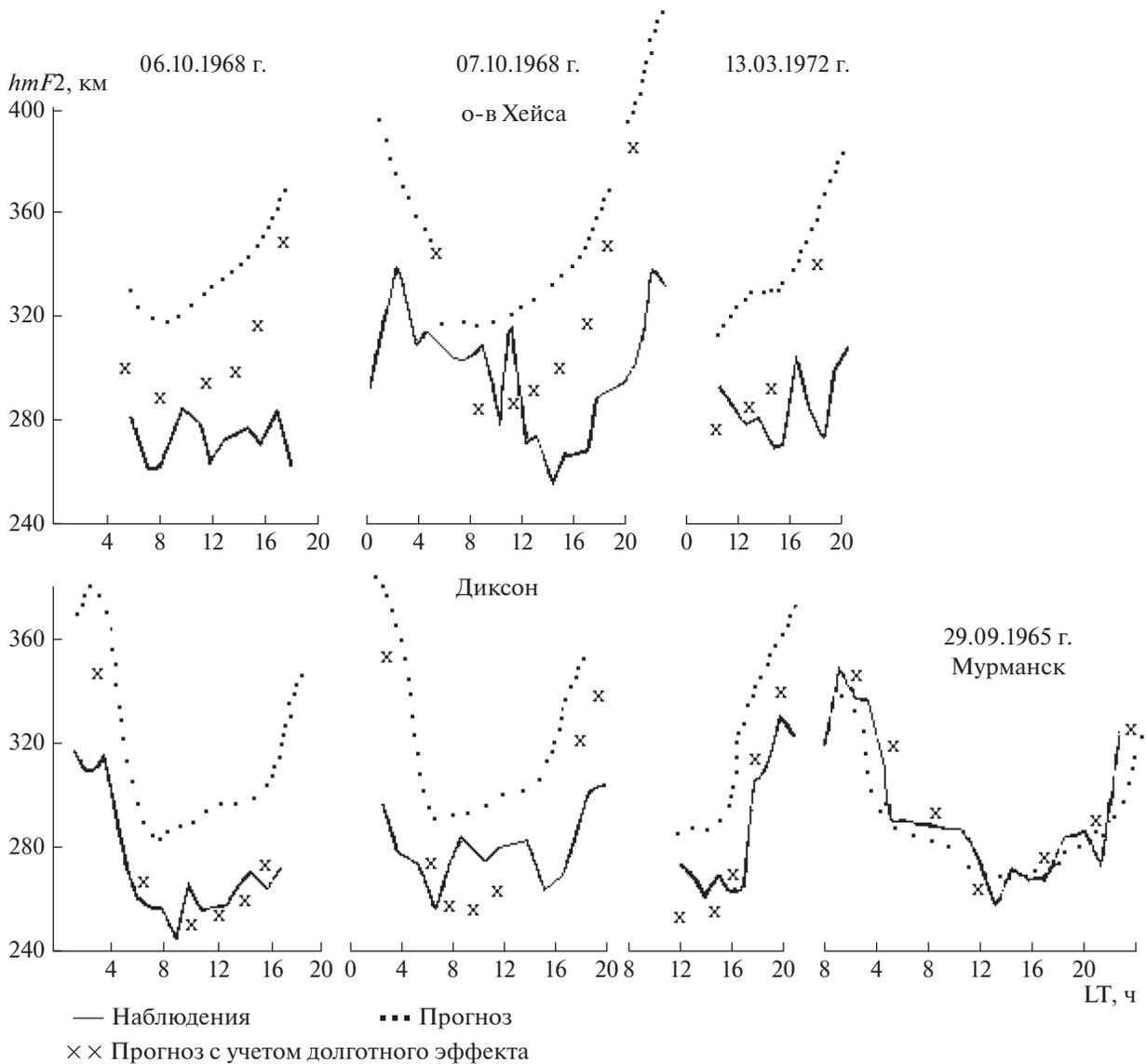
#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложенная методика расчета  $hmF2$  в возмущенных условиях позволяет с достаточной степенью точности рассчитать высоту максимума слоя  $F2$  во время геомагнитных возмущений в любой точке Земли. Имея прогноз солнечной и геомагнитной активности, можно прогнозировать  $hmF2$ . Простое математическое обеспечение делает эту модель удобной для оперативного использования.

Вместе с тем, следует отметить, что проблема повышения эффективности функционирования

радиолокационных систем путем более корректного учета среды распространения радиоволн остается весьма сложной даже с использованием дополнительных средств диагностики ионосферы. Из-за повышения требований к различным средствам учет состояния среды распространения радиоволн становится неотъемлемой частью их эксплуатации. Соответственно, требования к ионосферным моделям являются достаточно жесткими. Что же касается моделей параметров в возмущенных условиях, то повышение их точности может идти по следующим направлениям.

— Увеличение объема данных ионосферного мониторинга для разных уровней солнечной и магнитной активности, широты, времени суток и



**Рис. 6.** Сопоставление экспериментальных и рассчитанных значений  $hmF2$  для высокоширотных станций о-в Хейса, Диксон и Мурманск.

сезона и дифференцированное их математическое описание по типам возмущений.

– Построение региональных моделей безусловно повысит их точность.

– Одновременное развитие вероятностных моделей улучшит прогноз среды распространения радиоволн. Для этого необходима оценка законов распределения статистических параметров, ее следует делать на основании статистического анализа многочисленных независимых экспериментальных данных.

Отметим, что в некоторых аналитических работах анализируется точность наиболее известных отечественных и зарубежных моделей ионосферы в связи с прикладными задачами. Показы-

вается, что ни одна из них по разным причинам хотя бы примерно не удовлетворяет всем требованиям. Отмечается, что наиболее перспективными представляются вероятностно-статистические модели, которые в принципе могут в той или иной степени соответствовать этим требованиям [Аксенов и др., 2020; Алпатов и др., 2020]. С этим нельзя не согласиться. Тем не менее, эмпирические модели тоже нужно разрабатывать, усовершенствовать. Так или иначе, они обобщают исследования на определенном этапе развития.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Аксенов О.Ю., Козлов С.И., Ляхов А.Н., Трекин В.В., Перунов Ю.М., Якубовский С.В. Анализ прикладных

моделей ионосферы для расчета распространения радиоволн и в возможность их использования в интересах радиолокационных систем. I. Классификация прикладных моделей и основные требования, предъявляемые к ним в интересах радиолокационных средств // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 1. С. 86–96. 2020.

– *Алпатов В.В., Беккер С.З., Козлов С.И., Ляхов А.Н., Яким В.В., Якубовский С.В.* Анализ прикладных моделей ионосферы для расчета распространения радиоволн и возможность их использования в интересах радиолокационных систем. II. Отечественные модели // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 3. С. 73–81. 2020.

– *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука. 527 с. 1988.

– *Гончарова Е.Е., Деминова Г.Ф., Куликов В.В., Лебле С.Б., Нацвалян С.А., Шашункина В.М., Юдович Л.А.* Прогностический аспект ионосферного эффекта внутренних гравитационных волн в периоды магнитосферных суббурь // Прогнозирование ионосферных, магнитосферных возмущений и солнечной активности. М.: Наука. С. 144–159. 1987.

– *Зевакина Р.А., Жулина Е.М., Носова Г.Н., Сергеев Н.П.* Руководство по краткосрочному прогнозированию ионосферы (Материалы мирового центра данных Б). М.: МГК при През. АН СССР. 71 с. 1990.

– *Кулешова В.П., Сергеев Н.П.* О вариациях высоты максимума слоя *F2* во время магнитосферных бурь / Исследование условий распространения радиоволн. М.: ИЗМИРАН. С. 146–151. 1983.

– *Кулешова В.П., Пономарева Л.И., Сергеев Н.П.* К вопросу о расчете высоты максимума слоя *F2* во вре-

мя ионосферных бурь // Прогнозирование ионосферы и распространения радиоволн. М.: Наука. С. 48–54. 1984.

– *Лапшин В.Б., Данилов А.Д., Михайлов В.В., Цыбуля К.Г., Денисова В.И., Михайлов А.В., Деминов М.Г., Карпачев А.Т., Шубин В.Н.* Модель SIMP как новый государственный стандарт распределения концентрации электронов в ионосфере (ГОСТ 25645.146) // Пленарный доклад на XXV Всероссийской открытой конференции “Распространение радиоволн”. г. Томск. 3–9 июля 2016 г.

– *Altadill D., Magdaleno S., Torta J.M., Blanch E.* Global empirical models of the density peak height and of the equivalent scale height for quiet conditions // Adv. Space Res. V. 52. P. 1756–1769. 2012.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.11.018>

– *Bilitza D., Eyfrig R.* A global models for the height of the *F2*-peak using M3000 values from the CCIR numerical map // Telecommun J. V. 46. № 9. P. 549–553. 1979.

– *Shimazaki I.* Dynamical structure of the ionospheric *F2* layer as deduced from the world-wide daily variations // J. Atmos. Terr. Phys. V. 15. Issues 1–2. P. 108–115. 1959.

– *Ching B.K., Chiu Y.T.* A phenomenological model of global ionospheric electron density in the *E*-, *F1*- and *F2*-regions // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. № 9. P. 1615–1630. 1973.

– *Chiu J.T.* An improved phenomenological model of ionosphere density // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. № 12. P. 1563–1570. 1975.

– *Rishbeth H.* How the thermospheric circulation affects the ionospheric *F2* layer // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 60. № 14. P. 1385–1402. 1998.

## ЗАВИСИМОСТЬ ГОДОВОЙ АСИММЕТРИИ В $NmF2$ ОТ ГЕОМАГНИТНОЙ ШИРОТЫ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. М. Г. Деминов<sup>1</sup>, \*, В. Н. Шубин<sup>1</sup>, Р. Г. Деминов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет, г. Казань, Россия

\*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 23.11.2020 г.

После доработки 27.11.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

На основе глобальной эмпирической модели медианы критической частоты  $F2$ -слоя (модели SDMF2) выполнен анализ свойств годовой асимметрии в концентрации максимума  $F2$ -слоя  $NmF2$  в полдень. В качестве характеристики этой асимметрии использован индекс  $R$  – отношение январь/июль суммарной (в данной и геомагнитно сопряженной точке) концентрации  $NmF2$  в полдень, которая усреднена по всем долготам. Установлено, что на низких геомагнитных широтах ( $\Phi < 31^\circ\text{--}33^\circ$ ) индекс  $R$  уменьшается с ростом солнечной активности. На более высоких широтах индекс  $R$  увеличивается с ростом этой активности. При низкой солнечной активности основной максимум  $R$  расположен на широте  $\Phi = 22^\circ\text{--}24^\circ$ . При высокой солнечной активности этот максимум  $R$  расположен на  $\Phi = 64^\circ\text{--}66^\circ$ . На широте  $\Phi = 22^\circ\text{--}24^\circ$  в северном и южном полушариях средняя по долготе концентрация  $NmF2$  в январе больше, чем в июле, при любом уровне солнечной активности. На  $\Phi = 64^\circ\text{--}66^\circ$  увеличение  $R$  с ростом солнечной активности обусловлено, в основном, увеличением  $NmF2$  в январе в северном полушарии. Глобальный (средний по всем широтам) индекс  $R$  увеличивается с ростом солнечной активности. Дополнительный анализ показал, что в модели IRI (с коэффициентами URSI и, тем более, с коэффициентами CCIR) глобальный индекс  $R$  уменьшается с ростом солнечной активности. Это, по-видимому, обусловлено ограниченным числом экспериментальных данных при получении коэффициентов CCIR и URSI, особенно над океанами.

DOI: 10.31857/S0016794021030032

### 1. ВВЕДЕНИЕ

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

пример, для  $NmF2$ , используют индекс асимметрии [Rishbeth and Müller–Wodarg, 2006]

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

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

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

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

Для анализа свойств глобального индекса  $R$  необходимо знание закономерностей и свойств

индекса  $R(\Phi)$  на данной геомагнитной широте  $\Phi$ . Индекс  $R(\Phi)$  определен уравнением (2), в котором  $NmF2(N + S)_{Jan}$  и  $NmF2(N + S)_{July}$  – средние по всем долготам суммарные (на данной широте  $\Phi$  в северном полушарии и на сопряженной широте  $-\Phi$  в южном полушарии) значения  $NmF2$  в январе и июле в фиксированные местное время и уровень солнечной активности. Индекс  $R(\Phi)$  назван локальным индексом  $R$  для краткости изложения.

Для получения корректных оценок глобального и локального индексов  $R$  для данного местного времени и уровня солнечной активности необходимо иметь соответствующие данные  $NmF2$  для января и июля на всех долготах. Данные ионосферных станций не удовлетворяют этому критерию, поскольку в южном полушарии такие станции есть только в определенных долготных секторах. Тем не менее, по данным ионосферных станций были изучены некоторые свойства индексов  $R$  или  $AI$  [Yonezawa, 1971; Rishbeth and Müller–Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018]. Например, на основе анализа четырех пар станций этим способом было получено, что в целом  $AI$  больше в солнечном максимуме, чем в солнечном минимуме [Rishbeth and Müller–Wodarg, 2006], вопреки предыдущим выводам [Yonezawa, 1971]. Спутниковые данные и, в первую очередь, данные радиозатменных измерений  $NmF2$ , полученные с помощью спутника COSMIC (Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere, and Climate), позволяют получить почти глобальную картину  $NmF2$  для определенных геофизических условий и, тем самым, судить о закономерностях пространственного распределения индексов  $R$  или  $AI$  для этих условий [Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017a]. Так, по данным COSMIC, центрированным на 21 июня и 21 декабря 2006 г. в интервале 90 дней, был выделен отчетливый пик индекса  $AI$  на геомагнитной широте примерно  $25^\circ$  и показано, что в полдень в декабре глобально осредненное значение  $NmF2$  на 30% больше, чем в июне [Zeng, 2008]. Эти результаты были получены для низкой солнечной активности [Zeng, 2008]. Попытки оценить зависимость годовой асимметрии в  $NmF2$  (или в высотном распределении концентрации электронов в области  $F$  ионосферы) от солнечной активности по данным COSMIC на фазе роста солнечного цикла 24 позволили установить только качественную тенденцию этой зависимости [Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017b]. Последнее связано с тем, что для получения корректной оценки  $R$  или  $AI$  необходимо, чтобы данные для декабря (или января) и июня (или июля) соответствовали фиксированному уровню (или интервалу) солнечной активности. На фазах роста и спада солнечного цикла это требование редко удовлетворяется, поскольку за интервал в половину года изменения индекса

солнечной активности обычно существенны. Например, на фазе роста солнечного цикла 24 в интервале 2008–2012 гг. самые высокие и низкие значения глобального индекса  $AI$  наблюдались в соседних 2011 и 2012 годах из-за существенной и противоположной разницы в индексах солнечной активности в июне и декабре в эти годы [Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017b]. Следовательно, задачу о закономерностях изменения годовой асимметрии в  $NmF2$  от геомагнитной активности и широты нельзя считать решенной.

Один из способов решения этой задачи основан на использовании глобальной модели медианы  $NmF2$ , в которой учтены зависимости  $NmF2$  от геофизических условий, включая зависимости  $NmF2$  от широты и солнечной активности. Реализация этого способа на примере анализа данных медиан  $NmF2$  в полдень по модели SDMF2 (Satellite and Digisonde Data Model of the F2 layer) [Шубин, 2017] была главной целью данной работы. Выбор модели SDMF2 обусловлен тем, что она построена по большой базе данных ионосферных станций и спутниковых радиозатменных измерений критической частоты  $F2$ -слоя  $foF2$ . Они позволили обеспечить почти глобальное покрытие данными  $foF2$  (с шагом  $15^\circ$  по долготе и  $5^\circ$  по широте) для каждого месяца и фиксированного часа мирового времени UT при низкой и относительно высокой солнечной активности. При построении модели SDMF2 был использован метод Лежандра для пространственного разложения месячных медиан  $foF2$ , вычисленных по этой базе данных, а затем – метод Фурье для разложения полученных коэффициентов по времени UT. Кроме того, для получения скользящих медиан  $foF2$  на данный день месяца использована линейная интерполяция медиан  $foF2$  для данного месяца и ближайшего месяца. В результате, входными параметрами этой модели являются географические координаты, время UT, день, месяц, год и интегральный индекс  $F10.7(\tau)$  солнечной активности для данного дня. Индекс  $F10.7(\tau)$  является средневзвешенным индексом  $F10.7$  (с характерным временем  $T = 27$  дней или  $\tau = \exp(-1/T) = 0.96$ ), отражая зависимость  $foF2$  от предыстории изменения  $F10.7$  [Шубин, 2017].

Для решения поставленной задачи использован вариант модели SDMF2, когда не проводится интерполяция  $foF2$  на данный день месяца. В этом случае входными (задаваемыми) параметрами модели являются географические координаты, время UT, месяц года и индекс солнечной активности  $F$  – величина измеренного потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см для данного месяца. При анализе годовой асимметрии используют не географические, а геомагнитные [Mikhailov and Perrone, 2015] или магнитные [Rishbeth and Müller–Wodarg, 2006; Brown et al., 2018] координаты. Здесь, для определенности, ис-

пользованы геомагнитные координаты  $\Phi$  и  $\Lambda$ , когда магнитное поле Земли аппроксимировано центрированным диполем для 2010 года, географические координаты полюса которого в северном полушарии:  $80.01^\circ$  N,  $287.79^\circ$  E [Koochak and Fraser–Smith, 2017].

Поэтому более конкретно целью данной работы был анализ зависимости индекса годовой асимметрии  $R$  в полдень от геомагнитной широты  $\Phi$  и индекса солнечной активности  $F$  с помощью модели SDMF2. Ниже последовательно представлены результаты этого анализа, а также анализа свойств глобального индекса  $R$  по модели SDMF2 и по базовой модели медианы  $foF2$  в международной модели IRI [Bilitza, 2018] с коэффициентами CCIR (International Radio Consultative Committee) [Jones and Gallet, 1962, 1965] и URSI (International Union of Radio Science) [Rush et al., 1984, 1989]. Далее приведены обсуждение этих результатов и основные выводы работы.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Для получения локального индекса  $R(\Phi)$  в полдень на данной геомагнитной широте  $\Phi$  для фиксированного индекса солнечной активности  $F$  вычислялись средние по всем долготам значения  $NmF2$  в полдень для января (и июля) на широте  $\Phi$  в северном полушарии (и сопряженной широте  $-\Phi$  в южном полушарии) для этой солнечной активности. Алгоритм такого вычисления  $NmF2$  в полдень, например, для января на широте  $\Phi$  для данного индекса солнечной активности  $F$ , следующий. Задать геомагнитные долготы  $\Lambda(i)$  с шагом по долготе  $15^\circ$  (24 значения). Для каждого пункта с геомагнитными координатами  $\Phi$ ,  $\Lambda(i)$  последовательно вычислить географические координаты  $\varphi(i)$ ,  $\lambda(i)$  и мировое время UT(i), которое соответствует местному полудню; по известным  $\varphi(i)$ ,  $\lambda(i)$ , UT(i) и  $F$  вычислить  $foF2(i)$  (и, следовательно,  $NmF2(i)$ ) по модели SDMF2. Далее вычислить  $NmF2(N)_{Jan}$  – среднее по всем долготам значение  $NmF2$  в январе в полдень в северном полушарии на широте  $\Phi$  для данного индекса солнечной активности  $F$ . Аналогично вычислить  $NmF2(S)_{Jan}$ ,  $NmF2(N)_{Jul}$ ,  $NmF2(S)_{Jul}$ , по которым вычислить суммарные значения  $NmF2(N + S)_{Jan}$  и  $NmF2(N + S)_{Jul}$ . По уравнению (2) определить искомое значение локального индекса годовой асимметрии  $R = R(\Phi)$  в полдень на данной геомагнитной широте  $\Phi$  для данного уровня солнечной активности  $F$ . Среднее по всем широтам значение  $R(\Phi)$  дает глобальный индекс годовой асимметрии  $R_G$  в полдень для данного уровня солнечной активности  $F$ . Для вычисления глобального индекса  $R_G$  использован шаг по широте  $1^\circ$   $\Phi$ . Этот же шаг использован при анализе зави-

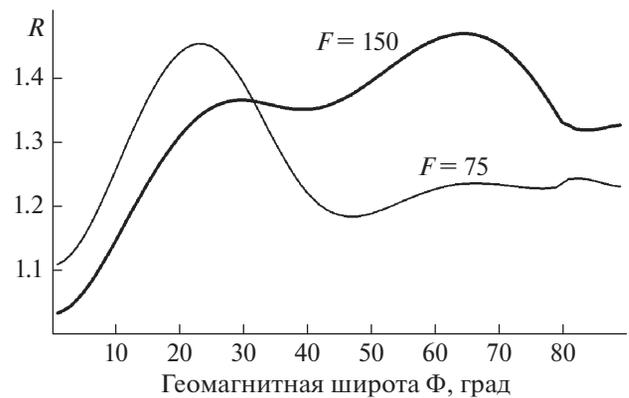
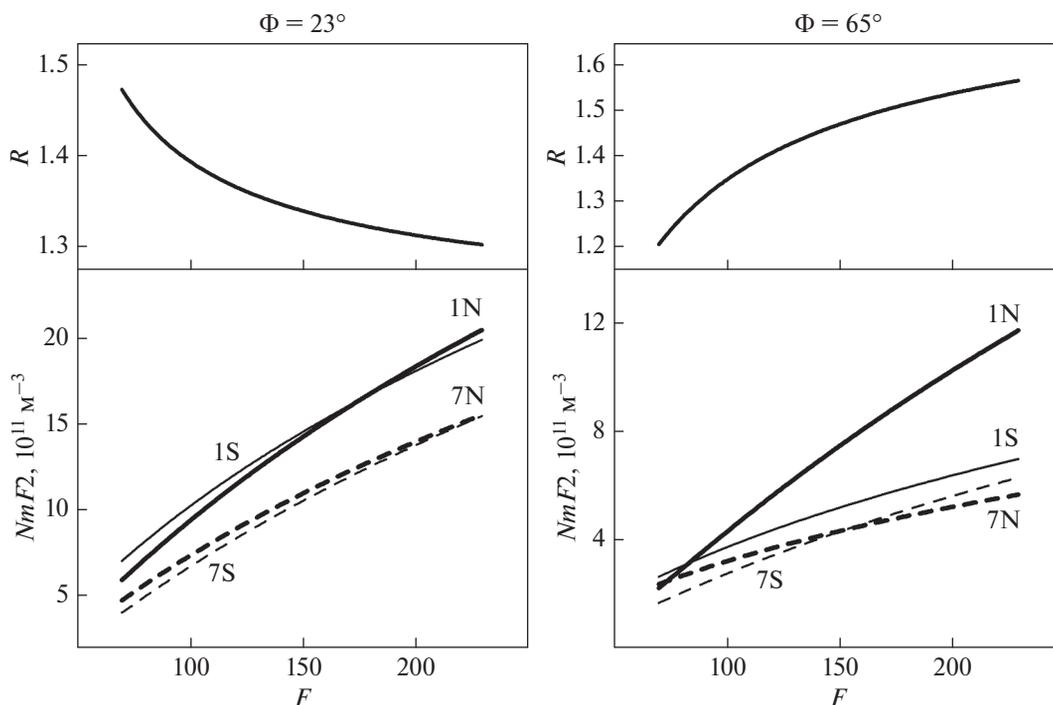


Рис. 1. Изменения локального индекса годовой асимметрии  $R$  в полдень с геомагнитной широтой  $\Phi$  по модели SDMF2 для низкой ( $F = 75$ ) и относительно высокой ( $F = 150$ ) солнечной активности.

симости локального индекса годовой асимметрии  $R$  от геомагнитной широты  $\Phi$ .

На рисунке 1 показаны зависимости локального индекса годовой асимметрии  $R$  в полдень от геомагнитной широты для двух уровней солнечной активности, полученные по модели SDMF2 и приведенному выше алгоритму. Видно, что при низкой солнечной активности ( $F = 75$ ) отчетливо выделяется основной максимум  $R$  на низких широтах, точнее, на геомагнитной широте  $22^\circ$ – $24^\circ$ , где  $R = 1.45$ . На средних и высоких широтах ( $\Phi > 40^\circ$ ) изменения локального индекса годовой асимметрии  $R$  с широтой относительно слабые ( $1.19 < R < 1.24$ ). Индекс  $R$  при относительно высокой солнечной активности ( $F = 150$ ) больше, чем при низкой солнечной активности ( $F = 75$ ) на широтах  $\Phi > 31^\circ$ – $33^\circ$ . На более низких широтах индекс  $R$  уменьшается с ростом солнечной активности. В результате, для  $F = 150$  основной максимум  $R$  расположен на геомагнитной широте  $64^\circ$ – $66^\circ$ , где  $R = 1.47$ . Из данных на рис. 1 можно заключить, что локальный индекс  $R$  больше единицы на всех широтах и при любом уровне солнечной активности.

По данным на рис. 2 можно более детально судить о характере зависимости индекса  $R$  от солнечной активности на геомагнитных широтах  $23^\circ$  и  $65^\circ$ , которые получены по модели SDMF2. Эти широты соответствуют максимумам  $R$  при низкой и высокой солнечной активности (рис. 1). На рисунке 2 приведены также зависимости от солнечной активности компонентов  $R$ , т.е.  $NmF2$  для соответствующих геофизических условий (см. уравнение (2)). Видно, что на геомагнитной широте  $23^\circ$  индекс  $R$  уменьшается с ростом солнечной активности. Это уменьшение не сильное: от  $R = 1.47$  для  $F = 70$  до  $R = 1.30$  для  $F = 230$ . На широте  $\Phi = 23^\circ$  концентрация  $NmF2$  в полдень в январе больше, чем в июле, в северном и



**Рис. 2.** Зависимости локального индекса годовой асимметрии  $R$  в полдень и компонентов этого индекса — концентраций  $NmF2$  (1 — январь, 7 — июль, N — северное полушарие, S — южное полушарие) от индекса солнечной активности  $F$  на геомагнитных широтах  $\Phi = 23^\circ$  и  $\Phi = 65^\circ$  по модели SDMF2.

южном полушариях при любом уровне солнечной активности.

На геомагнитной широте  $65^\circ$  индекс  $R$  увеличивается с ростом солнечной активности. Это увеличение значительно: от  $R = 1.2$  для  $F = 70$  до  $R = 1.57$  для  $F = 230$  (рис. 2). На этой широте концентрация  $NmF2$  в полдень в январе больше, чем в июле, в северном и южном полушариях при  $F > 75$ , т.е. почти при любом уровне солнечной активности. Исключение составляет только очень низкий уровень солнечной активности. На широте  $\Phi = 65^\circ$  зависимость  $NmF2$  от солнечной активности максимальна в январе в северном полушарии, когда  $NmF2$  увеличивается примерно в 5.3 раза при переходе от  $F = 70$  к  $F = 230$ . Для остальных случаев (июль в северном полушарии, январь и июль в южном полушарии) такие увеличения максимальны в июле в южном полушарии, когда они достигают 3.8 раз. Следовательно, на широте  $\Phi = 65^\circ$  в полдень в северном и южном полушариях зависимость  $NmF2$  от солнечной активности местной зимой больше, чем местным летом, и эта разница в северном полушарии гораздо сильнее, чем в южном полушарии. Это и приводит к увеличению индекса  $R$  на данной широте с солнечной активностью.

Среднее по всем широтам значение индекса  $R$  в полдень для фиксированного уровня солнечной активности  $F$  дает глобальный индекс годовой

асимметрии  $R_G$  в полдень для этого уровня солнечной активности. На рисунке 3 показаны зависимости индекса  $R_G$  от солнечной активности, полученные по модели SDMF2 и модели IRI с коэффициентами CCIR и URSI. Видно, что по модели SDMF2 индекс  $R_G$  увеличивается с ростом солнечной активности. Это увеличение очень слабое:  $R_G = 1.26$  при  $F = 70$  и  $R_G = 1.37$  при  $F = 230$ . По модели IRI с коэффициентами CCIR и URSI индекс  $R_G$  уменьшается с ростом солнечной активности. Использование коэффициентов CCIR приводит к более сильной зависимости  $R_G$  от солнечной активности ( $R_G = 1.45$  при  $F = 70$  и  $R_G = 1.23$  при  $F = 230$ ), чем использование коэффициентов URSI ( $R_G = 1.35$  при  $F = 70$  и  $R_G = 1.25$  при  $F = 230$ ). Несмотря на качественное различие между индексами  $R_G$  по модели SDMF2 и модели IRI с коэффициентами URSI, их средние значения лежат в диапазоне от 1.25 до 1.37. Следовательно, средние значения индексов  $R_G$  по этим моделям не противоречат друг другу.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Существование максимума годовой аномалии в  $NmF2$  в низких широтах (примерно в области гребней экваториальной аномалии) в полдень при низкой солнечной активности отмечалось ранее по радиозатменным данным спутников

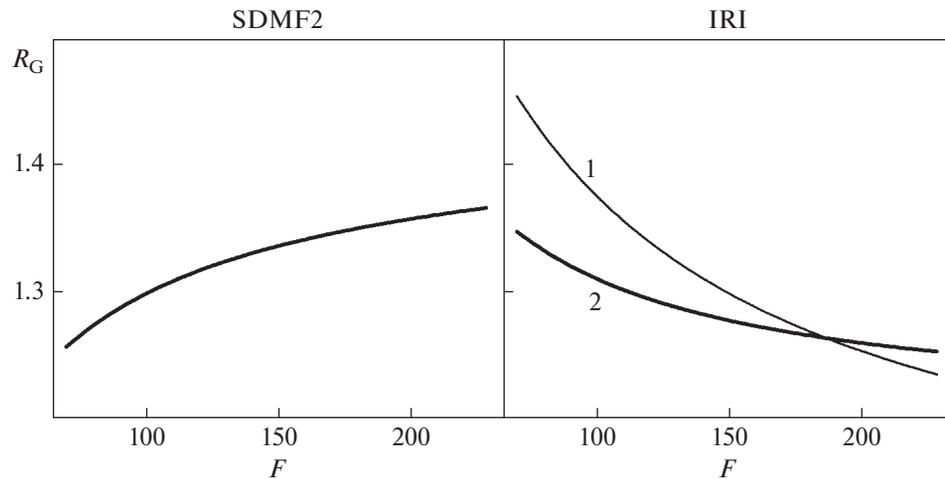


Рис. 3. Зависимости глобального индекса годовой асимметрии  $R_G$  в полдень от индекса солнечной активности  $F$  по модели SDMF2 и модели IRI с коэффициентами CCIR (1) и URSI (2).

FORMOSAT-3/COSMIC для конкретных периодов измерений, например, по данным, центрированным на 21 июня и 21 декабря 2006 г. в интервале 90 дней, [Zeng et al., 2008] или по данным 2009 г. [Sai Gowtam and Tulas Ram, 2017a]. Данные на рис. 1 показывают, что по модели SDMF2 этот максимум на  $\Phi = 22^\circ\text{--}24^\circ$  является регулярной закономерностью индекса годовой аномалии  $R$  в полдень при низкой солнечной активности. Вывод о том, что в полдень на широте  $\Phi = 22^\circ\text{--}24^\circ$  в северном и южном полушариях средняя по долготе концентрация  $NmF2$  в январе больше, чем в июле, при любом уровне солнечной активности, получен, по-видимому, впервые.

Модель SDMF2 дает уменьшение индекса  $R$  с ростом индекса солнечной активности  $F$  в низких широтах ( $\Phi < 31^\circ\text{--}33^\circ$ ) и увеличение этого индекса с ростом  $F$  на средних и высоких широтах. Ионосферные станции сосредоточены в основном на средних широтах и в среднем они дают увеличение индекса  $R$  с ростом  $F$  [Rishbeth and Müller–Wodarg, 2006; Brown et al., 2018], что согласуется с выводами по модели SDMF2. В свою очередь, включение в анализ большего числа низкоширотных станций может привести к противоположной зависимости среднего индекса  $R$  от солнечной активности. В этом возможная причина уменьшения среднего индекса  $R$  с ростом  $F$  по данным ионосферных станций средних и низких широт [Yonezawa, 1971].

Возможность существования максимума  $R$  в полдень на широте  $\Phi = 64^\circ\text{--}66^\circ$  отмечена, по-видимому, впервые. Этот максимум существует при любом уровне солнечной активности, он слабо выражен при низкой солнечной активности и становится основным при повышенной и высокой солнечной активности (рис. 1). Следовательно,

на широте  $\Phi = 64^\circ\text{--}66^\circ$  происходит самое сильное увеличение  $R$  с ростом индекса солнечной активности  $F$ . Это увеличение обусловлено, в основном, относительно сильным увеличением  $NmF2$  с ростом  $F$  в январе в северном полушарии по сравнению с другими компонентами индекса  $R$  (рис. 2). По оценкам, относительно сильное увеличение  $NmF2$  с ростом  $F$  в январе в северном полушарии является свойством ионосферы средних и высоких широт, т.е. всей области ионосферы, где наблюдается увеличение  $R$  с ростом  $F$ . На основе анализа данных только одной пары среднеширотных станций Боулдер и Хобарт (Boulder, Hobart) было получено, что увеличение индекса  $R$  (или  $AI$ ) с ростом солнечной активности для медианы  $NmF2$  более значительно, чем для  $NmF2$  при низкой геомагнитной активности [Деминов и Деминова, 2021]. Это обусловлено тем, что на средних широтах медиана  $NmF2$  при низкой солнечной активности обычно соответствует низкой ( $ap(\tau) < 9$ ) геомагнитной активности, а медиана  $NmF2$  при высокой солнечной активности чаще соответствует умеренной ( $9 < ap(\tau) < 20$ ) геомагнитной активности, где  $ap(\tau)$  – средневзвешенный  $ap$ -индекс геомагнитной активности с характерным временем  $T = 14$  ч или  $\tau = \exp(-3/T) = 0.8$  [Деминов и Деминова, 2021]. Умеренная геомагнитная активность обычно ассоциируется с суббурями как наиболее частой причиной геомагнитных возмущений. Возможной причиной того, что на средних широтах индекс  $R$  при умеренной геомагнитной активности больше, чем при низкой активности, является асимметрия зима/лето в частоте возникновения суббурь [Tanskanen et al., 2011] и годовая асимметрия в плотности термосферы [Lei et al., 2013]. Первый фактор заключается в том, что местной зимой наблюдается более высокая частота суббурь, с которыми связана генерация

крупномасштабных внутренних гравитационных волн (ВГВ) в авроральной области. Второй фактор обеспечивает увеличенные амплитуды ВГВ на средних широтах в январе как наиболее частую причину увеличенных значений  $NmF2$  на средних широтах в полдень [Деминов и Деминова, 2021]. Это позволяет качественно понять некоторые особенности зависимости  $R$  от солнечной активности на средних и, по-видимому, высоких широтах. Тем не менее, остается открытым вопрос о возможных причинах максимума  $R$  на широте  $\Phi = 64^\circ - 66^\circ$ .

По модели SDMF2 глобальный индекс годовой асимметрии  $R_G$  увеличивается с ростом индекса солнечной активности  $F$  (рис. 3). Зависимость  $R_G$  от  $F$  очень слабая, что в значительной степени связано с противоположной зависимостью локального индекса  $R$  от  $F$  на низких и более высоких широтах. Это означает, что механизмы годовой асимметрии  $NmF2$  целесообразно изучать на основе анализа широтного распределения локального индекса  $R$ , а не анализа глобального индекса  $R_G$ . Модель медианы  $NmF2$  с коэффициентами CCIR (как составная часть модели IRI) целиком построена по данным ионосферных станций, которые занимают небольшую часть южного полушария даже на средних широтах [Jones and Gallet, 1962, 1965]. Поэтому вычисления индекса  $R_G$  по модели IRI с коэффициентами CCIR приводят к ошибочным выводам: индекс  $R_G$  уменьшается с ростом  $F$ , и такое уменьшение является достаточно сильным (рис. 3). Модель медианы  $NmF2$  с коэффициентами URSI также построена по наземным данным, но дополнительно учтены результаты моделирования ионосферы, в том числе, над океанами [Rush et al., 1984, 1989]. В результате, индекс  $R_G$  по модели IRI с коэффициентами URSI не сильно отличается от этого индекса по модели SDMF2, но качественное отличие сохраняется: индекс  $R_G$  по модели IRI с коэффициентами URSI уменьшается с ростом солнечной активности (рис. 3). Модель SDMF2 в значительной степени построена по спутниковым данным  $foF2$ , которые обеспечили почти полное покрытие этими данными всех долгот и широт для выбранных геофизических условий [Шубин, 2017]. В этом основная причина более высокой точности индекса  $R_G$  по модели SDMF2 по сравнению с этим индексом по модели IRI с коэффициентами и CCIR, и URSI.

#### 4. ВЫВОДЫ

На основе глобальной эмпирической модели медианы критической частоты  $F2$ -слоя (SDMF2) выполнен анализ свойств годовой асимметрии в концентрации максимума  $F2$ -слоя  $NmF2$  в полдень. В качестве характеристики этой асиммет-

рии использован индекс  $R$  — отношение январь/июль суммарной (в данной и геомагнитно сопряженной точке) концентрации  $NmF2$  в полдень, которая усреднена по всем долготам. Получены следующие выводы.

1. Установлено, что в низких геомагнитных широтах ( $\Phi < 31^\circ - 33^\circ$ ) индекс  $R$  уменьшается с ростом солнечной активности. На более высоких широтах индекс  $R$  увеличивается с ростом этой активности.

2. При низкой солнечной активности основной максимум  $R$  расположен на широте  $\Phi = 22^\circ - 24^\circ$ . На этой широте в северном и южном полушариях средняя по долготе концентрация  $NmF2$  в январе больше, чем в июле, при любом уровне солнечной активности.

3. При высокой солнечной активности этот максимум  $R$  расположен на  $\Phi = 64^\circ - 66^\circ$ , где наблюдается наиболее сильная зависимость  $R$  от солнечной активности. Это обусловлено, в основном, относительно сильным увеличением  $NmF2$  с солнечной активностью в январе в северном полушарии.

4. Глобальный (средний по всем широтам и долготам) индекс  $R$  в полдень увеличивается с ростом солнечной активности в диапазоне от 1.26 до 1.37. Дополнительный анализ показал, что в модели IRI (с коэффициентами URSI и, тем более, с коэффициентами CCIR) глобальный индекс  $R$  уменьшается с ростом солнечной активности. Это, по-видимому, обусловлено ограниченным числом экспериментальных данных при получении коэффициентов CCIR и URSI, особенно над океанами.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей сайта IRI (irimodel.org) за FORTRAN программы расчета медиан критической частоты  $F2$ -слоя  $foF2$  по модели IRI с коэффициентами CCIR и URSI.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-05-00050 (по части низких и средних широт) и при поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 20-72-10023 (по части высоких широт).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Зависимость локального индекса годовой асимметрии для  $NmF2$  от солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 2. С. 224–231. 2021.
- Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты  $F2$ -слоя ионосферы для спокойных

- геомагнитных условий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 4. С. 450–462. 2017.
- *Bilitza D.* IRI the international standard for the ionosphere // *Adv. Radio Sci.* V. 16. P. 1–11. 2018.
- *Brown S., Bilitza D., Yigit E.* Improvements to predictions of the ionospheric annual anomaly by the international reference ionosphere model // *Ann. Geophysicae. Discuss.* 2018.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-2018-97>
- *Gulyaeva T.L., Arikan F., Hernandez-Pajares M., Veselovsky I.S.* North-south components of the annual asymmetry in the ionosphere // *Radio Sci.* V. 49. P. 485–496. 2014.
- *Jones W.B., Gallet R.M.* The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods (Pt. 1) // *Telecomm. J.* V. 29. P. 129–149. 1962.
- *Jones W.B., Gallet R.M.* The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods (Pt. 2) // *Telecomm. J.* V. 32. P. 18–28. 1965.
- *Koochak Z., Fraser-Smith A.C.* An update on the centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles for the years 1980–2015 // *Earth and Space Sci.* V. 4. № 10. P. 626–636. 2017.
- *Lei J., Dou X., Burns A., Wang W., Luan X., Zeng Z., Xu J.* Annual asymmetry in thermospheric density: Observations and simulations // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 118. P. 2503–2510. 2013.
- *Mendillo M., Huang C.L., Pi X., Rishbeth H., Meier R.* The global ionospheric asymmetry in total electron content // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 67. № 15. P. 1377–1387. 2005.
- *Mikhailov A.V., Perrone L.* The annual asymmetry in the F2 layer during deep solar minimum (2008–2009): December anomaly // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 120. № 2. P. 1341–1354. 2015.
- *Rishbeth H., Müller-Wodarg I.C.F.* Why is there more ionosphere in January than in July? The annual asymmetry in the F2-layer // *Ann. Geophysicae.* V. 24. № 12. P. 3293–3311. 2006.
- *Rush C.M., PoKempner M., Anderson D.N., Perry J., Stewart F.G., Reasoner R.* Maps of foF2 Derived from Observations and Theoretical Data // *Radio Sci.* V. 19. P. 1083–1097. 1984.
- *Rush C., Fox M., Bilitza D., Davies K., McNamara L., Stewart F., PoKempner M.* Ionospheric mapping – an update of foF2 coefficients // *Telecomm. J.* V. 56. P. 179–182. 1989.
- *Sai Gowtam V., Tulasi Ram S.* Ionospheric annual anomaly – New insights to the physical mechanisms // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 122. P. 8816–8830. 2017a.
- *Sai Gowtam V., Tulasi Ram S.* Ionospheric winter anomaly and annual anomaly observed from Formosat-3/COSMIC Radio Occultation observations during the ascending phase of solar cycle 24 // *Adv. Space Res.* V. 60. P. 1585–1593. 2017b.
- *Tanskanen E.I., Pulkkinen T.I., Viljanen A. et al.* 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>
- *Yonezawa T.* The solar-activity and latitudinal characteristics of the seasonal, non-seasonal and semi-annual variations in the peak electron densities of the F2-layer at noon and at midnight in middle and low latitudes // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 33. P. 887–907. 1971.
- *Zhao B., Wan W., Liu L., Mao T., Ren Z., Wang M., Christensen A.B.* Features of annual and semiannual variations derived from the global ionospheric maps of total electron content // *Ann. Geophysicae.* V. 25. № 12. P. 2513–2527. 2007.
- *Zeng Z., Burns A., Wang W., Lei J., Solomon S., Syndergaard S., Qian L., Kuo Y.-H.* Ionospheric annual asymmetry observed by the COSMIC radio occultation measurements and simulated by the TIEGCM // *J. Geophys. Res.* V. 113. A07305. 2008.  
<https://doi.org/10.1029/2007JA012897>

УДК 523.62.726

## РЕГИСТРАЦИЯ ИСКУССТВЕННЫХ УНЧ-СИГНАЛОВ НА МАГНИТНОЙ СТАНЦИИ СТАРАЯ ПУСТЫНЬ ВО ВРЕМЯ ЭКСПЕРИМЕНТА FENICS-2019

© 2021 г. А. В. Рябов<sup>1, \*</sup>, В. А. Пилипенко<sup>2, 3, \*\*</sup>, Е. Н. Ермакова<sup>1, \*\*\*</sup>, Н. Г. Мазур<sup>4</sup>,  
Е. Н. Федоров<sup>4</sup>, А. А. Жамалетдинов<sup>5</sup>, А. Н. Шевцов<sup>6</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский Радиофизический институт Нижегородского университета  
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Геофизический Центр РАН, г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт физики Земли РАН, г. Москва, Россия

<sup>5</sup>Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>6</sup>Геологический институт Кольского научного центра РАН,  
г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

\*e-mail: alexr@nirfi.unn.ru

\*\*e-mail: pilipenko\_va@mail.ru

\*\*\*e-mail: l.ermakova@nirfi.unn.ru

Поступила в редакцию 19.04.2020 г.

После доработки 02.11.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

В сентябре 2019 г. на Кольском п-ове проводился эксперимент по генерации УНЧ- и СНЧ-сигналов (УНЧ (0.38–6.4 Гц) и СНЧ (9.4–194 Гц)) в ночные часы с использованием двух выведенных из работы линий электропередач в качестве горизонтальной излучающей антенны. Сила тока изменялась от 240 А на низких частотах (0.382 Гц) до 20 А – на самых высоких (194 Гц). Представлены результаты регистрации УНЧ-сигналов на магнитной станции Старая Пустынь, удаленной от передающей линии на 1610 км. Зарегистрированы сигналы с частотами от 0.6 до 6.4 Гц с амплитудами, нормированными на величину тока излучателя, ~0.4–0.7 фТл/А. Для теоретических оценок использованы три модели: 1) формулы из теории возбуждения СНЧ-поля над проводящей поверхностью; 2) численная модель УНЧ-поля в атмосфере и ионосфере, создаваемого линейным приземным током бесконечной длины, и 3) численная модель горизонтального диполя в многослойной среде Земля–атмосфера–ионосфера. Модель 2 основана на численном решении системы уравнений Максвелла в вертикально неоднородных атмосфере и ионосфере, и ее принципиальная особенность заключается в учете вклада ионосферного волноводного распространения в возбуждаемое поле на больших удалениях. Наилучшее согласие с амплитудами зарегистрированных сигналов продемонстрировала модель 3. Однако, вопреки предсказаниям моделей 1 и 3, зависимость от частоты амплитуды искусственных сигналов в диапазоне 2–8 Гц имеет немонотонный характер, что может быть проявлением эффектов волноводного распространения вдоль ионосферы.

DOI: 10.31857/S0016794021030147

### 1. ВВЕДЕНИЕ

#### ВОЗБУЖДЕНИЕ УНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ НАЗЕМНЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ

Электромагнитные возмущения ультранизкочастотного (УНЧ) диапазона (от долей Гц до первых десятков Гц) используются для магнитотеллурического зондирования (МТЗ) земной коры [Гульельми, 1989], наземной диагностики плазмы ионосферы [Ротаров et al., 2017] и мониторинга динамики поровой жидкости в горных породах [Pilipenko and Fedorov, 2014]. Искусственная генерация излучений этого диапазона возможна ан-

теннами с эффективной длиной не менее десятков – сотен км. Источниками с такими масштабами могут быть линии электропередач (ЛЭП). Основные отличительные особенности низкочастотных волн заключаются в крайне малом затухании с расстоянием при распространении в волноводе Земля–ионосфера и в глубоком проникновении в подстилающую среду [Bernstein et al., 1974].

Специальные эксперименты с контролируруемыми источниками электромагнитных полей УНЧ- (ultra-low-frequency, 1–30 Гц) и СНЧ- (extremely-low-frequency, 30–300 Гц) диапазонов с

использованием выведенных из работы ЛЭП в качестве горизонтальной излучающей антенны проводились на Кольском п-ове [Велихов и др., 1994; Жамалетдинов и др., 2015, 2019]. Важным, но окончательно не выясненным, аспектом проблемы остается вопрос о влиянии ионосферы на возбуждение и распространение искусственных УНЧ-сигналов. Во время экспериментов вблизи от излучателя (~80 км) амплитуда регистрируемых сигналов в диапазоне частот 10–100 Гц оставалась постоянной, но на частотах ниже 10 Гц средний уровень поля в некоторые дни заметно менялся до ~10%, что объяснялось влиянием ионосферных условий [Терещенко и др., 2018]. Во время экспериментов с регистрацией сигналов ЛЭП с частотами порядка первых Гц на больших удалениях от источника (550–1000 км) анализ амплитудно-частотных и поляризационных характеристик сигналов показал, что ионосферные условия влияют на свойства принимаемого сигнала [Беляев и др., 2002; Ермакова и др., 2005]. Было отмечено, что величина нормированного принимаемого сигнала значительно отличалась в различные сезоны днем и ночью [Терещенко и др., 2007], что авторы также связывали с влиянием ионосферы. Во время экспериментов по приему на арх. Шпицберген УНЧ- (0.1–10 Гц) излучения от заземленной ЛЭП на Кольском п-ове на расстоянии 1200 км частотная зависимость амплитуды напряженности зарегистрированных сигналов имела характерное осцилляторное поведение, что связывалось с резонансными свойствами ионосферы [Терещенко и др., 2010].

Для теоретической интерпретации экспериментальных результатов обычно пользуются соотношениями из различных теорий распространения УНЧ/СНЧ-сигналов вдоль земной поверхности в волноводе Земля–ионосфера [Макаров и др., 1993; Вайслейб и Собчаков, 1979]. Однако, хотя теория распространения электромагнитных волн диапазона 0.1–1000 Гц в волноводе Земля–ионосфера развивается более 100 лет и предложено не менее десятка различных подходов, общепринятой теории не создано [Bannister, 1979]. Учет влияния ионосферы обычно сводится к введению поправок, описывающих отражение волны от проводящего слоя на высоте нижней ионосферы. Аналитическая теория поля в плоском волноводе между идеально проводящей Землей и однородной гиротропной ионосферой, находящейся в вертикальном геомагнитном поле, на больших удалениях от источника была построена Собчаковым и др. [2003]. Терещенко и др. [2018] решена задача о возбуждении поля в среде из трех слоев с однородными и изотропными проводимостями, образующими плоский волновод, горизонтальным гармоническим излучателем с конечной длиной, находящимся на границе раздела. Помимо точной волновой постановки

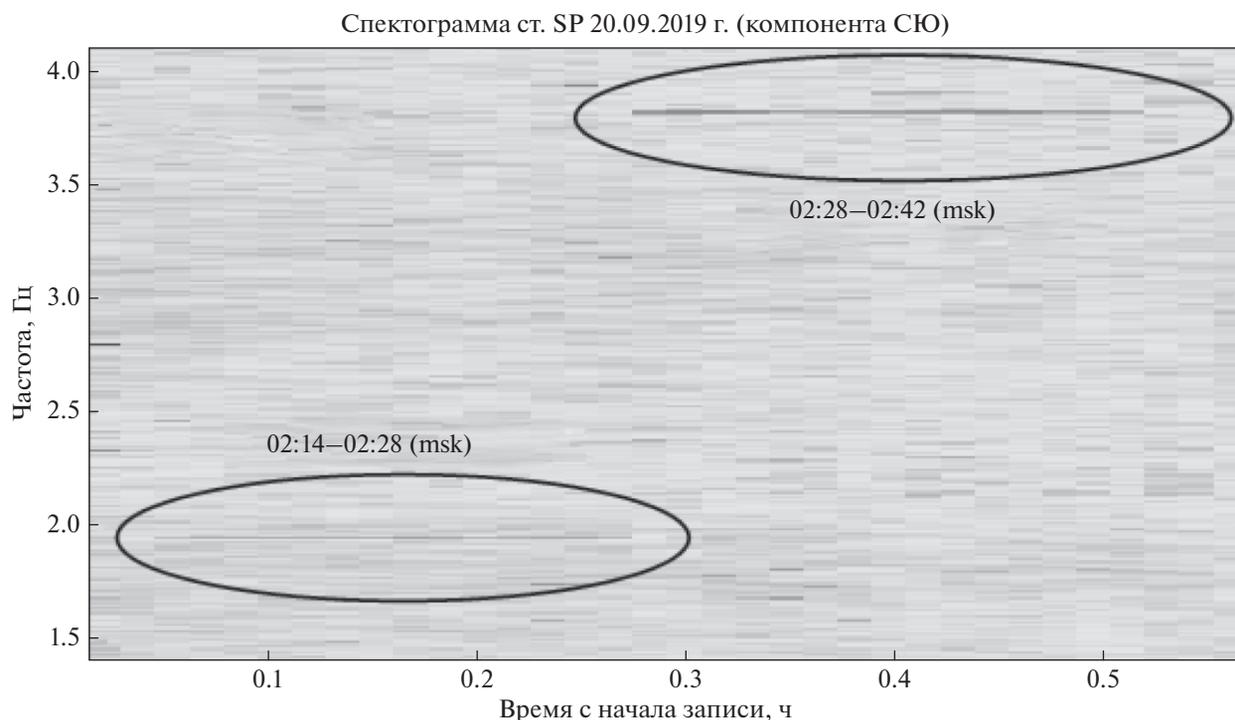
задачи, расчет УНЧ/СНЧ-поля в волноводе Земля–ионосфера проводился с помощью двумерного телеграфного уравнения [Кириллов, 1996].

Однако в большинстве предшествующих работ ионосфера моделировалась довольно упрощенно, как проводящий однородный слой. В реальной ионосфере распределение плазмы с высотой резко неоднородно, в результате чего образуются ионосферный альвеновский резонатор (ИАР) и волновод для быстрых магнитозвуковых волн. Проводимость плазмы сильно анизотропна и гиротропна, что приводит к зацеплению между собой волноводных мод и колебаний в ИАР. В высоких широтах фундаментальная частота ИАР порядка первых Гц, а критическая частота волновода ~0.5–1.0 Гц. Волноводное распространение возмущений от магнитосферных источников с частотами выше критической наблюдается до расстояний несколько тысяч км [Pilipenko et al., 2011]. Ионосферные резонатор и волновод могут возбуждаться как широкополосными магнитосферными излучениями, так и приземными атмосферными источниками – грозowymi разрядами [Mazur et al., 2018]. Наличие ИАР приводит к особенностям в возбуждении и распространении УНЧ-сигналов в ночные часы в волноводе Земля–ионосфера [Кириллов и Копейкин, 2003].

В данной работе представлены результаты регистрации УНЧ-сигналов на магнитной ст. Старая Пустынь (SP), удаленной от передающей линии в эксперименте FENICS-2019 на 1610 км. Экспериментальные наблюдения дополнены аналитическими оценками и численным моделированием УНЧ электромагнитных полей в атмосфере и ионосфере, возбуждаемых горизонтальным электрическим током, по различным моделям.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ FENICS-2019 И СТАНЦИЯ СТАРАЯ ПУСТЫНЬ

Эксперимент FENICS (Fennoscandian Electrical conductivity from soundings with the Natural and Controlled Sources) проводился на Кольском п-ове в период с 09 по 21 сентября 2019 г. с использованием двух промышленных ЛЭП с длиной  $L = 100$  км и  $L = 120$  км в качестве излучающих антенн, расположенных под углом  $120^\circ$  относительно друг друга. Основные задачи эксперимента включали МТЗ Фенноскандинавского щита с целью построения квазитрехмерной модели литосферы и изучение особенностей распространения УНЧ/СНЧ электромагнитного поля в волноводе Земля–ионосфера. В ходе эксперимента генератор мощностью 200 кВт создавал в выведенных из работы ЛЭП переменный ток с амплитудой от 240 А на низких частотах (0.382 Гц) до 20 А – на самых высоких (194 Гц). Генерация тока проводилась путем попеременного подключения генератора к линиям ЛЭП-403 (L1) в четные ночи и ЛЭП-



**Рис. 1.** Пример спектрограммы (динамического спектра) искусственного сигнала ( $B_x$ -компонента), зарегистрированного 20 сентября 2019 г. во время эксперимента FENICS на ст. SP. Эллипсами выделены два узкополосных сигнала и указано время регистрации (Московское).

153/154 (L2) – в нечетные. Ток в ЛЭП подавался с 01:20 до 05:00 московского времени по расписанию частот (по мировому времени в интервале с 22:20 до 02:00 UT, т.к. LG = UT + 3). Географические координаты линий: L1 (Кола–Никель)  $68^{\circ}50'$ ,  $33^{\circ}04'$ – $69^{\circ}40'$ ,  $30^{\circ}78'$  и L2 (Кола–Мончегорск)  $68^{\circ}50'$ ,  $33^{\circ}04'$ – $67^{\circ}06'$ ,  $32^{\circ}49'$ .

Для изучения особенностей сверхдальнего распространения УНЧ-сигналов велись наблюдения на новой магнитной ст. Старая Пустынь (СП, SP), удаленной от передающей линии на 1610 км. Эта станция была открыта на территории радиофизического полигона НИРФИ ННГУ с координатами  $55.66^{\circ}$  N,  $43.63^{\circ}$  E [Ермакова и др., 2019]. Оборудование приемного пункта включает комплект индукционных высокочувствительных магнитометров для измерения двух горизонтальных компонент магнитного поля ( $B_x$  – С–Ю,  $B_y$  – В–З), усилитель сигналов с низкочастотным фильтром и режекторным фильтром на 50 Гц, и 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь с частотой оцифровки 64 Гц. Датчики отличаются высокой линейностью преобразования, сверхнизкие шумы на низких частотах и большой динамический диапазон, что позволяет производить измерения даже при относительно высоких уровнях промышленных помех. В датчиках используется отрицательная обратная связь по полю, чтобы сделать амплитудно-частотную харак-

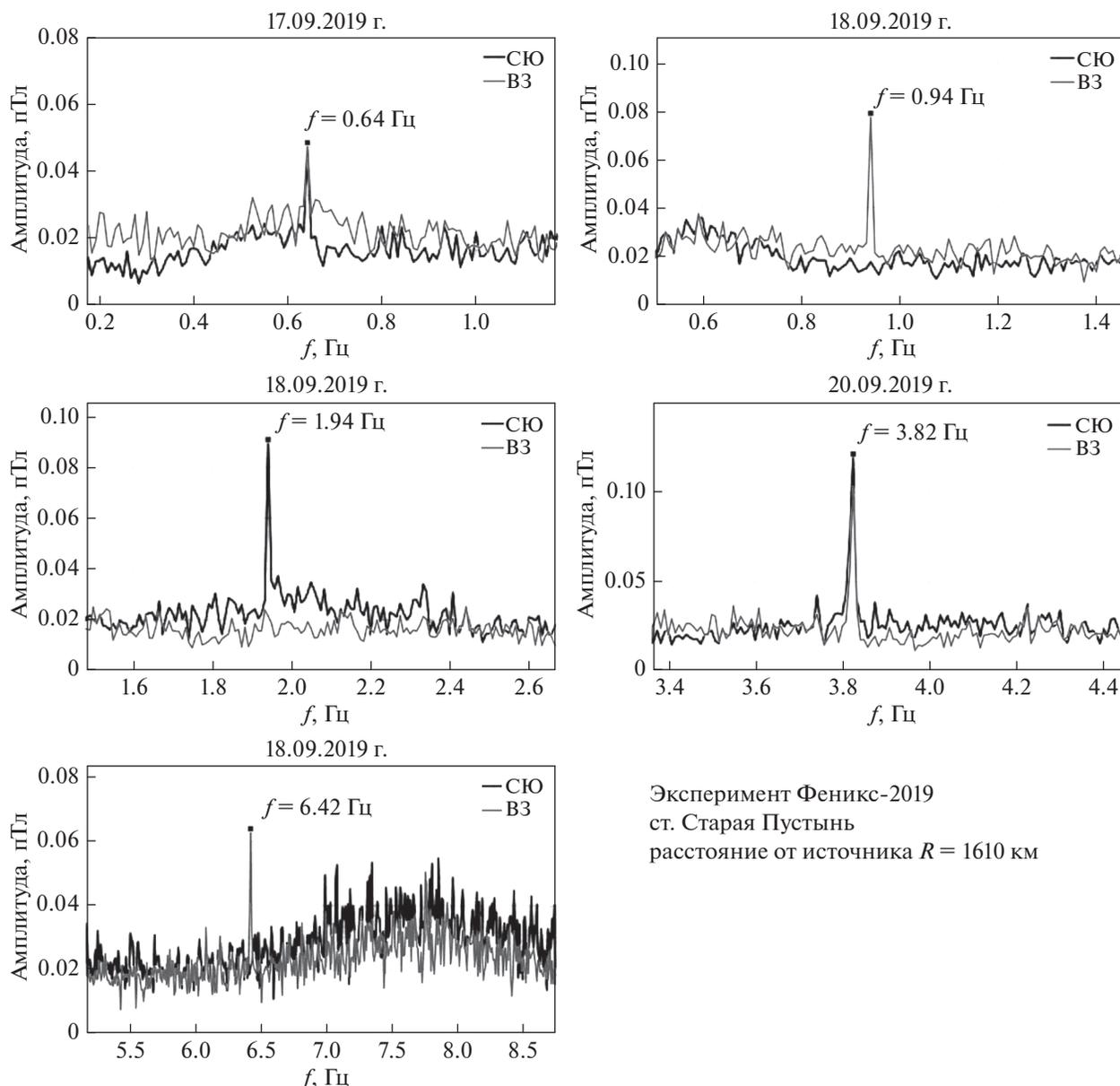
теристику стабильной и плоской в широком частотном диапазоне. Калибровка регистрирующего тракта проводится узкополосным сигналом от магнитной рамки с током. Данные индукционного магнитометра ст. SP выкладываются в свободный доступ на сервер Аналитического центра геомагнитных данных Геофизического центра РАН (<http://ckp.gcras.ru>).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕГИСТРАЦИИ

Во время сеансов FENICS излучаемые ЛЭП искусственные сигналы были зарегистрированы на ст. SP. Пример сонограммы зарегистрированных излучений дан на рис. 1. Хотя сигналы на частотах 1.94 и 3.82 Гц слабые, но они выделяются на фоне фоновых шумов достаточно уверенно.

Примеры статических спектров калиброванной записи показаны на рис. 2. Во время эксперимента зарегистрированы сигналы с частотами от 0.64 до 6.43 Гц как от линии L1, так и линии L2. Сигналы регистрировались по обоим горизонтальным компонентам с сопоставимой амплитудой.

Общая картина измеренной в разных сеансах полной амплитуды (среднеквадратичное двух горизонтальных компонент) принятых сигналов, нормированной на величину тока излучателя (т.е. приведенной к  $J_0 = 1$  А), показана на рис. 3.



Эксперимент Феникс-2019  
 ст. Старая Пустынь  
 расстояние от источника  $R = 1610$  км

**Рис. 2.** Примеры спектров искусственных сигналов с различными частотами, зарегистрированных на ст. SP во время сеансов работы излучающей установки. Амплитуда сигналов указана в пТл.

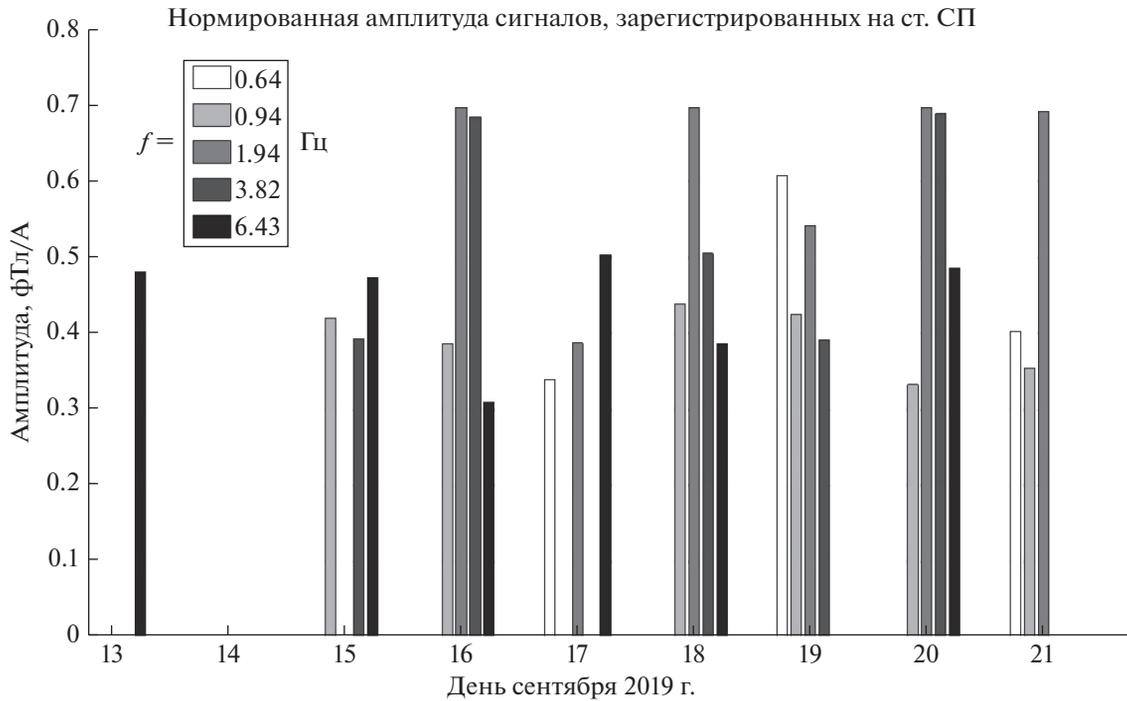
Характерные значения нормированных амплитуд сигналов варьируются от 0.4 до 0.7 фТл/А.

#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ УНЧ-СИГНАЛОВ ВДОЛЬ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для частот УНЧ/КНЧ-диапазона длина волны в атмосфере сопоставима с расстоянием до принимающей станции, поэтому распространение УНЧ электромагнитного поля вдоль земной поверхности и в ионосфере нельзя представлять на языке геометрической оптики. Для оценки ам-

плитуд сигналов в точках регистрации можно использовать аналитические соотношения из теории низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля–ионосфера [Bannister, 1979]. Учет влияния ионосферы в этой теории сводится к введению поправок, описывающих отражение волны от импедансного слоя на высоте нижней ионосферы.

На малых удалениях от ЛЭП магнитный эффект можно оценить по формуле для горизонтального поля, создаваемого бесконечным линейным проводом с током, подвешенным на



**Рис. 3.** Амплитуды сигналов, нормированные на величину тока излучающей установки (в фТл/А), которые были зарегистрированы на станции SP для различных дней (по мировому времени). 17, 19 и 21 сентября излучала ЛЭП Л-154 (суб-меридиональная), в остальные дни – Л-403 (северо-западная ориентация).

высоте  $z_d$  над поверхностью Земли с конечной проводимостью  $\sigma$  [Boteler and Pirjola, 1998],

$$B_x(x, \omega) = \frac{\mu J_0}{2\pi} \left[ \frac{z_d}{z_d^2 + x^2} + \frac{z_d + 2p}{(z_d + 2p)^2 + x^2} \right], \quad (1)$$

где  $p = \frac{1+i}{2} \delta = -(1+i)/\sqrt{2\omega\mu\sigma}$  – комплексная глубина мнимого тока;  $\delta = \sqrt{2/\mu\sigma\omega}$  – скин-длина;  $\mu$  – магнитная постоянная. На низких частотах, где  $x \ll \delta(\omega)$  и  $z_d \ll \delta(\omega)$ , из (1) следует, что магнитное поле в точке приема должно расти с частотой  $B_x(\omega) \propto \sqrt{\omega}$ , а на высоких частотах, где  $x \gg \delta(\omega)$ , поле падает  $B_x(\omega) \propto 1/\sqrt{\omega}$ . Таким образом, соотношение (1) дает возможность качественно объяснить образование немонотонной зависимости создаваемого возмущения от частоты, но только на небольших удалениях (несколько сотен км).

**Модель 1.** Для оценок величины поля на больших удалениях от излучателя воспользуемся аналитической теорией поля в плоском волноводе между идеально проводящей Землей и однородной гиротропной ионосферой на высоте  $h$ , находящимися в вертикальном геомагнитном поле [Собчаков и др., 2003]. Предполагается, что ток ЛЭП длиной  $L$  и замыкающий его ток в земной коре на глубине  $\delta$  образуют точечный магнитный диполь с моментом  $M(\omega) = J_0 L \delta(\omega) / \sqrt{2}$ . Поле

(компоненту, ортогональную антенне) на больших расстояниях (при  $r \gg L, h$ ) можно оценить из соотношения

$$B = \frac{i\mu M(\omega)}{2\pi r^2 h} \left[ 1 - \frac{i\beta}{k_0 h} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $k_0 = \omega/c$  – вакуумное волновое число. Для грубых оценок множитель, учитывающий влияние верхней гиротропной стенки  $[1 - i\beta/k_0 h]$ , можно заменить единицей, так как при выполнении условия применимости импедансного соотношения на ионосферной стенке  $k_0 n_{1,2} h \gg 1$ , коэффициент  $\beta \approx 1/n_1 + 1/n_2$  (где  $n_1, n_2$  – показатели преломления электромагнитных волн в ионосфере) мал [Ермакова et al., 2006]. Согласно соотношению (2), амплитуда поля спадает с расстоянием от источника как  $B(r) \propto r^{-2}$ , а зависимость амплитуды сигнала от частоты в пункте приема согласно (2) должна соответствовать  $B(\omega) \propto 1/\sqrt{\omega}$ . На частоте 1 Гц соотношение (2), в котором пренебрежено влиянием ионосферной гиротропной стенки, дает на  $r = 1610$  км при  $h = 100$  км амплитуду возмущения  $\sim 3$  фТл/А. Это значение заметно превышает измеренные на этой частоте на ст. SP значения  $\sim 0.5$  фТл/А.

**Модель 2.** Хотя все имеющиеся модели волновода Земля–ионосфера качественно верно описывают спадание электромагнитного поля с рас-

стоянием, но учет ионосферы в них возможно было провести лишь приближенно. В частности, эти модели не допускают возможности ионосферного канала распространения УНЧ-полей. Для описания возможного проявления ионосферных эффектов, мы использовали численную модель поля в атмосфере и ионосфере, создаваемого линейным призменным излучателем. Эта модель наиболее полным образом учитывает вертикально-неоднородную структуру ионосферы, и она успешно использовалась для расчета величины отклика в верхней ионосфере на работу передатчика ЗЕВС [Pilipenko et al., 2019] и промышленных ЛЭП [Fedorov et al., 2020]. Модель основана на численном решении полной системы уравнений Максвелла в вертикально неоднородных атмосфере и ионосфере. Вертикальная структура параметров ионосферы рассчитывается на основе модели International Reference Ionosphere – IRI ([https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php)) для электронов и ионов и модели NRLMSISE-00 (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php>) для нейтральных частиц. По полученным из этих моделей концентрациям ионов, нейтралов и их температурам рассчитываются частоты столкновений в ионосферной плазме и, далее, компоненты тензора проводимости как функции высоты  $z$  над Землей и частоты  $\omega$ .

Система уравнений Максвелла дополнена импедансным условием на поверхности Земли и условием излучения в верхней ионосфере. Решение уравнений Максвелла с указанными дополнительными условиями ищется в виде интеграла Фурье по горизонтальным координатам. В результате для расчета пространственных гармоник получается краевая задача для системы четырех обыкновенных дифференциальных уравнений с условиями на Земле ( $z = 0$ ) и на бесконечности, а также условием сшивки решения на уровне источника ( $z = z_d$ ). Последнее условие состоит в том, что горизонтальная электрическая компонента непрерывна, а горизонтальная магнитная компонента испытывает скачок, пропорциональный величине тока излучателя  $J_0$ .

Чтобы свести решение этой краевой задачи к задаче Коши, которую можно численно решать с помощью стандартных программ, мы используем метод адмиттанса. Матрица адмиттанса  $\mathbf{Y}$  связывает между собой электрическую  $\mathbf{E}$  и магнитную  $\mathbf{H}$  горизонтальные компоненты поля:  $\mathbf{H} = \mathbf{Y}\mathbf{E}$ . Матрица  $\mathbf{Y}$  удовлетворяет обобщенному уравнению Риккати, коэффициенты которого определяются коэффициентами системы уравнений Максвелла. Преимущество используемого адмиттансного метода в том, что он позволяет избежать неустойчивости процесса вычислений методом Рунге–

Кутта, вызванной наличием экспоненциально растущих решений [Fedorov et al., 2020].

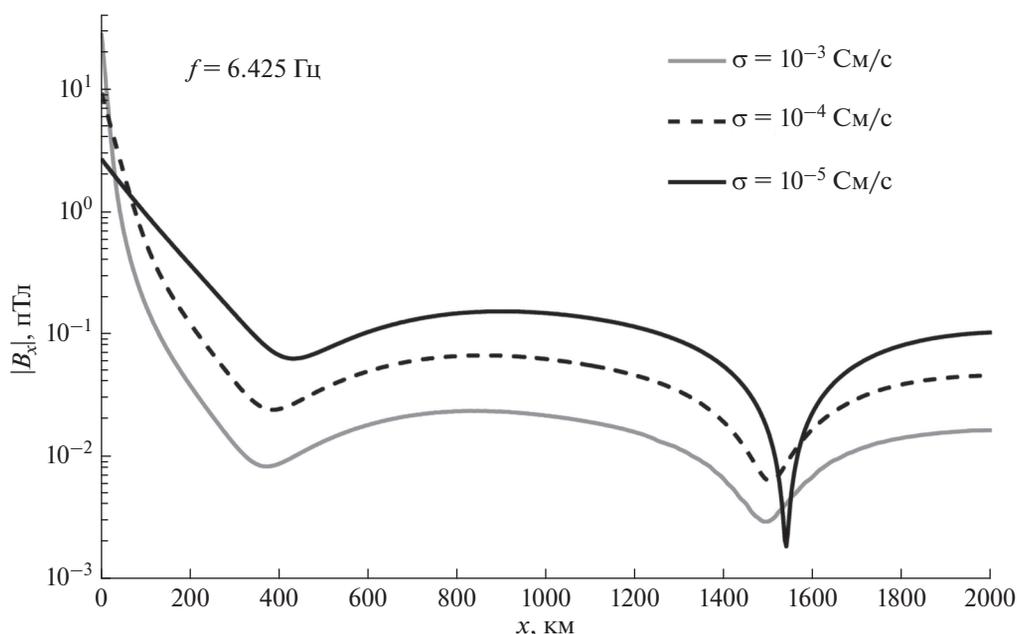
Параметры IRI были выбраны соответствующими ночным условиям в 23 UT 20.09.2019 г. и широте  $69^\circ$ , на которой находится излучающая ЛЭП. Ионосферные интегральные проводимости Педерсена и Холла, полученные из модели IRI,  $\Sigma_p = 0.05$  См,  $\Sigma_H = 0.12$  См. ЛЭП расположена на кристаллическом щите с очень низкой удельной электропроводимостью, среднее значение по трассе принимается  $\sigma \sim 10^{-4}$  См/м. Согласно модели геомагнитного поля IGRF (<http://www.geomag.bgs.ac.uk/research/modelling/IGRF.html>), наклон магнитного поля в точке излучателя составляет  $I = 78^\circ$ . Поскольку отличие от вертикального магнитного поля мало, мы полагаем  $I = 90^\circ$ .

В качестве первого шага мы полагаем, что линейный ток источника бесконечно длинный. Это предположение приводит к завышению оценки эффекта от реалистичного тока с конечной длиной  $L = 100\text{--}120$  км, поскольку сводит задачу распространения вдоль земной поверхности фактически к одномерной. Вычисленные компоненты поля соответствуют току источника  $J_0 = 1$  А, направленному по оси  $y$  ( $\mathbf{B}-3$ ).

Рисунок 4 показывает пространственную структуру амплитуды СЮ-компоненты магнитного поля  $B_x(x)$  для расстояний  $x = 0\text{--}2000$  км поперек токового источника на частоте  $f = 6.425$  Гц для трех значений удельной электропроводности Земли. Расчеты показывают, что проводимость заметно влияет на величину возбуждаемого поля: уменьшение  $\sigma$  на 2 порядка приводит к увеличению поля почти на порядок. Качественно, возбуждаемое поле можно представить как суперпозицию поля горизонтального наземного тока и поля мнимого тока в Земле на глубине скин-длины  $\delta(\sigma, f)$ . Чем выше  $\sigma$ , тем ближе оказываются источник и мнимый ток, и тем в большей степени они компенсируют друг друга, что приводит к уменьшению магнитного эффекта с ростом проводимости.

Пространственная структура возбуждаемого электромагнитного поля имеет характерную особенность. Вблизи излучателя ( $x < 400$  км) амплитуда поля  $|B_x(x)|$  резко спадает с расстоянием, однако на больших расстояниях ( $x > 500$  км) поле имеет осциллирующий характер с медленно убывающей амплитудой. Минимумы поля вдоль трассы образуются на расстояниях  $\sim 400$  км и  $\sim 1500$  км, при этом отношение величин возбуждаемого поля в максимуме и в минимуме может достигать порядка величины. В принципе, это обстоятельство может приводить к ослаблению отклика на определенных частотах при наблюдениях.

Для выяснения физического механизма распространения УНЧ-сигнала на большие расстояния рассмотрим пространственные структуры

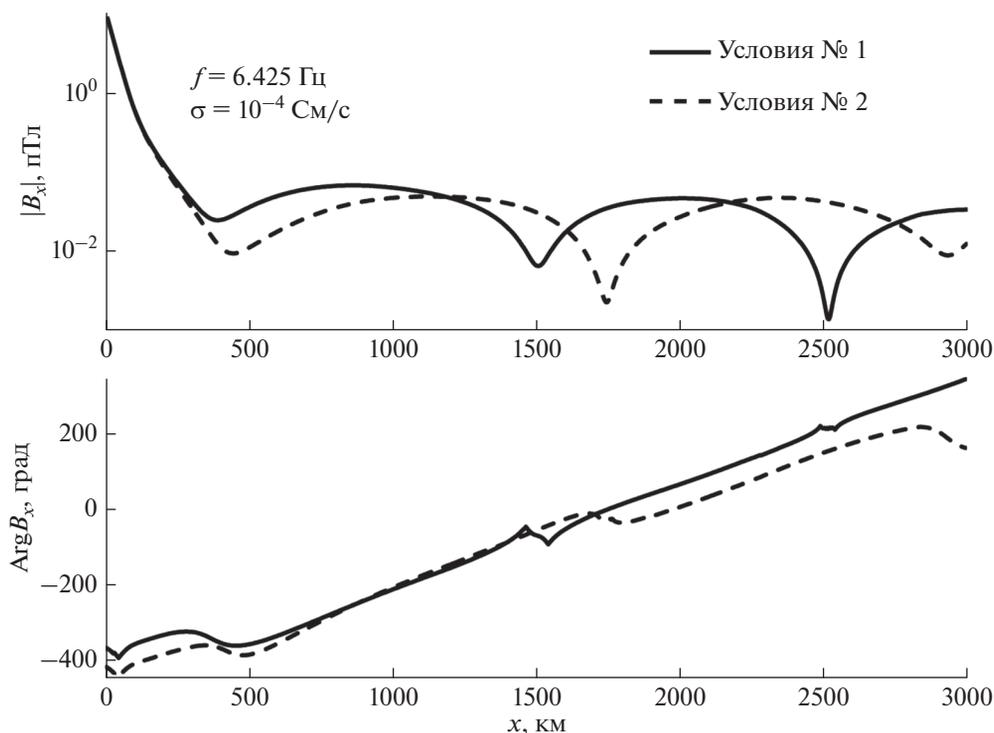


**Рис. 4.** Пространственная структура магнитного поля (компонента  $B_x(x)$ ), возбуждаемого бесконечным линейным током на частоте 6.425 Гц при разных проводимостях  $\sigma$  земной коры.

амплитуды  $|B_x(x)|$  и фазы  $\text{Arg } B_x(x)$  возбуждаемого поля (рис. 5). Почти линейный рост фазы с расстоянием, с отклонениями в области минимумов поля, соответствует фазовой скорости распространения  $V \sim \lambda f$ , где длина волны  $\lambda$  — это расстояние, на котором набег фазы составляет  $360^\circ$ . При наличии волноводного распространения излучаемой энергии вдоль ионосферы, возбуждаемое поле должно зависеть от свойств ионосферы. Рисунок 5 дает сравнение пространственной структуры поля для двух ночных ионосферных условий, характеризуемых параметрами модели IRI: условия № 1 (20.09.2019 г., 23 UT,  $\Sigma_p = 0.05$  См,  $\Sigma_H = 0.12$  См) — сплошная линия и условия № 2 (08.12.2007 г., 19 UT,  $\Sigma_p = 0.04$  См,  $\Sigma_H = 0.11$  См) — пунктирная линия. В обоих случаях поле имеет немонотонно спадающий с расстоянием характер, но с разными пространственными масштабами. Кажущаяся скорость распространения, определяющая скорость нарастания фазы с расстоянием, также различна для разных ионосферных условий. Для ионосферных условий № 1 фазовая скорость  $V \sim 8 \times 10^3$  км/с, для условий № 2 —  $V \sim 10^4$  км/с. На частотах ниже критической частоты ионосферного волновода распространение возмущения вдоль ионосферы становится невозможным. Расчет структуры поля на частотах, меньших критической частоты волновода, показывает, что спадание поля становится монотонным, и осцилляционная структура возмущения пропадает.

На удалении 1610 км, соответствующем ст. SP, характерные амплитуды магнитного возмущения для  $J_0 = 1$  А при проводимости  $\sigma \sim 10^{-4}$  См/м составляют  $|B_x| \sim 30$  фТл (рис. 4). Это значение значительно превышает зарегистрированные на SP величины  $\sim 0.5$  фТл/А (рис. 3). Такое завышение оценки вызвано грубостью численной модели, в которой в качестве источника взят бесконечный ток. Это упрощение приводит к более медленному геометрическому убыванию поля на больших расстояниях от источника. В реалистичном двумерном случае, как показывает соотношение (2), поле должно спадать как  $r^{-2}$ , поэтому в расчеты пространственной структуры поля с бесконечным током следует ввести дополнительный геометрический фактор  $\sim (L/r)$ . Эта корректировка приведет к уменьшению теоретической оценки в  $\sim 16.1$  раз. Полученные значения  $\sim 2-4$  фТл/А примерно согласуются с теоретической оценкой (2), однако обе оценки по крайней мере в несколько раз превышают измеренные на ст. SP значения. Особенности частотной зависимости принимаемых сигналов и моделирование этой зависимости будут рассмотрены ниже.

**Модель 3.** В этой плоскостной модели горизонтальный электрический диполь размером  $L$  расположен на границе раздела между однородно проводящей Землей и атмосферным промежуток с конечным сопротивлением. С удалением от источника волна в Земле быстро затухает и в зоне квазистационарного приближения достигает точки наблюдения по воздуху. На своем пути она



**Рис. 5.** Пространственные структуры амплитуды  $|B_x(x)|$  и фазы  $\text{Arg } B_x(x)$  возбуждаемого поля на частоте  $f = 6.425$  Гц над Землей с проводимостью  $\sigma = 10^{-4}$  См/м для двух ионосферных условий: № 1 (сплошная) и № 2 (пунктирная).

преломляется на границе Земля–воздух и проникает в нижнее полупространство и распространяется вертикально вниз в виде плоской волны с экспоненциальным затуханием по глубине. При расчете электромагнитных полей учитывается влияние проводящего ионосферного слоя, характеризуемого высотой слоя и удельной электропроводностью. Математическое решение одномерной прямой задачи основано на использовании матриц полоидальных и тороидальных мод в многослойной среде. Численное решение задачи распространяется на все зоны источника (стационарную, квазистационарную и волновую) и учитывает влияние токов смещения и ионосферы [Жамалетдинов и др., 2015].

Пример расчета поля в зависимости от расстояния  $R$  (компонента  $B_x(R)$ ) на частоте 1.0 Гц в рамках модели 3 от заземленного электрического диполя с линейным размером  $L = 100$  км с учетом влияния ионосферного проводящего слоя и токов смещения при разных проводимостях земной коры дан на рис. 6. Ионосферный слой с сопротивлением  $\rho = 10^4$  Ом м расположен на высоте 100 км и отделен от Земли слоем атмосферы с сопротивлением  $10^{14}$  Ом м. Расчет показывает, что с хорошей точностью спадание амплитуды магнитной компоненты следует закону  $\sim R^{-2}$ . На удалении  $R = 1610$  км амплитуда возмущения составляет

$\sim 0.1\text{--}1.0$  фТл/А в зависимости от проводимости подстилающей поверхности.

### 5. ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ПРИНИМАЕМОГО СИГНАЛА ОТ ЧАСТОТЫ

Влияние ионосферы вносит дополнительные особенности в частотную зависимость принимаемых сигналов. Во время экспериментов с ЛЭП были обнаружены локальные минимумы в частотной зависимости принимаемых сигналов. Ермакова и др. [2005] при наблюдениях на сети финских магнитометров, удаленных на расстоянии от 500 до  $10^3$  км от передающей линии, не обнаружили ожидаемого из теоретической модели 1 спадания амплитуды сигнала с частотой. В то время как расчеты пространственного спадания амплитуды поля  $|B(x)| \sim x^{-2}$  качественно согласовались с наблюдениями при  $\sigma = 10^{-3}$  См/м, теоретически предсказанное уменьшение поля как  $\propto 1/\sqrt{f}$  расходилось с наблюдениями: на 480 км при изменении  $f$  от 1 до 4 Гц сигнал увеличивался более чем в 2 раза. В эксперименте по приему УНЧ-излучений от заземленной ЛЭП на Кольском п-ове на арх. Шпицберген измеренные амплитуды сигналов на расстоянии 1200 км в диапазоне 0.9–10 Гц варьировались в диапазоне 1–4 фТл/А [Терещенко и др., 2010]. При этом частотная зависимость амплитуды зарегистриро-

ванных сигналов имела характерное немонотонное поведение. Для сигналов, принятых на ст. SP, также не наблюдается предсказываемая соотношением (2) падающая зависимость от частоты. Напротив, образуется небольшой максимум на частотах  $\sim 2\text{--}4$  Гц (рис. 7, нижняя панель).

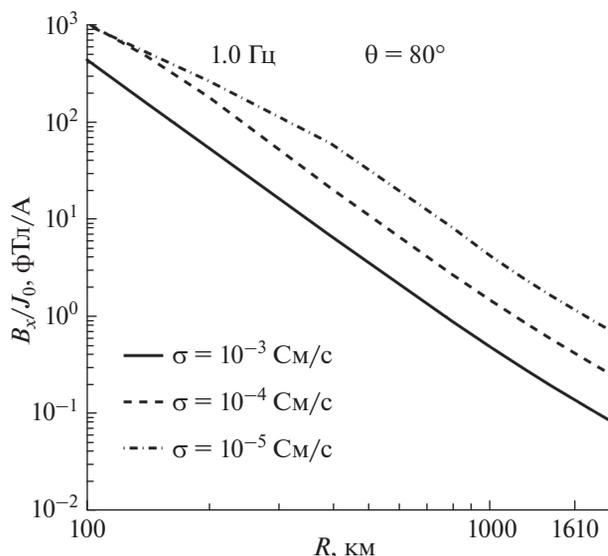
Модель 1, основанная на аналитическом соотношении (2), дает медленно падающую с частотой амплитуду принимаемого сигнала, что не соответствует немонотонной зависимости экспериментально зарегистрированных сигналов (рис. 7, верхняя панель). Спектральные особенности зарегистрированных сигналов на больших удалениях могут быть вызваны волноводным ионосферным распространением. Расчеты по численной модели 2 с корректным учетом реалистичной ионосферы показывают, что зависимость  $|B_x|(x)$  от расстояния на частотах 2–8 Гц на больших расстояниях ( $x > 500$  км) имеет осциллирующий характер, несколько различающийся для разных частот. Рассчитанная по численной модели амплитуда сигнала  $|B_x(f)|$  в зависимости от частоты в пункте наблюдения SP показана на рис. 7 (верхняя панель). Полученный график указывает на возможность появления осциллирующей зависимости от частоты. Однако неоднократно отмечалось, что модель IRI плохо применима для ионосферы высоких широт, поэтому детального согласия рассчитанной частотной зависимости с наблюдениями трудно ожидать.

Результаты рассчитанной зависимости  $B(f)$  по модели 3 даны на рис. 7 (нижняя панель). Модель предсказывает монотонно растущую с частотой зависимость, в отличие от модели 1. Хотя модель 3 дает качественно хорошее согласие с амплитудами зарегистрированных на SP сигналов, но она не может объяснить более тонкие особенности — их немонотонную зависимость от частоты.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ

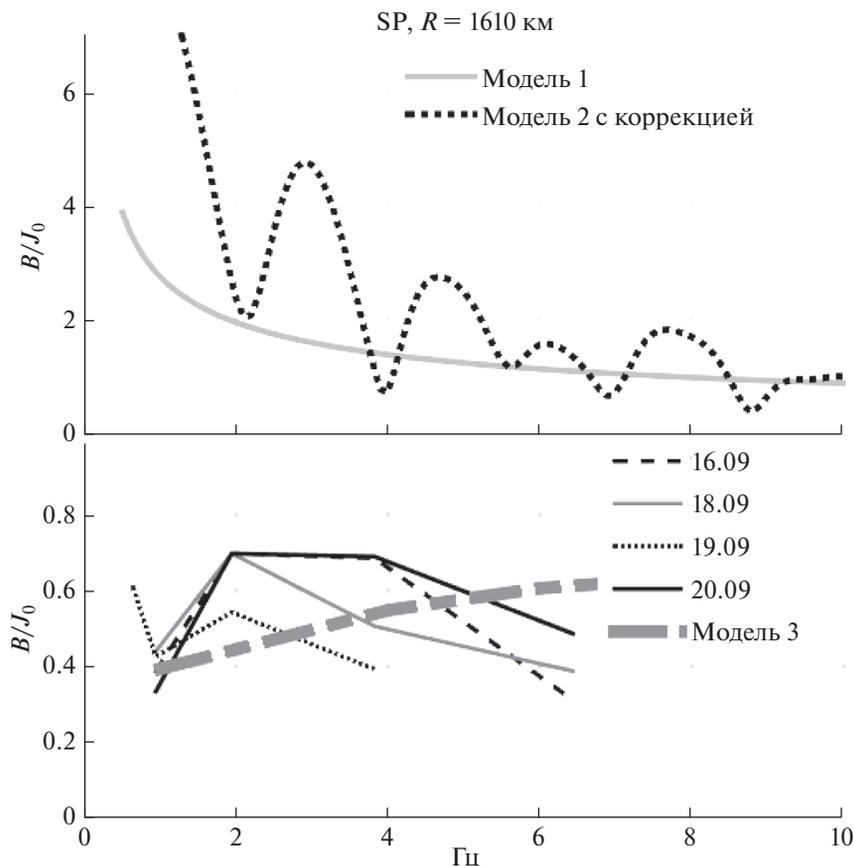
Соотношения из аналитической теории возбуждения волновода Земля–ионосфера (модель 1) дают завышенную оценку магнитного поля на больших расстояниях от горизонтальной антенны и монотонно падающую зависимость от частоты. Источник предполагается точечным, хотя его размеры сопоставимы с высотой ионосферы, и отсутствуют эффекты волноводного распространения вдоль ионосферы.

Принципиальное различие результатов численной модели 2 по сравнению с моделями 1 и 3 состоит в том, что ионосферное волноводное распространение, которое ранее не учитывалось, в этой модели дает заметный вклад в возбуждаемое поле в УНЧ-диапазоне на больших удалениях, в частности — приводит к немонотонной зависимости амплитуды принимаемого сигнала от ча-



**Рис. 6.** Пример расчета поля в зависимости от расстояния  $R$  (компонента  $B_x(R)$ ) заземленного электрического диполя линейным размером  $L = 100$  км на частоте 1.0 Гц в плоско-слоистой модели с учетом влияния верхнего проводящего слоя (ионосферы) и токов смещения при разных проводимостях земной коры. Ионосферный слой с удельным сопротивлением  $10^4$  Ом м расположен на высоте 100 км и отделен от Земли слоем атмосферы с сопротивлением  $10^{14}$  Ом м. Угол  $\theta$  измеряется между направлением на точку наблюдения и осью источника.

стоты. Хотя учет влияния ионосферы проводится достаточно полно и корректно, модель 2 содержит ряд существенных упрощений. Наиболее существенный недостаток модели состоит в том, что линейный источник считается бесконечным. Предположение о бесконечном размере излучающего токового источника приводит к отсутствию геометрического затухания и более эффективно возбуждению ионосферного волновода, чем от источника конечных размеров, и тем самым переоценивает амплитуды сигнала вдали от источника. При корректировке расчетов путем введения дополнительного геометрического фактора, модель 2 дает лучшее согласие с амплитудами зарегистрированных сигналов. Кроме того, бесконечный провод возбуждает только волны типа ТЕ (магнитная мода), которые непосредственно возбуждают ионосферный волновод. Волны типа ТН (электрическая мода), которые и обеспечивают сверхдальнее распространение в волноводе Земля–ионосфера, в нашей модели генерируются только за счет зацепления мод в гиротропном  $E$ -слое ионосферы. Конечный же токовый источник возбуждает обе моды. Таким образом, модель 2 может давать качественно верные результаты только вблизи источника больших размеров, но для расчета поля на больших удалениях она тре-



**Рис. 7.** Зависимость от частоты нормированной амплитуды магнитного сигнала  $|B_x(f)/J_0(f)|$  [в пТл/А] в пункте наблюдения на  $R = 1610$  км: верхняя панель — теоретическая зависимость по модели 1 (серая кривая) и модели 2 (черная точечная кривая); нижняя панель — экспериментально измеренная частотная зависимость амплитуды сигналов на ст. SP в разных сеансах и теоретически предсказанная по модели 3 (штрихпунктирная серая линия).

бует существенной модификации на случай конечной длины излучателя.

Наилучшее согласие с амплитудами зарегистрированных сигналов продемонстрировала модель 3. Однако, согласно этой модели, амплитуда принимаемых сигналов должна медленно увеличиваться с частотой, что не соответствует наблюдаемой немонотонной зависимости. Возможно, модель может дать лучшее согласие с экспериментом, если вместо однородной проводимости земной коры учесть реальную зависимость поверхностного импеданса земной поверхности от частоты.

Для интерпретации осцилляторной структуры спектра принимаемого искусственного сигнала на арх. Шпицберген от заземленной ЛЭП на Кольском п-ове, Терещенко и др. [2010] проводили расчет поля горизонтального источника в волноводе, образованном двумя изолированными проводящими пластинами, с помощью метода двумерного телеграфного уравнения. Когда расстояние между проводниками мало по сравнению с длиной волны, распространение волн в таком

волноводе успешно описывается двумерным телеграфным уравнением (дифференциальным уравнением в частых производных второго порядка), что значительно проще описания в рамках системы уравнений Максвелла [Кириллов, 1996]. Коэффициентами такого двумерного телеграфного уравнения являются введенные поверхностная плотность емкости и локальная индуктивность ионосферы. Наблюдаемая осцилляторная зависимость от частоты была качественно объяснена влиянием ИАР. Используемая нами численная модель также предсказывает немонотонную частотную зависимость амплитуды принимаемых сигналов, однако на больших расстояниях ( $>1000$  км) она обусловлена не наличием ИАР, а волноводным распространением в ионосферном канале.

К сожалению, непосредственно по трассе распространения нет ионосферных станций чтобы проверить зависимость прохождения от ионосферных условий. Поэтому мы воспользовались данными ст. Москва (<https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/foF2>), чтобы грубо охарактеризо-

вать ионосферные условия в Европейской части РФ в моменты сеансов ( $UT = 0$ ). По данным геомагнитных индексов и ионозонда параметры  $F2$ -слоя были в целом стабильные  $foF2 \sim 2.1\text{--}2.9$  МГц. Только 17 сентября наблюдается скачок  $foF2$  более чем в 2 раза до 4.5 МГц. В более плотной ионосфере затухание волноводной моды должно быть больше [Mazur et al., 2018]. На характерной частоте 1.94 Гц амплитуда сигнала на SP падает (хотя и немного) именно в ночь с 16 на 17 сентября.

Успешность проведения экспериментов серии FENICS подводит к идее, что излучение ЛЭП можно использовать в качестве контролируемого источника УНЧ-волн, излучаемых в верхнюю ионосферу. Геомагнитная широта установок типа FENICS на Кольском п-ове соответствует сердцевине внешнего радиационного пояса Земли ( $\sim 5.5\text{--}6.5 R_E$ ). Электроны релятивистских энергий, образующие радиационный пояс, могут резонансно рассеиваться по питч-углам на ионноциклотронных волнах герцового диапазона и высыпаться в атмосферу. Таким образом, в перспективе, наземный излучатель УНЧ- волн можно использовать для контроля уровня интенсивности внешнего радиационного пояса. Для оценки теоретической возможности этого механизма необходимо рассчитать прохождение в верхнюю ионосферу электромагнитных УНЧ-излучений, возбуждаемых наземной линейной антенной, и апробировать расчеты с помощью архива спутниковых наблюдений во время экспериментов FENICS.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент FENICS-2019 показал, что наблюдательный пункт с хорошим индукционным магнитометром может уверенно регистрировать УНЧ-сигналы линейного излучателя с токами порядка нескольких десятков ампер на удаленях до 2000 км. Такие излучатели действительно можно использовать в качестве искусственного источника для проведения глубинного МТЗ на громадной площади. Из трех рассмотренных теоретических моделей ни одна не дала удовлетворительного согласия с наблюдениями на ст. SP. Наилучшее согласие с амплитудами зарегистрированных сигналов продемонстрировала модель 3, хотя предсказываемая ей частотная зависимость не соответствует наблюдаемой немонотонной зависимости. Численное моделирование структуры поля по модели 2, показало возможность волноводного распространения герцовых сигналов вдоль ионосферы и немонотонной зависимости амплитуды принимаемых сигналов от частоты. Однако допущение о бесконечном размере токового источника приводит к сильно завышенным оценкам амплитуды сигнала. Об эффективности ионосферного канала распространения можно

будет окончательно судить после усовершенствования модели 2 для источника конечных размеров и проведения специализированных наблюдений на профиле станций.

## 8. БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем признательность рецензенту за конструктивные замечания.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, № 18-05-00108 и № 18-05-00528 (ЖАА, ШАН).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беляев П.П., Поляков С.В., Ермакова Е.Н. и др. Первые эксперименты по генерации и приему искусственных УНЧ излучений (0.3–12 Гц) на дистанции 1500 км // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 45. № 2. С. 156–162. 2002.
- Вайслейб Ю.В., Собчаков Л.А. Диполь вблизи плоской границы раздела двух сред // Антенны: Сб. науч. статей. Вып. 27. Редкол.: А.А. Пистолькорс (гл. ред.) и др. М.: Связь. С. 98–109. 1979.
- Велихов Е.П., Жамалетдинов А.А., Собчаков Л.А. и др. Опыт частотного электромагнитного зондирования земной коры с применением мощной антенны СНЧ диапазона // Докл. АН. Т. 338. № 1. С. 106–109. 1994.
- Гульельми А.В. Гидромагнитная диагностика и геоэлектрическое зондирование // УФН. Т. 158. С. 605–637. 1989.
- Ермакова. Е.Н., Котик Д.С., Собчаков Л.А., Поляков С.В., Васильев А.В., Бёзингер Т., Белова Н.И. Экспериментальные исследования распространения искусственных электромагнитных сигналов в диапазоне 0.6–4.2 Гц // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 48. № 9. С. 788–799. 2005.
- Ермакова Е.Н., Рябов А.В., Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Кудин Д.В. Новая станция для мониторинга космических и атмосферных электромагнитных излучений // Вестник ОНЗ РАН. Т. 11. NZ1105. 2019. <https://doi.org/10.2205/2019NZ000362>
- Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Велихов Е.П. и др. Исследование взаимодействия электромагнитных волн КНЧ-СНЧ диапазона (0.1–200 Гц) с земной корой и ионосферой в поле промышленных линий электропередачи (эксперимент “FENICS”) // Геофизические процессы и биосфера. Т. 14. № 2. С. 5–49. 2015.
- Жамалетдинов А.А., Велихов Е.П., Шевцов А.Н., Скопыходов А.А., Колобов В.В., Ивонин В.В., Колесников В.В. Эксперимент “Мурман-2018” по дистанционному зондированию с целью исследования границы “непроницаемости” на переходе между хрупким и пластичным состояниями кристаллической земной коры // Докл. АН. Т. 486. № 3. С. 91–96. 2019.
- Кириллов В.В. Двумерная теория распространения электромагнитных волн СНЧ-диапазона в волноводе Земля–ионосфера // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 39. № 12. С. 1103–1112. 1996.

- Кириллов В.В., Копейкин В.Н. Формирование резонансной структуры локальной индуктивности ионосферы в диапазоне 0.1–10 Гц // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 46. № 1. С. 1–12. 2003.
- Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение радиоволн в волноводном канале Земли-ионосфера и в ионосфере // М.: Наука, 148 с. 1993.
- Собчаков Л.А., Астахова Н.Л., Поляков С.В. Возбуждение электромагнитных волн в плоском волноводе с анизотропной верхней стенкой // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 46. № 12. С. 1027–1037. 2003.
- Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Сидоренко А.Е. и др. Влияние ионосферы на электромагнитные волны от наземного излучателя в диапазоне частот 1–10 Гц // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 6. С. 855–856. 2007.
- Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Сидоренко А.Е., Григорьев В.Ф., Жамалетдинов А.А. Влияние ионосферы на возбуждение электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в ближней зоне // Журн. технической физики. Т. 6. С. 907–913. 2018. <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.06.4602453>
- Терещенко Е.Д., Иванов Н.В., Сидоренко А.Е., Григорьев В.Ф. Исследование особенностей распространения в высоких широтах искусственного электромагнитного сигнала в диапазоне 0.1–10 Гц // Геомагнетизм аэрномия. Т. 50. № 5. С. 660–670. 2010.
- Bannister P.R. Extremely Low Frequency (ELF) Propagation // Naval Underwater Systems Center. NewPort. 1979.
- Bernstein S.L., Burrows M., Evans J.E. et al. Long range communication at extremely low frequencies // Proc. IEEE. V. 62. № 3. P. 292–312. 1974.
- Boteler D.H., Pirjola R.J. The complex image method for calculating the magnetic and electric fields produced at the surface of the Earth by the auroral electrojet // Geophysical J. International. V. 132. P. 31–40. 1998.
- Ermakova E.N., Kotik D.S., Polyakov S.V. et al. A power line as a tunable ULF-wave radiator: Properties of artificial signal at distances of 200 to 1000 km. // J. Geophys. Res. V. 111. A04305. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JA011420>
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V. Modeling ELF electromagnetic field in the upper ionosphere from power transmission lines // Radio Sci. V. 55. e2019RS006943. 2020. <https://doi.org/10.1029/2019RS006943>
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V. ULF electromagnetic field in the upper ionosphere excited by lightning // J. Geophys. Res. V. 123. P. 6692–6702. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025622>
- Pilipenko V.A., Chugunova O.M., Engebretson M.J., Les-sard M. Trans-polar propagation of Pi1 wave burst as observed by an Antarctic array during the Themis 2007/03/23 substorm // “Physics of Auroral Phenomena”. Proc. 34 Annual Seminar. Apatity. P. 86–89. 2011.
- Pilipenko V., Fedorov E. Coupling mechanism between geoaoustic emission and electromagnetic anomalies prior to earthquakes // Research in Geophysics. 4:5008. 2014. <https://doi.org/10.4081/rg.2014.5008>
- Pilipenko V.A., Parrot M., Fedorov E.N., Mazur N.G. Electromagnetic field in the upper ionosphere from ELF ground-based transmitter // J. Geophys. Res. V. 124. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019JA026929>
- Potapov A.S., Polyushkina T.N., Tsegmed B. et al. Considering the potential of IAR emissions for ionospheric sounding // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 164. P. 229–234. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.08.026>

УДК 537.877+519.6

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ШИРОТ ПРИ РАЗЛИЧНОМ СОСТОЯНИИ ИОНОСФЕРЫ НА ЧАСТОТАХ СИСТЕМЫ РАДИОНАВИГАЦИИ РСДН-20 (АЛЬФА)

© 2021 г. О. И. Ахметов<sup>1, \*</sup>, И. В. Мингалев<sup>1, 2</sup>, О. В. Мингалев<sup>1, 2</sup>,  
В. Б. Белаховский<sup>1</sup>, З. В. Суворова<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Мурманский арктический государственный университет (МАГУ), г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

\*e-mail: akhmetov@pgia.ru

Поступила в редакцию 15.05.2020 г.

После доработки 10.09.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

В работе представлены результаты численного моделирования распространения в области высоких широт сверхдлинных радиоволн на несущих частотах радиотехнической системы дальней навигации (РСДН-20). Вычислительные эксперименты были проведены с различными распределениями концентрации электронов в ионосфере, которые были построены на основе данных радара некогерентного рассеяния EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген во время геомагнитной суббури 11.12.2015 г., и при спокойном состоянии ионосферы накануне суббури. Показано существенное увеличение (в 2–5 раз и более) амплитуды принимаемых на поверхности Земли электромагнитных волн ОНЧ-диапазона, проходящих под той областью ионосферы, в которую произошло высыпание частиц из магнитосферы во время суббури. Обнаружено увеличение волнового сопротивления среды и изменение разности фаз между основными электрическими и магнитными компонентами сигналов РСДН-20 во время суббури. Обсуждаются частотные зависимости указанных характеристик в зависимости от интенсивности суббури.

DOI: 10.31857/S0016794021030020

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные волны с частотами 3–30 кГц называют волнами очень низкой частоты (ОНЧ-диапазон). Эти волны распространяются в волноводе Земля-ионосфера и используются для передачи сигналов радионавигации и точного времени, а также в специализированных системах связи. В *D*- и *E*-слоях ионосферы имеют место большие вариации электронной концентрации, обусловленные изменением времени года и суток и высыпаниями энергичных частиц из магнитосферы. Эти вариации существенно зависят от высоты над поверхностью Земли и оказывают заметное влияние на амплитудные и фазовые характеристики радиоволн ОНЧ-диапазона [Макаров и др., 1970]. Актуально определить, какую информацию о распределении концентрации электронов в слое *D* и нижней части *E* слоя ионосферы можно получить из анализа данных об амплитудных и фазовых характеристиках сигналов ОНЧ-диапазона на поверхности Земли. Эта информация и наличие регулярно действующих источников радиосигнала ОНЧ-диапазон дадут возможность проводить мониторинг тех параметров

ионосферы, которые влияют на указанные выше характеристики.

Отметим, что высыпания в ионосферу заряженных частиц в широком диапазоне энергий во время суббури приводят к появлению ионосферных неоднородностей различных масштабов и к существенному увеличению концентрации электронов в ионосфере в области высыпаний. При этом в нижней части *D*-слоя ионосферы концентрация электронов может увеличиться более чем в 100 раз. Это приводит к существенному понижению верхней границы волновода между литосферой и ионосферой, в котором распространяются волны ОНЧ-диапазона. Это понижение, в свою очередь, приводит к искажению принимаемого радиосигнала. По этой причине представляется актуальным с помощью численного моделирования определить изменения амплитудных и фазовых характеристик волн ОНЧ-диапазона, возбуждаемых наземным передатчиком и распространяющихся в авроральной области во время геомагнитной суббури по сравнению со спокойными условиями.

Механизм возникновения суббури связан с накоплением энергии солнечного ветра в хвосте магнитосферы и ее последующим взрывным высвобождением в виде инжекции заряженных частиц (электронов, протонов) в магнитосферу и их высыпания в атмосферу [Rostoker et al., 1980]. Суббуря вызывает целый комплекс геофизических явлений в магнитосферно-ионосферной системе Земли: рост продольных токов, рост ионосферных токов, появление ярких полярных сияний, рост риометрического поглощения и т.д.

Экспериментальные исследования параметров сигналов ОНЧ-диапазона на поверхности Земли проводились коллективами авторов [Bashkuev et al., 2018; Стародубцев и др., 2019]. В этих работах авторы анализируют амплитудные и фазовые характеристики сигналов радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20 для магнитного и электрического поля совместно с другими данными о состоянии ионосферы.

Амплитудные и фазовые характеристики сигналов ОНЧ-диапазона вдоль радиотрассы при различных геофизических условиях отличаются довольно сложным поведением, которое, возможно, обусловлено тем, что вдоль радиотрассы существенно изменяется вертикальное распределение концентрации электронов в ионосфере и вследствие этого изменяется высота верхней границы волновода между поверхностью Земли и ионосферой, по которому распространяются сигналы.

Для интерпретации данных измерений сигналов ОНЧ-диапазона полезно получить и проанализировать поведение на поверхности Земли волнового сопротивления (отношение амплитуд напряженности электрического и магнитного полей) и разности фаз между напряженностями электрического и магнитного полей радиосигналов ОНЧ-диапазона при заданных распределениях электронной концентрации, частоты столкновений электронов и геомагнитного поля в ионосфере. Получить перечисленные характеристики радиосигналов позволяет метод численного моделирования.

Цель данной работы состоит в том, чтобы исследовать, как на поверхности Земли меняются амплитудные и фазовые характеристики сигналов на частотах несущих волн сети РСДН-20 в случае, когда вертикальные профили концентрации электронов в ионосфере и частоты столкновений электронов с нейтралами и ионами изменяются от профилей, соответствующих спокойным условиям в районе архипелага Шпицберген, к профилям, соответствующим моменту высыпания энергичных частиц из магнитосферы во время суббури в этом районе. Это позволит установить, возможно ли из анализа данных о волновом сопротивлении и разности фаз между напряженно-

стями электрического и магнитного полей радиосигналов, принимаемых на поверхности Земли, определить факт высыпаний энергичных частиц из магнитосферы в ионосферу над участками радиотрассы, расположенными между пунктами регистрации ОНЧ-радиосигналов.

Для достижения поставленной цели было проведено численное моделирование распространения электромагнитных волн ОНЧ-диапазона в прямоугольном участке волновода Земля-ионосфера для десяти вариантов распределений концентрации электронов в ионосфере и распределений частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами. Все распределения являются горизонтально однородными и задаются вертикальными профилями. Первый вертикальный профиль концентрации электронов соответствует условиям сильных высыпаний частиц в ионосферу в районе архипелага Шпицберген во время суббури. Десятый вертикальный профиль концентрации электронов соответствует спокойному состоянию ионосферы в этом районе, а профили со второго по девятый соответствуют переходным условиям от первого профиля к десятому профилю.

В данной работе изложены результаты численного моделирования и проведен анализ влияния изменений вертикального профиля концентрации электронов на следующие параметры радиосигналов ОНЧ-диапазона, измеряемые на поверхности Земли: амплитуды электрического и магнитного полей, волновое сопротивление и разности фаз между напряженностями электрического и магнитного полей.

## 2. ОБЛАСТЬ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИСТОЧНИК СИГНАЛА

В качестве области моделирования для численных экспериментов использовался прямоугольный участок волновода Земля-ионосфера. Горизонтальный размер участка составлял  $128 \times 400$  км, по высоте в атмосфере и ионосфере – 200 км, в глубину в литосфере – 25 км. Шаг сетки над поверхностью Земли – 500 м по вертикали и по горизонтали, в литосфере – 250 м по вертикали. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 64 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда. Как и в работе [Akhmetov et al., 2019a], для всех внешних поверхностей, кроме нижней, использовалось условие ухода свободной волны вместе с адаптированными поглощающими слоями PML и профилем потерь Беренгера [Berenger, 1994]. Это позволило снизить уровень отражений сигналов от границ области до 0.1%, что важно в случае непрерывно действующего источника сигнала.

Источник излучения задавался следующим образом. На расстоянии 74 км от левой вертикальной границы прямоугольной области моделирования на части вертикальной плоскости, параллельной этой границе, шириной 60 км и на высотах от поверхности Земли до 60 км было задано горизонтальное магнитное поле в виде суммы гармонических колебаний на частотах радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20, а именно 11905, 12679, 14881 Гц [Хафизов, 2010; Jacobsen, 2020]. Это позволило в первом приближении задать плоский фронт волны, создаваемой вблизи источника.

Радиотехническая Система Дальней Навигации-20 (РСДН-20 или Альфа), работающая в диапазоне низких частот, предназначенная для определения координат самолетов и кораблей различного назначения. Дальность действия – 10 тыс. км от ведущей станции. Точность определения положения от 2.5 до 7 км. Реальные антенны системы РСДН представляют собой высокие вертикальные изолированные мачты на растяжках, высотой 462 м. Система Альфа состоит из передатчиков, которые расположены в Новосибирске (55°45' N, 84°26' E), Краснодаре (45°24' N, 38°09' E) и Комсомольске-на-Амуре (50°04' N, 136°36' E). Эти передатчики излучают последовательности сигналов длительностью 3.6 с, состоящие из шести импульсов на частотах 11.905 кГц, 12.649 кГц и 14.881 кГц продолжительностью 400 мс с паузами в 200 мс [Хафизов, 2010; Jacobsen, 2020]. Первые два импульса последовательности вещают все станции на разных частотах, оставшиеся четыре импульса передаются с разными комбинациями станций и частоты. В представленной работе, не ставилась задача полностью повторить последовательности импульсов системы РСДН. В представленных численных экспериментах длительность моделированного сигнала не превышала несколько сотен полных колебаний. Этого достаточно для достижения целей исследования.

### 3. ЗАДАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ

При численном моделировании распределения концентрации электронов и частоты их столкновений с нейтралами и ионами считались горизонтально однородными. Вертикальные профили концентрации электронов над поверхностью Земли были заданы с использованием данных радара некогерентного рассеивания EISCAT 42m, расположенного на архипелаге Шпицберген, и двухпараметрической модели ионосферы Уайта [Wait and Spies, 1964] по формуле:

$$N_e(h) = 1.43 \times 10^7 e^{(-0.15h')} e^{[\beta - 0.15](h-h')}, \quad (1)$$

где  $h'$  и  $\beta$  – два параметра в км и км<sup>-1</sup>, обозначающих высоту D-слоя и резкость ионосферного перехода соответственно. Параметр  $\beta$  был выбран

равным 0.2, а высота  $h'$  подбиралась для каждого профиля таким образом, чтобы он соединялся с профилем EISCAT. Все высоты  $h'$  лежали в диапазоне от 54 до 64 км.

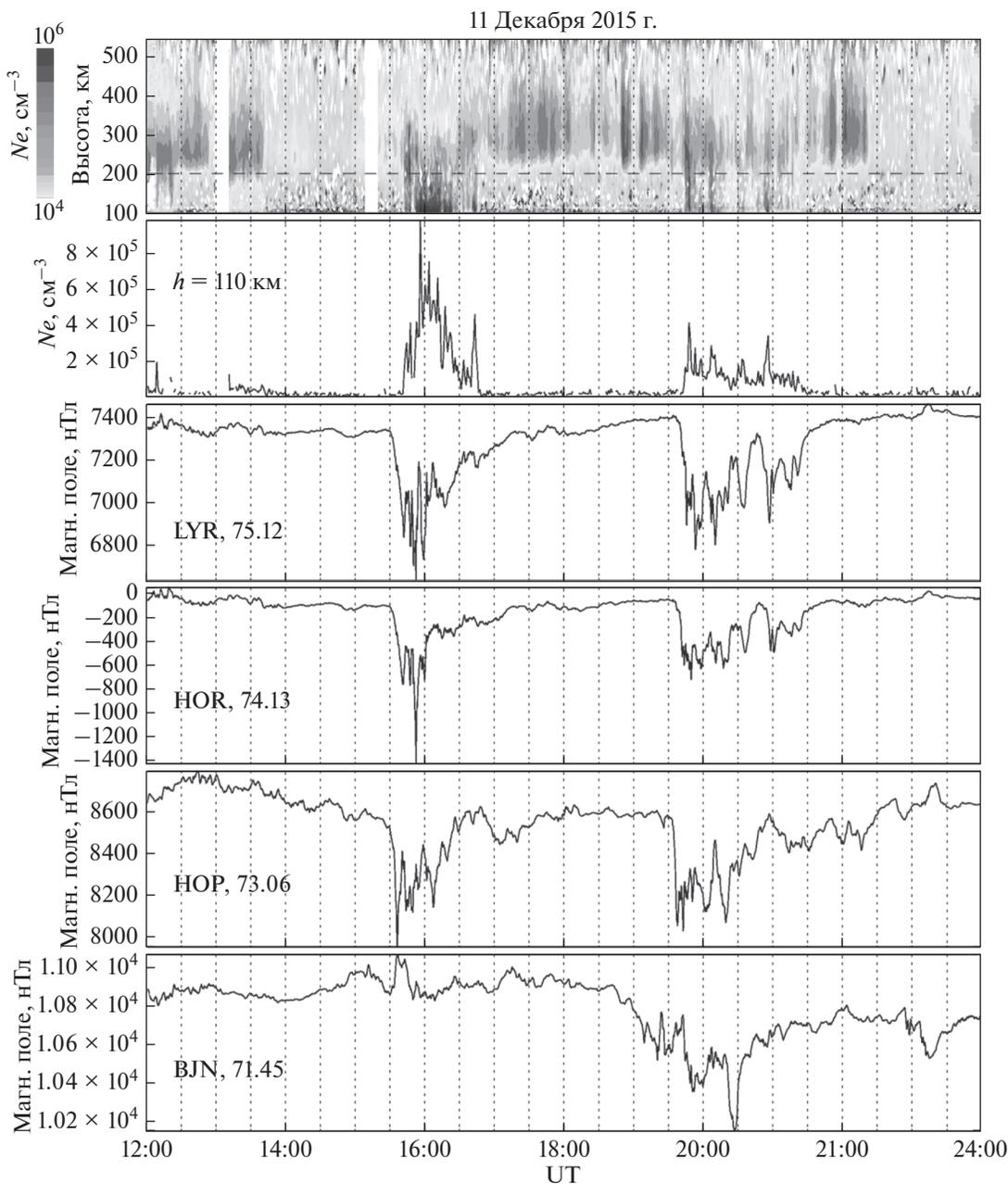
Выбор данных радара EISCAT42m на архипелаге Шпицберген, а не в Тромсё обусловлен тем, что при численном моделировании геомагнитное поле бралось вертикальным, направленным к поверхности Земли и равным  $5.3 \times 10^{-5}$  Тл.

Для задания первого вертикального профиля концентрации электронов использовались данные радара EISCAT 42m (его луч направлен вдоль геомагнитного поля) во время магнитной суббури 11 декабря 2015 г. в 16:00 UT.

По данным магнитометров сети IMAGE (рис. 1), во временном интервале 15.30–17.00 UT была зарегистрирована суббуря на станциях, расположенных выше 70° геомагнитной широты. На станции BJN (Bear Island, геомагнитные координаты:  $\Phi = 71.45^\circ$ ,  $\lambda = 108.07^\circ$ ) в X-компоненте геомагнитного поля наблюдалась небольшая положительная бухта с амплитудой около 150–200 нТл. Максимум суббурного возмущения по данным станции HOR (Hornsund, геомагнитные координаты:  $\Phi = 74.13^\circ$ ,  $\lambda = 109.59^\circ$ ) достигал около 1400 нТл. Суббурия наблюдалась в вечернем секторе MLT (MLT = UT + 3), что характерно для полярных суббурь [Клейменова и др., 2012], и происходила без геомагнитной бури ( $SUM-H \approx -10$  нТл). Однако в период регистрации суббури скорость солнечного ветра по данным базы OMNI была достаточно высока (640–680 км/с).  $B_z$ -компонента межпланетного магнитного поля (ММП) в момент начала суббури меняла свой знак с отрицательного на положительный, а затем снова стала отрицательной, что обеспечило проникновение плазмы солнечного ветра в магнитосферу и развитие суббурной активности.

Суббурия привела к резкому увеличению плотности ионосферной плазмы (более чем на порядок) на высотах от 90 до 300 км по данным радара EISCAT 42m. Это было довольно сильное ионосферное возмущение для этой широты, так как данная суббурия привела к сильному росту фазовых GPS-сцинтилляций (более 2 радиан) [Belakhovsky et al., 2019]. По данным GPS-приемника на ст. NYA (Ny Ålesund, геомагнитные координаты:  $\Phi = 75.25^\circ$ ,  $\lambda = 112.08^\circ$ ), во время взрывной фазы суббури в течение 10–20 мин отсутствовали данные по ПЭС (полное электронное содержание) ионосферы, что, по-видимому, вызвано срывом фазы GPS-сигнала.

Для задания десятого вертикального профиля концентрации электронов использовались данные радара EISCAT 42m 11 декабря 2015 г. в 15:00 UT, т.е. за полчаса до всплеска электронной концентрации, вызванного вторжением авроральных и энергичных заряженных частиц в ионосферу Земли.

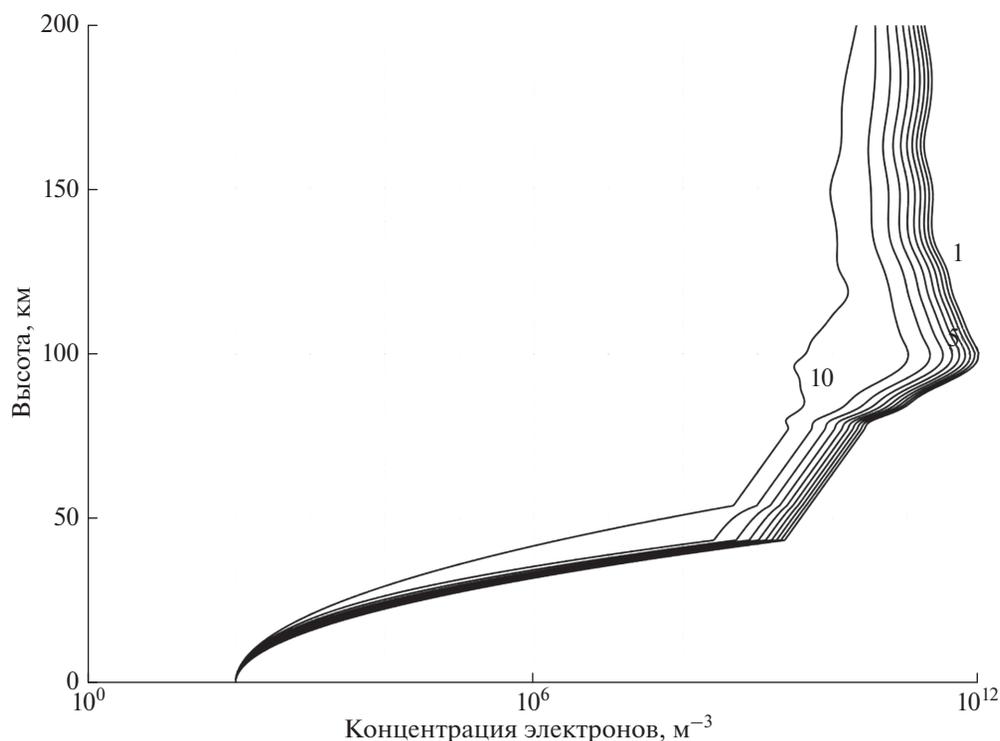


**Рис. 1.** Сверху вниз: изменения во времени вертикального профиля концентрации электронов на архипелаге Шпицберген по данным радара EISCAT 42m; изменения  $N_e$  на высоте 110 км; вариации X-компоненты геомагнитного поля на LYR, HOR, HOP, BJN по данным сети станций IMAGE, после кода станции показана геомагнитная широта.

На рисунке 2 представлены десять вертикальных профилей концентрации электронов, использованных в численных экспериментах, обсуждаемых далее. Номера этих профилей используются при обсуждении полученных результатов для идентификации параметров ионосферы, использовавшихся для расчетов. Первый профиль соответствует описанным выше условиям суббури. Десятый профиль соответствует спокойным условиям. Профили со второго по девятый соот-

ветствуют переходным условиям от возмущенного состояния ионосферы к спокойному. Эти профили были получены линейной интерполяцией между профилями 1 и 10. Профили с номерами со 2 по 9 являются модельными и напрямую они не привязаны к экспериментальным профилям.

Частота столкновений с нейтрами для соответствующих профилей электронной концентрации рассчитывалась с помощью данных EISCAT, данных модели NRLMSISE-00 и аналитической



**Рис. 2.** Вертикальные профили концентрации электронов на архипелаге Шпицберген 11.12.2015 г. для различных геофизических условий: профиль, отмеченный цифрой 1, соответствует суббуре в момент UT = 16:00, профиль, отмеченный цифрой 10, соответствует спокойным условиям.

аппроксимации результатов измерений, представленной в работе [Wait and Spies, 1964] по формуле

$$v_e(h) = 1.816 \times 10^{11} e^{(-0.15h)}, \quad (2)$$

где  $h$  обозначает высоту в км.

Профиль проводимости литосферы был задан с учетом результатов исследований проводимости земных пород на Кольском полуострове, полученных несколькими научными группами и опубликованных в работе [Kogja et al., 2002], по формуле

$$\sigma_L(z) = 2 \times 10^5 \times 10^{(-z-0.22222...)}, \quad (3)$$

где  $z$  обозначает глубину в км.

#### 4. МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

В данной работе использовалась модель распространения электромагнитных сигналов в волноводе Земля–ионосфера, основанная на численном интегрировании по времени системы уравнений Максвелла и уравнения для плотности тока с учетом инерции электронов в ионосфере на регулярной пространственной сетке. Различные модификации этой модели также использо-

вались в работах [Ахметов и др., 2019; Akhmetov et al., 2019a; Akhmetov et al., 2019b].

Для численного интегрирования по времени в ионосфере и литосфере применяются две различных схемы. В обеих схемах используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам. В схемах чередуются шаги распространения по каждому направлению и шаги затухания и вращения электрического поля сигнала. На шагах распространения по пространственным направлениям используется противоположная аппроксимация пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Схемы являются консервативными, монотонными, имеют второй порядок точности по времени и третий по пространственным переменным.

Схема численного интегрирования уравнений Максвелла в литосфере следующая. Пусть  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  – декартовы координаты;  $t$  – время;  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  – напряженность и индукция электрического и магнитного полей;  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$  – плотность тока в момент времени  $t$  в точке с радиус-вектором  $\mathbf{r}$ . Рассмотрим уравнение Фарадея и уравнение Максвелла в системе СИ

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \quad (4)$$

В литосфере эти уравнения замыкаются законом Ома в форме

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sigma(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где  $\sigma(\mathbf{r})$  – скалярная проводимость среды, и материальными уравнениями

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0\mu(\mathbf{r})\mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (6)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{r})$  и  $\mu(\mathbf{r})$  – безразмерные относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды в низкочастотном пределе;  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  – электрическая и магнитная проницаемости вакуума. В представленных расчетах мы полагали, что в литосфере  $\mu(\mathbf{r}) = 1$ , однако мы сохраним  $\mu$  в дальнейших формулах, поскольку используемая методика позволяет рассматривать общий случай с переменной  $\mu(\mathbf{r})$ .

Пусть  $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$  – скорость света в вакууме;  $c(\mathbf{r}) = c_0/\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r})}$  – скорость света в среде в точке с радиус-вектором  $\mathbf{r}$ . Систему (4)–(5) можно записать в виде

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{c_0^2}{\varepsilon} \text{rot} \left( \frac{\mathbf{B}}{\mu} \right) - \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \mathbf{E}. \quad (7)$$

Для численного интегрирования системы (7) применим метод расщепления по физическим процессам. Общий шаг интегрирования разделяется на два шага. Один из них – это шаг распространения, на котором интегрируется система уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{c_0^2}{\varepsilon} \text{rot} \left( \frac{\mathbf{B}}{\mu} \right), \quad (8)$$

второй – шаг затухания сигнала, на котором аналитически интегрируется система уравнений  $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \mathbf{E}$  по формулам  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t + \tau) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp\left(-\frac{\sigma(\mathbf{r})\tau}{\varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r})}\right)$ . Правильное чередование шагов расщепления обеспечивает второй порядок точности по времени.

Рассмотрим численное интегрирование системы (8). Введем перенормированные поля  $\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = c_0\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = c_0/c(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , а также вектор  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \nabla c$  в представленных расчетах, равный  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \nabla c + c\nabla\mu(\mathbf{r})/\mu(\mathbf{r})$  в общем случае. Умножая уравнение Фарадея на  $c_0$ , получим уравнение

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} = -\text{rot}(c\tilde{\mathbf{E}}). \quad (9)$$

Подстановка введенных обозначений в уравнение Максвелла приводит это уравнение к виду

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} = \text{rot}(c\tilde{\mathbf{B}}) - [\mathbf{M} \times \tilde{\mathbf{B}}]. \quad (10)$$

Для численного интегрирования системы уравнений (9) и (10) используется разработанная авторами схема, детально описанная в работе [Мингалев и др., 2018]. Это явная схема расщепления по пространственным направлениям и физическим процессам с противотоковой аппроксимацией пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Схема является консервативной, монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным.

Схема численного интегрирования уравнений Максвелла в ионосфере следующая. Мы полагали, что безразмерная относительная магнитная проницаемость ионосферы  $\mu(\mathbf{r}) = 1$  и выполняется формула  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ . Также мы полагали, что имеет место поляризация плазмы  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ , где  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  – вектор поляризации, причем плотность тока поляризации  $\partial\mathbf{P}/\partial t = \mathbf{j}$  совпадает с полной плотностью тока в плазме. Уравнение Фарадея и уравнение Максвелла в этом случае принимают вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c_0^2 \text{rot} \mathbf{B} - \frac{2}{\varepsilon_0} \mathbf{j}. \quad (11)$$

Система (11) замыкается уравнением для плотности тока электронов, вызванного полем сигнала:

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -v_e \mathbf{j} - \Omega_e [\mathbf{j} \times \mathbf{b}] + \omega_e^2 \varepsilon_0 \mathbf{E},$$

где  $v_e$  – частота столкновений электронов,  $\Omega_e = e|\mathbf{B}_{\text{ext}}|/m_e$  – гирочастота электронов,  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  – внешнее геомагнитное поле,  $\mathbf{b} = \mathbf{B}_{\text{ext}}/|\mathbf{B}_{\text{ext}}|$  – единичный вектор, направленный вдоль геомагнитного поля,  $\omega_e^2 = e^2 n_e / (m_e \varepsilon_0)$  – квадрат плазменной частоты электронов.

В ионосфере, как и в литосфере, применяется метод расщепления по физическим процессам с разделением на два шага. Один из них – это шаг распространения, а второй – это шаг затухания и вращения электрического поля и тока. Правильное чередование шагов расщепления обеспечивает второй порядок точности по времени. На шаге распространения учитывается только распространение сигнала и численно интегрируется система уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c_0^2 \text{rot} \mathbf{B} \quad (12)$$

с помощью той же схемы, что и система (9) и (10) в литосфере.

На шаге затухания и вращения электрического поля и тока магнитное поле сигнала не изменяется. На этом шаге учитываются только затухание электрического поля и его вращение за счет внешнего геомагнитного поля. При этом в каж-

дой точке расчетной сетки аналитически интегрируется система уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{2}{\epsilon_0} \mathbf{j}, \quad \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -v_e \mathbf{j} - \Omega_e [\mathbf{j} \times \mathbf{b}] + \omega_e^2 \epsilon_0 \mathbf{E}. \quad (13)$$

Эта система разделяется на две независимых системы. Первая для продольного электрического поля  $E_{\parallel} = (\mathbf{b}, \mathbf{j})$  и продольного тока  $j_{\parallel} = (\mathbf{b}, \mathbf{j})$

$$\frac{\partial E_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{2}{\epsilon_0} j_{\parallel}, \quad \frac{\partial j_{\parallel}}{\partial t} = -v_e j_{\parallel} + \omega_e^2 \epsilon_0 E_{\parallel}, \quad (14)$$

а вторая для поперечных электрического поля  $\mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{E} - \mathbf{b}E_{\parallel}$  и тока  $\mathbf{j}_{\perp} = \mathbf{j} - \mathbf{b}j_{\parallel}$ :

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} = -\frac{2}{\epsilon_0} \mathbf{j}_{\perp}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}_{\perp}}{\partial t} = -v_e \mathbf{j}_{\perp} - \Omega_e [\mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b}] + \omega_e^2 \epsilon_0 \mathbf{E}_{\perp}.$$

Системы (14) и (15) являются автономными линейными системами обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Решения задачи Коши для этих систем выражаются достаточно громоздкими аналитическими формулами.

В той части ионосферы, где выполнено неравенство  $v_e \tau \geq 20$ , системы (14) и (15) заменяются на более простые уравнение и систему

$$\frac{\partial E_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{2\omega_e^2}{v_e} E_{\parallel}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} = -\frac{2\omega_e^2 v_e}{v_e^2 + \Omega_e^2} \left( \mathbf{E}_{\perp} - \frac{\Omega_e}{v_e} [\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{b}] \right),$$

которые также имеют аналитические решения задачи Коши.

Изложенная схема позволяет учесть частотную дисперсию и моделировать распространение широкополосных сигналов произвольной формы в замагниченной ионосферной плазме и хорошо воспроизводит известные из литературы физические эффекты распространения волн в волноводе с анизотропной ионосферой. В работе [Ахметов и др., 2019] продемонстрировано хорошее соответствие расчетных волновых характеристик, известных из литературы [Лебедь и др., 2017; Ларченко и др., 2018], для таких тонких эффектов, как поляризация волн ионосферного источника в высокоширотной замагниченной ионосферной плазме.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В работе проведено численное моделирование распространения электромагнитных волн ОНЧ-диапазона в прямоугольном участке волновода Земля–ионосфера для десяти вариантов горизонтально однородных распределений концентрации электронов в ионосфере, описанных в раз-

деле 2. Номер вычислительного эксперимента соответствует номеру вертикального профиля концентрации электронов, который использовался в расчетах.

На рисунке 3 показан спектр магнитных компонент моделируемого сигнала на расстоянии 50 км от источника. На этом рисунке немного заметны вторые гармоники, возникающие при распространении в волноводе Земля–ионосфера, однако их величина незначительна и не оказывает заметного влияния на обсуждаемые в работе результаты.

На рисунке 4 показаны отношения амплитуды компоненты  $E_z$  электрического поля на поверхности Земли на расстоянии 180 км от источника, полученной в разных вычислительных экспериментах, к амплитуде компоненты  $E_z$  в той же точке, полученной в вычислительном эксперименте 10, который соответствует спокойным условиям. На рисунке 5 показаны отношения амплитуды компоненты  $H_x$  магнитного поля на поверхности Земли на расстоянии 180 км от источника, полученной в разных вычислительных экспериментах, к амплитуде компоненты  $H_x$  в той же точке, полученной в вычислительном эксперименте 10. На обоих рисунках по оси  $x$  указан номер вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала.

Расстояние 180 км от источника для сравнения амплитуд было выбрано по результатам анализа характеристик электромагнитного сигнала во всех указанных вычислительных экспериментах. На данном расстоянии от источника все характеристики сигнала (волновое сопротивление, разность фаз между электрическими и магнитными компонентами поля) устанавливаются в соответствии с состоянием волновода Земля–ионосфера и не меняются при дальнейшем удалении от источника.

На рисунках 4 и 5 видно, что наблюдается значительный рост амплитуды сигнала при переходе от профиля 10 к профилю 1, т.е. при увеличении концентрации электронов в нижней части  $E$  слоя и в  $D$  слое ионосферы за счет высыпаний частиц из магнитосферы во время суббури. Видно, что для сигнала с частотой 14881 Гц амплитуды электрического и магнитного полей увеличиваются примерно в 2.3 раза, для сигнала с частотой 12649 Гц эти амплитуды увеличиваются примерно в 4.7 раза, а для сигнала с частотой 11905 Гц амплитуда электрического поля увеличивается примерно в 10.7 раза, а магнитного поля увеличивается примерно в 5.2 раз. Таким образом, амплитуда сигнала увеличивается сильнее всего для сигнала с наименьшей частотой и слабее всего для сигнала с наибольшей частотой. Вероятно, данный эффект связан со сжатием волновода Земля–ионосфера по высоте из-за возрастания концентрации элект-

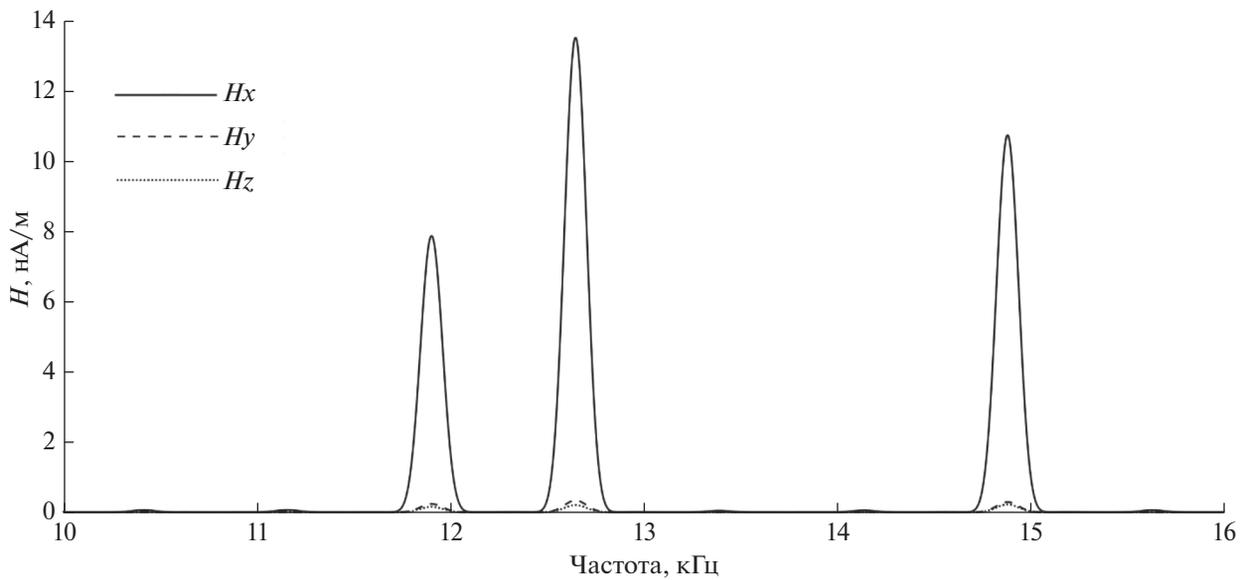


Рис. 3. Частотный спектр магнитных компонент моделируемого сигнала на расстоянии 50 км от источника.

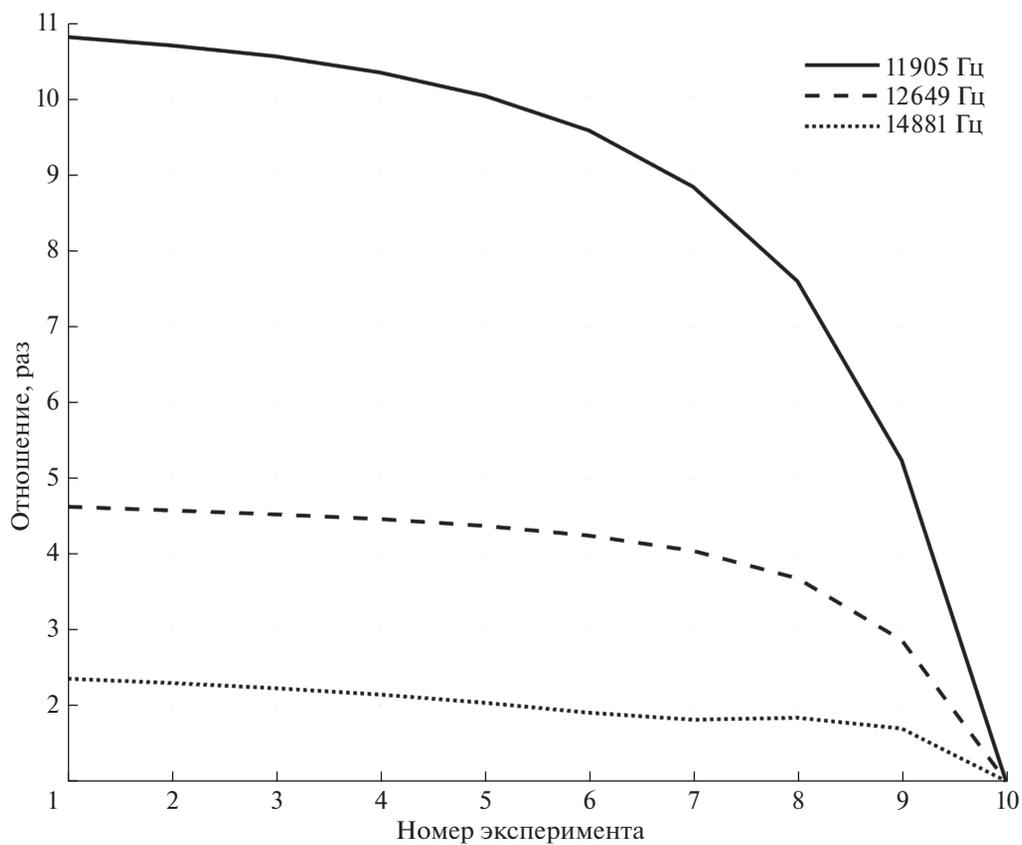
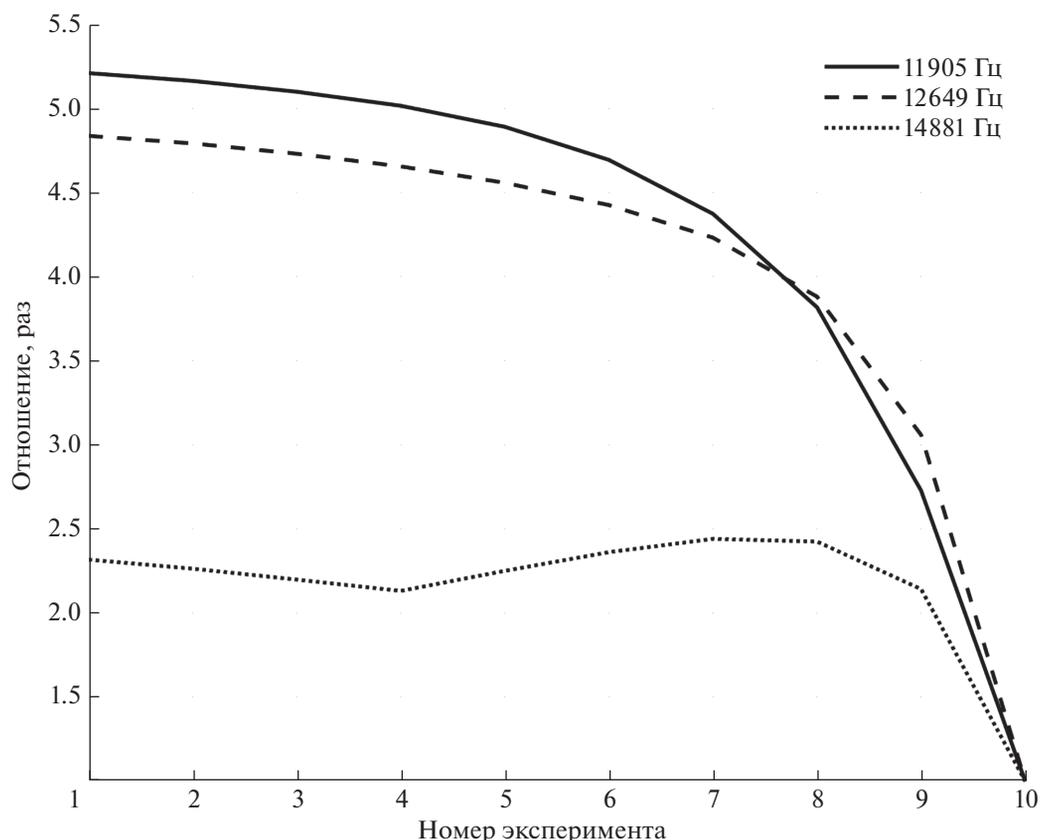


Рис. 4. Отношения амплитуды компоненты  $E_z$  электрического поля на поверхности Земли на расстоянии 180 км от источника, полученные в разных вычислительных экспериментах, к амплитуде компоненты  $E_z$  в той же точке, полученной в вычислительном эксперименте 10, который соответствует спокойным условиям. По оси  $x$  указан номер вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала.



**Рис. 5.** Отношения амплитуды компоненты  $H_x$  магнитного поля на поверхности Земли на расстоянии 180 км от источника, полученные в разных вычислительных экспериментах, к амплитуде компоненты  $H_x$  в той же точке, полученной в вычислительном эксперименте 10, который соответствует спокойным условиям. По оси  $x$  указан номер вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала.

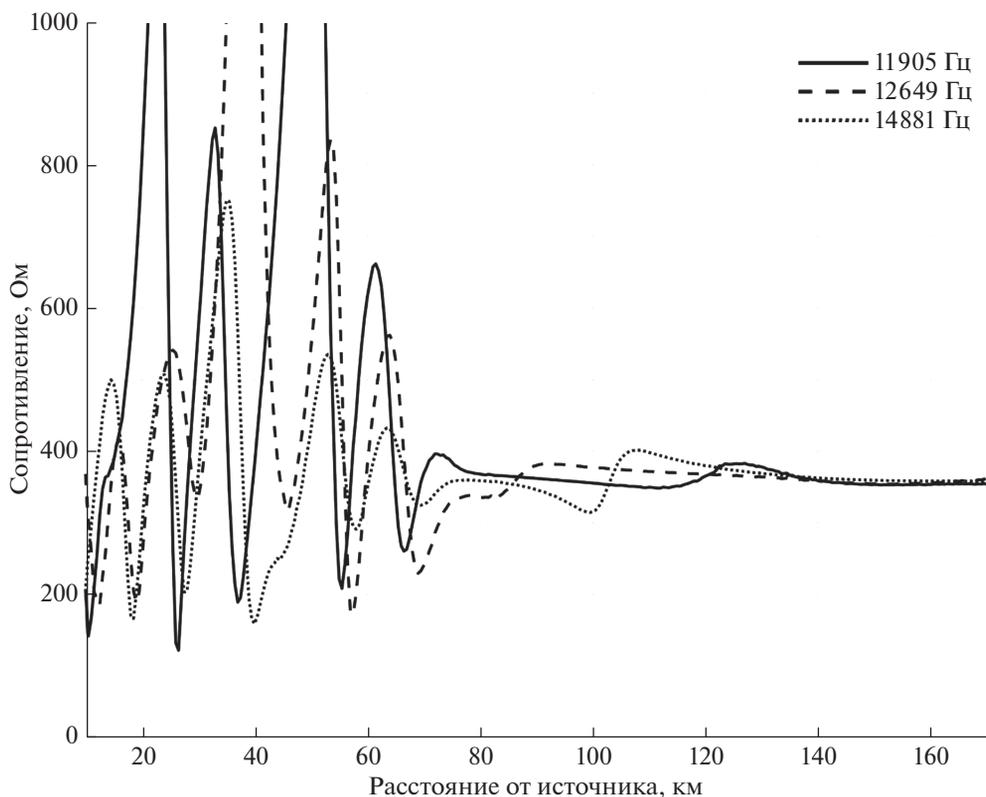
тронов в  $D$ -слое ионосферы во время вторжения авроральных и энергичных частиц в условиях суббури.

На рисунке 6 для трех частот показаны зависимости волнового сопротивления среды (отношение амплитуд напряженности электрического и магнитного полей на поверхности Земли) от расстояния до источника сигнала, полученные в вычислительном эксперименте 10, который соответствует спокойным условиям. Тип линии указывает частоту сигнала. Видно, что для всех трех частот на расстояниях от источника менее 80 км волновое сопротивление меняется в широких пределах, а на расстоянии от источника более 140 км волновое сопротивление практически не меняется. Описанная зависимость волнового сопротивления среды от расстояния до источника излучения означает, что на расстояниях от источника более 140 км устанавливается характерный для волновода режим распространения сигнала.

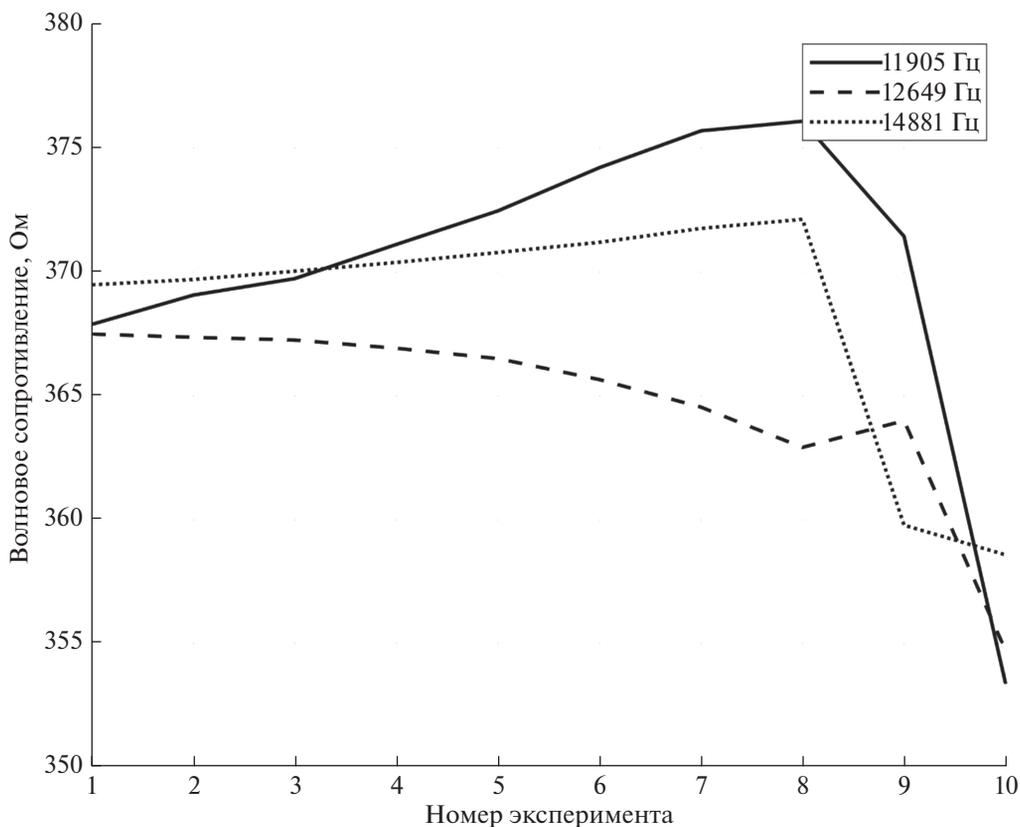
На рисунке 7 показано волновое сопротивление среды на расстоянии 160 км от источника для трех частот, полученное в результате всех вычислительных экспериментов. По оси  $x$  указан номер

вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала. На рисунке 7 видно, что волновое сопротивление среды для каждой частоты по-разному изменяется при изменении вертикального профиля концентрации электронов. Видно, что для заданной частоты сигнала близкие значения волнового сопротивления среды могут иметь место для различных вертикальных профилей концентрации электронов. Также видно, что для всех трех частот сигнала волновое сопротивление среды для вертикального профиля концентрации электронов 10 меньше, чем для других профилей. Таким образом, можно сделать вывод, что при существенном увеличении концентрации электронов в  $D$  слое и нижней части  $E$  слоя ионосферы волновое сопротивление среды на частотах 11905 Гц, 12649 Гц и 14881 Гц увеличивается на 10–15 Ом, т.е. на 3–5%.

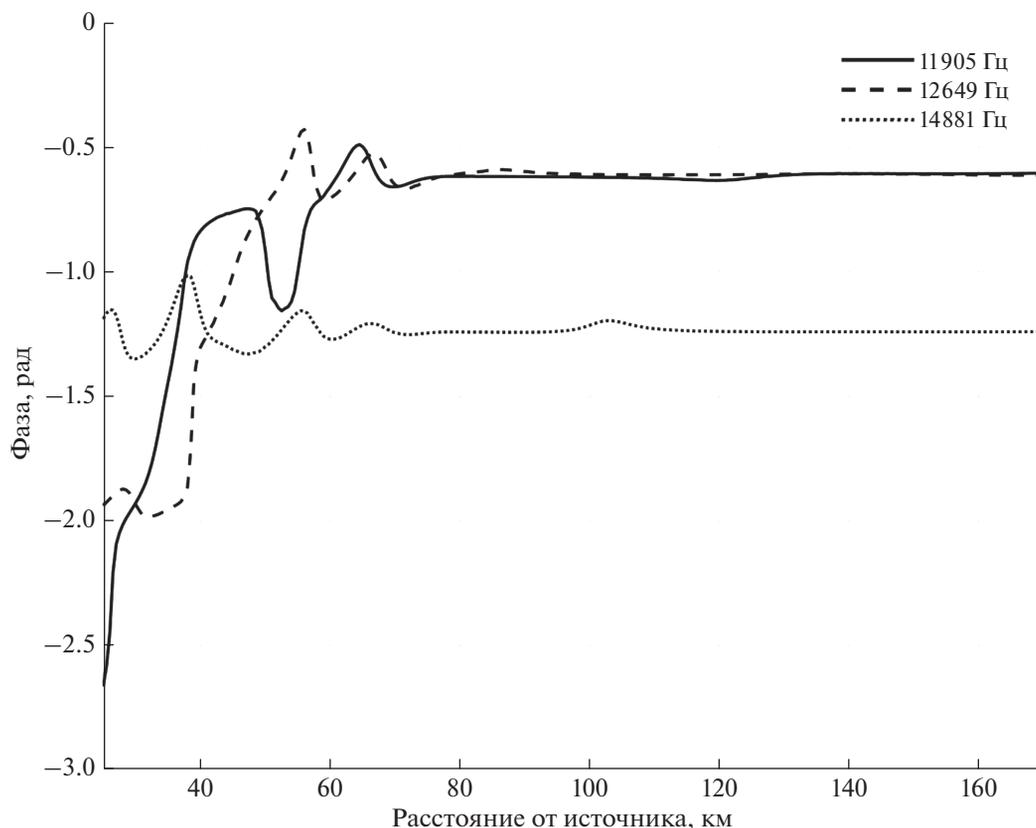
На рисунке 8 для трех частот показаны зависимости разности фаз между основными компонентами напряженностей полей  $E$  и  $H$  от расстояния до источника сигнала, полученные в вычислительном эксперименте 10, который соответствует спокойным условиям. На рисунке 9 показаны эти



**Рис. 6.** Волновое сопротивление среды в зависимости от расстояния до источника для случая спокойной ионосферы. Тип линии указывает частоту сигнала.



**Рис. 7.** Волновое сопротивление среды в зависимости от номера эксперимента на расстоянии 160 км от источника. По оси x указан номер вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала.



**Рис. 8.** Разность фаз между основными компонентами напряженности поля  $E$  и  $H$  в зависимости от расстояния до источника в спокойных условиях (вычислительный эксперимент 10). Тип линии указывает частоту сигнала.

же зависимости, полученные в вычислительном эксперименте 1, который соответствует возмущенным условиям во время высыпания частиц. Тип линии указывает частоту сигнала. Видно, что для всех трех частот на расстояниях от источника менее 80 км разность фаз заметно меняется, а на расстоянии от источника более 140 км она практически не меняется.

На рисунках 8 и 9 видно, что при переходе от вертикального профиля концентрации электронов 10 к профилю 1 разность фаз для сигнала на частоте 14881 Гц меняется не более чем на 30 градусов. Для сигнала на частоте 12649 Гц эта разность фаз меняется не более чем на 70 градусов, а для сигнала на частоте 11905 Гц меняется более чем на 150 градусов. Указанное выше значительное изменение разности фаз для сигнала на частоте 11905 Гц является критерием существенных изменений вертикального профиля концентрации электронов в окрестности пункта регистрации ОНЧ-сигналов на расстоянии  $\sim 50$ –80 км от точки измерений в направлении прихода электромагнитной волны.

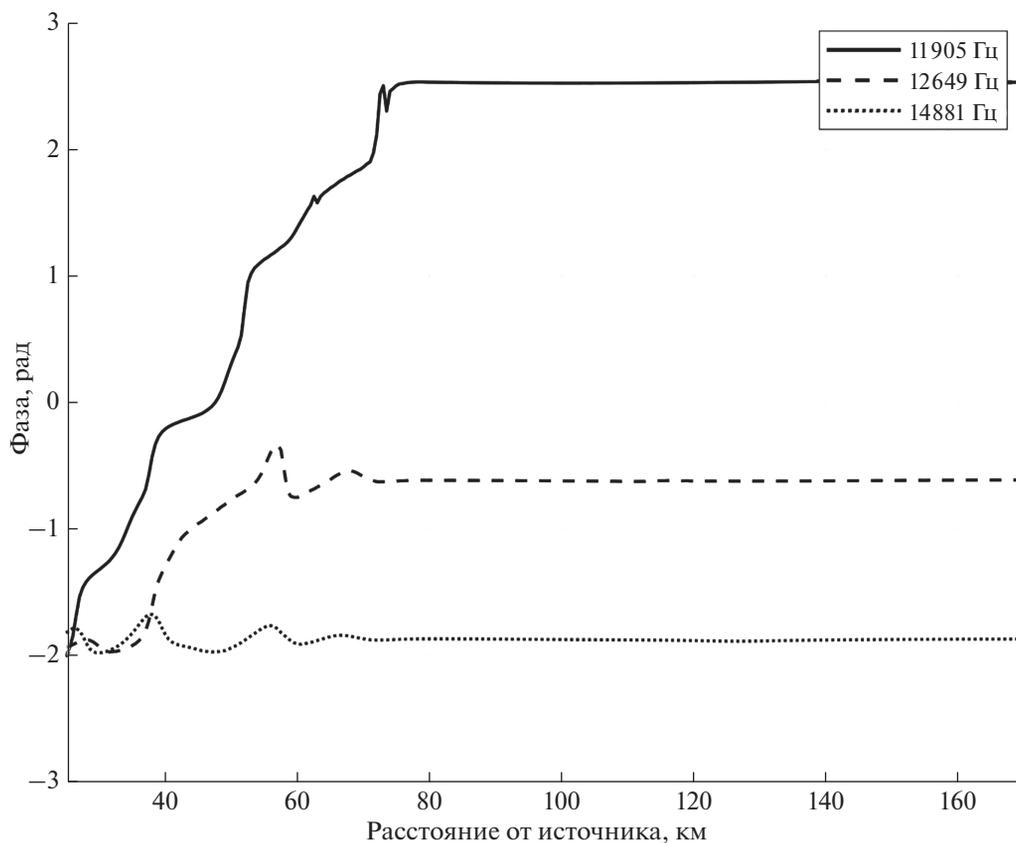
Волновое сопротивление и разности фаз между напряженностями электрического и магнитного полей радиосигналов РСДН-20 более ста-

бильны, чем амплитуды и фазы отдельных компонент электромагнитного поля радиосигналов, так как зависят только от состояния волновода Земля–ионосфера и не зависят от расстояния до источника и скорости распространения радиоволны.

## 6. ВЫВОДЫ

Представленные в данной работе результаты численного моделирования распространения электромагнитных волн ОНЧ-диапазона в области высоких широт в прямоугольном участке волновода Земля–ионосфера для десяти вариантов распределений концентрации электронов в ионосфере и распределений частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами позволяют сделать следующие выводы.

При существенном увеличении концентрации электронов в  $D$  слое и нижней части  $E$  слоя полярной ионосферы, которое вызвано высыпаниями энергичных частиц из магнитосферы во время суббури, происходит существенное увеличение (в 2–5 раз и более) амплитуды принимаемых на поверхности Земли электромагнитных волн ОНЧ-диапазона, проходящих под той областью



**Рис. 9.** Разность фаз между основными компонентами напряженности поля  $E$  и  $H$  в зависимости от расстояния до источника в возмущенных условиях (вычислительный эксперимент 1). Тип линии указывает частоту сигнала.

ионосферы, в которую произошло высыпание частиц. При этом чем ниже частота сигнала, тем сильнее увеличение амплитуды сигнала на поверхности Земли. Волновое сопротивление среды, рассчитанное по максимальным амплитудам напряженности электрического и магнитного полей, на частотах 11905 Гц, 12649 Гц и 14881 Гц увеличивается на 10–15 Ом. Разность фаз между основными электрическими и магнитными компонентами сигналов РСДН-20 на частоте 11905 Гц изменяется более чем на 150 градусов при увеличении концентрации электронов в  $D$  слое и нижней части  $E$  слоя полярной ионосферы.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что если в одной точке измерять все компоненты электромагнитного поля радиосигналов РСДН-20 и предположить, что ионосфера слабо изменяется на расстоянии 2–4 длин волн (50–80 км) от точки измерений, то по значениям волнового сопротивления и разности фаз между напряженностями электрического и магнитного полей можно оценить состояние ионосферы в районе точки измерений, а измеряя амплитуды сигналов РСДН-20 сетью наземных пунктов, можно регистрировать факт высыпаний энергич-

ных частиц из магнитосферы в ионосферу над участками радиотрассы.

## 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам и организаторам сети IMAGE (<https://space.fmi.fi/image>) за возможность использования данных магнитометров, коллективу команды EISCAT (<https://eiscat.se/>) — за возможность использования данных радара. EISCAT — международная ассоциация, поддерживаемая исследовательскими организациями Китая, Финляндии, Японии, Норвегии, Швеции, Великобритании.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-77-10018 (Ахметов О.И., Белуховский В.Б.).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Суворова З.В. Тестирование численной схемы интегрирования уравнений Максвелла для широкополосных сигналов на задаче распространения электромагнитных

- волн от ионосферного источника // Тр. Кольского научного центра РАН. Т. 8. С. 193–198. 2019.  
<https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.193-198>
- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Мильшева 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.
- Ларченко А.В., Пильгаев С.В., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В. Особенности структуры электромагнитного поля ОНЧ-диапазона на арх. Шпицберген в экспериментах по нагреву ионосферы // Вестн. Кольского научного центра РАН. № 3. С. 115–119. 2018.
- Лебедь О.М., Пильгаев С.В., Никитенко А.С., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В. Оценка высоты ионосферного источника, образованного при ВЧ-нагреве стендом EISCAT/heating, по данным измерений фаз на сети высокоширотных станций в спокойных и возмущенных гелиогеофизических условиях // Вестн. Кольского научного центра РАН. № 4. С. 6–74. 2017.
- Макаров Г.И., Новиков В.В., Орлов А.Б. Современное состояние исследований распространения СДВ в волноводном канале Земля-ионосфера // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 13. № 3. С. 321–355. 1970.
- Мингалев И.В., Суворова З.В., Ахметов О.И., Мингалев О.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // Математическое моделирование. Т. 30. № 12. С. 17–38. 2018.  
<https://doi.org/10.31857/S023408790001934-1>
- Стародубцев С.А., Баишев Д.Г., Григорьев В.Г., Каримов Р.Р., Козлов В.И., Корсаков А.А., Макаров Г.А., Моисеев А.В. Анализ солнечных, космо- и геофизических событий в сентябре 2017 г. по комплексным наблюдениям ИКФИА СО РАН // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 1. С. 17–38. 2019.  
<https://doi.org/10.12737/szf-51201903>
- Хафизов А.В. Радионавигационные системы дальней навигации (РСДН): учебно-методическое пособие. Кировоград: Изд-во ГЛАУ. 30 с. 2010.
- Akhmetov O., Mingalev O., Mingalev I., Suvorova Z., Belakhovsky V., Cherniakov S. About horizontal inhomogeneities of electron concentration in fluence on the propagation of ULF signals in the Earth-ionosphere waveguide / Russian Open Conf. on Radio Wave Propagation (RWP) / IEEE. P. 224–227. 2019a.  
<https://doi.org/10.1109/RWP.2019.8810389>
- Akhmetov O.I., Mingalev I.V., Mingalev O.V., Suvorova Z.V., Belakhovsky V.B., Cherniakov S.M. Determination of ULF-wave characteristics most strongly reacting to minor changes of ionospheric electron density in a high-latitude region // Solar-Terr. Phys. V. 5. № 4. P. 81–90. 2019b.  
<https://doi.org/10.12737/stp-54201911>
- Bashkuev Y., Advokatov V., Buyanova D., Pushkarev M. Analysis of the conditions for the radio waves propagation in the waveguide “Earth-Ionosphere” on the paths “Novosibirsk-Ulan-Ude” and “Komsomolsk-on-Amur-Ulan-Ude” during magnetic storms august 31 – September 12, 2017 // IX Intern. Conf. “Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors” (STRPEP 2018). E3S Web of Conferences. V. 62. id. 01002. 2018.  
<https://doi.org/10.1051/e3sconf/20186201002>
- Belakhovsky V.B., Jin Y., Miloch W.J. Influence of different ionospheric disturbances on the GPS scintillations at high latitudes // Springer Proc. in Earth and Environ. Sci. P. 281–287. 2019.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-030-21788-4\\_24](https://doi.org/10.1007/978-3-030-21788-4_24)
- Berenger J.-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // J. Computational Phys. V. 114. № 2. P. 185–200. 1994.  
<https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1159>
- Jacobsen T. The Russian VLF navaid system alpha, RSDN-20. Halden. Norway. 2020. <http://www.vlf.it/alphatrand/alpha.htm>
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A. et al. Crustal conductivity in Fennoscandia—a compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian shield // Earth Planets Space. V. 54. № 5. P. 535–558. 2002.  
<https://doi.org/10.1186/BF03353044>
- Rostoker G., Akasofu S.-I., Foster J., Greenwald R., Kamide Y., Kawasaki K., Lui A., McPherron R., Russell C. Magnetospheric substorms – definition and signatures // J. Geophys. Res. V. 85(A4). P. 1663–1668. 1980.  
<https://doi.org/10.1029/JA085iA04p01663>
- Wait J.R., Spies K.P. Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. Technical Note 300, National Bureau of Standards, Boulder, Colorado. 96 p. 1964.

УДК 533.951

## РЕАКЦИЯ ФОНОВОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА НАГРЕВ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2021 г. Ю. К. Легостаева<sup>1, \*</sup>, А. В. Шиндин<sup>1, \*\*</sup>, С. М. Грач<sup>1, \*\*\*</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
г. Нижний Новгород, Россия

\*e-mail: julilegostaeva@gmail.com

\*\*e-mail: shindin@rf.unn.ru

\*\*\*e-mail: sgrach@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 29.10.2020 г.

После доработки 02.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Представлены результаты численного моделирования динамики яркости свечения в красной линии атомарного кислорода с длиной волны 630 нм в результате нагрева ионосферы мощным КВ-радиоизлучением. Моделирование проводилось на основе системы, включающей в себя уравнение для электронной температуры  $T_e$  (уравнение теплопроводности) с локализованным источником нагрева вблизи точки отражения волны накачки; уравнение баланса концентрации ионов молекулярного кислорода  $O_2^+$ , возникающих вследствие реакции перезарядки ( $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ ), уравнение для концентрации атомов кислорода в возбужденном состоянии  $O(^1D)$ , возникающими вследствие диссоциативной рекомбинации ( $O_2^+ + e^- \rightarrow O + O(^1D)$ ) и ответственными за генерацию свечения. Использовались распределения молекулярного ( $O_2$ ) и атомарного ( $O$ ) кислорода по высоте, взятые из эмпирической модели атмосферы NRLMSISE-00 и профили электронной концентрации  $N_e$ , взятые из модели International Reference Ionosphere (IRI), модифицированные с учетом данных экспериментов 2010 г. и 2012 г. на стенде СУРА. Результаты сравниваются с экспериментальными данными. На основе выполненных вычислений удастся интерпретировать наблюдаемые в эксперименте подавление фонового свечения после включения нагрева ионосферы мощной радиоволной и эффект “послесвечения” после выключения нагрева.

DOI: 10.31857/S001679402103010X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие мощных радиоволн на свечение ионосферы в оптическом диапазоне широко исследуется в экспериментах, начиная с 70-х годов XX века, в том числе на стенде СУРА [Sipler, 1978; Haslett, 1974; Клименко, 2017; Грач, 2012; Gustavsson, 2005; Шиндин, 2014; Kosch, 2007; Bernhardt, 2000, 1988]. Свечение ионосферы возникает при переходе электронов с возбужденных уровней атомов, молекул и ионов ионосферы на более низкие энергетические уровни. Возбуждение соответствующих уровней происходит при столкновениях атомов с электронами, энергия которых превышает потенциал возбуждения уровней, а также в результате ионно-молекулярных реакций, где высвобождается энергия, достаточная для возбуждения одного из атомов, в частности, при диссоциативной рекомбинации электронов и молекул.

Увеличение интенсивности оптического свечения ионосферы при воздействии радиоволны накачки обыкновенной поляризации (искусственное оптическое свечение) связано с ускорением электронов плазменными волнами, возникающими при развитии параметрических неустойчивостей [Клименко, 2017]. По измерениям искусственного оптического свечения на различных длинах волн (соответственно, с различными потенциалами возбуждения) можно судить о функции распределения таких электронов по энергиям [Gustavsson, 2005]. Другой возможный механизм усиления свечения – сильное увеличение температуры электронов  $T_e$  и, следовательно, увеличение доли достаточно энергичных частиц в “хвосте” равновесной максвелловской функции распределения [Mantas, 1996].

В то же время, нагрев ионосферы должен приводить к подавлению фонового свечения ионосферы вследствие температурной зависимости

коэффициента диссоциативной рекомбинации  $\alpha_c$  (уменьшения  $\alpha_c$  с ростом  $T_e$ ) и, следовательно, к уменьшению концентрации возбужденных атомов, ответственных за генерацию свечения. Таким образом, при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением имеет место конкуренция двух противоположных эффектов. Оба этих эффекта наблюдались в экспериментах по воздействию на ионосферу [Грач, 2012; Клименко, 2017; Шиндин, 2014]. Подавление интенсивности свечения наблюдается при воздействии на ионосферу радиоволнами как обыкновенной, так и необыкновенной поляризации.

Отметим, что эффект подавления свечения ожидался уже в первых экспериментах по воздействию на ионосферу на стенде в Боулдере и Аре-сибо и был обнаружен при воздействии на ионосферу волнами O и X-поляризации [Biondi, 1970; Utlaut, 1973]. В работе [Sipler, 1978] были проведены первые модельные расчеты поведения яркости свечения при воздействии, качественно объясняющие поведение яркости свечения в линии 630 нм. Однако никаких пояснений к методике модельных расчетов в [Sipler, 1978] не приведено.

В работе [Dang, 2017] выполнено численное моделирование увеличения яркости свечения вследствие повышения температуры электронов и подавления яркости свечения за счет температурной зависимости коэффициента рекомбинации в линиях 630 нм и 557.7 нм (зеленая линия атомарного кислорода, уровень  $O^1S$ ).

Целью настоящей работы является численное моделирование второго из упомянутых эффектов, а именно поведения фонового свечения красной линии атомарного кислорода с длиной волны 630 нм, вызванного включением и выключением мощной радиоволны, вследствие температурной зависимости коэффициента рекомбинации  $\alpha_c(T_e)$  и сравнение результатов моделирования с данными экспериментов на стенде СУРА, в которых усиление оптического свечения не наблюдалось, а также определение параметров, необходимых для количественного сравнения экспериментальных данных и модели. При этом использовались уравнения для электронной температуры, а также концентраций компонентов, ответственных за диссоциативную рекомбинацию (ионов молекулярного кислорода  $O_2^+$ , атомов возбужденного кислорода в состоянии  $O^1D$ , ответственных за генерацию свечения) сходные с использованными в работе [Dang, 2017]. При этом модель источника нагрева электронов при воздействии на ионосферу бралась в соответствии с существующими представлениями о структуре возмущенной области ионосферы [Грач, 2016]. Для сопоставления использовались данные экспериментов, выполненных на стенде

СУРА [Грач, 2012, Клименко, 2017, Шиндин, 2014].

Оптическое свечение в красной линии атомарного кислорода (630 нм) соответствует переходу  $O^1D \rightarrow O^3P_2$ . Порог возбуждения уровня  $O^1D$  составляет 1.96 эВ (это наиболее низкий порог из исследуемых линий свечения ионосферы). Наиболее интенсивные эффекты воздействия радиоизлучения на оптическое свечение имеют место в  $F$ -слое ионосферы, на высотах 200–300 км. Концентрация электронов в  $F$ -слое варьируется в пределах  $10^5$ – $10^6$  см $^{-3}$  в зависимости от времени суток и солнечной активности.

Ниже в разделе 2 формируется система уравнений, включающая в себя: (а) – уравнение для электронной температуры  $T_e$  (уравнение теплопроводности) с локализованным источником нагрева вблизи точки отражения волны накачки; (б) – уравнение баланса концентрации ионов молекулярного кислорода  $O_2^+$ , возникающих вследствие реакции перезарядки между ионами атомарного кислорода  $O^+$  и молекулами кислорода  $O_2$ , и исчезающих вследствие диссоциативной рекомбинации при столкновениях с электронами; (в) – уравнение для концентрации атомов кислорода в возбужденном состоянии  $O(^1D)$ , возникающими вследствие диссоциативной рекомбинации и исчезающими (переходящими в основное невозбужденное состояние) вследствие излучения квантов на длине волны  $\lambda = 630$  нм и реакции гашения вследствие столкновений с молекулами азота  $N_2$  и кислорода  $O_2$ . В разделе 3 приводится аналитическая оценка динамики поведения атомов  $O^1D$  для случая малого времени установления температуры электронов вследствие нагрева по сравнению со временами характерными перезарядки, диссоциативной рекомбинации и эффективного времени жизни, приводятся результаты моделирования и их сопоставление с данными эксперимента. В разделе 4 формулируются основные результаты работы.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Динамику яркости свечения ночной  $F$ -области ионосферы в красной линии атомарного кислорода (длина волны  $\lambda = 630$  нм, переход из возбужденного состояния в основное  $O^1D \rightarrow O^3P_2$ ) можно рассчитать в рамках следующей модели.

Яркость свечения, измеренная на поверхности Земли  $B_{630}$  определяется формулой

$$B_{630} = A_{630} \int [O^1D](z) dz, \quad (1)$$

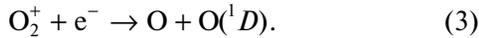
где яркость  $B_{630}$  измеряется в Рэлях ( $1 \text{ Рл} = 10^6$  фотонов с квадратного сантиметра источника излучения в секунду),  $A_{630}$  – коэффициент

Эйнштейна,  $[O^1D]$  – концентрация возбужденных атомов кислорода (здесь и далее величина в квадратных скобках  $[X]$  означает концентрацию соответствующего компонента  $X$ ), интеграл берется вдоль луча зрения регистрирующего прибора.

В невозмущенной ночной ионосфере возбужденные атомы кислорода  $O^1D$  образуются в результате последовательности реакций перезарядки



и диссоциативной рекомбинации



Концентрация возбужденных атомов кислорода  $[O^1D]$  в  $F$ -области нарастает в результате реакции (3) и убывает с характерным временем  $\tau_{\text{eff}}$  за счет дезактивации (гашения) при столкновениях с молекулами азота  $N_2$  и кислорода  $O_2$  (передача энергии на колебательные уровни), а также за счет излучения квантов при спонтанных переходах  $O^1D \rightarrow O^3P_2$  ( $\lambda = 630$  нм) и  $O^1D \rightarrow O^3P_1$  ( $\lambda = 633$  нм),  $\tau_{\text{eff}}$  определяется выражением:

$$\tau_{\text{eff}} = (k_{d1}[N_2] + k_{d2}[O_2] + A_{630} + A_{633})^{-1}, \quad (4)$$

где  $(k_{d1}[N_2])^{-1}$  и  $(k_{d2}[O_2])^{-1}$  – характерные времена дезактивации с соответствующими молекулами, где  $k_{d1} = 1.8 \times 10^{-11} \exp(107/T_n[K])$  см<sup>3</sup>/с,  $k_{d2} = 3.2 \times 10^{-11} \exp(67/T_n[K])$  см<sup>3</sup>/с,  $A_{630} = 7.1 \times 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>,  $A_{633} = 2.2 \times 10^{-3}$  с<sup>-1</sup> [Link, 1988]. Значения параметров нейтральной атмосферы (концентрации молекул азота и кислорода) в зависимости от высоты брались из модели NRLMSIS-00.

Уравнение баланса для  $[O^1D]$  имеет, таким образом, вид

$$\frac{d[O^1D]}{dt} = \eta_D \alpha(T_e)[O_2^+]N_e - \frac{1}{\tau_{\text{eff}}}[O^1D]. \quad (5)$$

Здесь  $\eta_D$  – квантовый выход для  $O^1D$ ,  $\eta_D \sim 1.1 - 1.3$  [Link, 1988],  $\alpha(T_e)$  – коэффициент диссоциативной рекомбинации (реакция (3)),  $N_e$  и  $T_e$  – концентрация и температура электронов,

$$\alpha(T_e) = \alpha_0(300/T_e)^\beta, \quad \alpha_0 = 1.95 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (6)$$

$\alpha_0$  – коэффициент диссоциативной рекомбинации при  $T_e = 300$  К. Зависимость коэффициента рекомбинации от температуры исследовалась теоретически и экспериментально в целом ряде работ и варьируется от температуры по степени  $\beta$  от 0.5 до 1.5. Согласно некоторым экспериментальным данным показатель степени  $\beta = 0.7$  при  $T_e < 1200$  К и  $\beta = 0.56$  при  $T_e > 1200$  К [Sheeman, 1969, Гуревич, 1973].

Динамика концентрации ионов молекулярного кислорода  $[O_2^+]$ , ответственных за увеличение  $[O^1D]$  в (5), описывается уравнением

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = k_1[O^+][O_2] - \alpha(T_e)[O_2^+]N_e, \quad (7)$$

где первый член в правой части соответствует росту  $[O_2^+]$  в результате реакции перезарядки (2), а второй уменьшению  $[O_2^+]$  в результате диссоциативной рекомбинации (3). В (7)  $k_1$  – скорость реакции перезарядки,  $k_1 = 2 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с.

В верхней ионосфере ( $F$ -область) основным ионом является ион атомарного кислорода  $O^+$ , а доля ионов молекулярного кислорода составляет около 1–2%,  $[O^+] \approx N_e$ , и в стационарном состоянии ( $d/dt = 0$ )  $[O_2^+] \approx k_1[O_2]/\alpha(T_e) \sim 10^{-4}$ ,  $[O_2^+] \ll [O^+]$ .

Скорость изменения концентрации  $[O^+]$  в ночной области  $F$  определяется скоростью реакции (2) и имеет характерное время  $\tau_1$ , варьирующееся в пределах  $\tau_1 = (k_1[O_2])^{-1} \approx 10^3 - 10^4$  с, в диапазоне высот 250–350 км. Это время велико по сравнению с другими характерными временами (временем изменения электронной температуры  $T_e$ , характерным временем диссоциативной рекомбинации  $\tau_{\text{rec}} = (\alpha N_e)^{-1}$ , характерным временем релаксации  $\tau_{\text{eff}}$  атомов кислорода в состоянии  $O^1D$ , а также периодом циклов воздействия мощных радиоволн на ионосферу 2.5 мин – работа, 3.5 мин – пауза в сеансах, использованных для сравнения результатов моделирования с данными эксперимента. Поэтому концентрацию ионов атомарного кислорода в течении цикла излучения мощной радиоволны можно считать стационарной величиной,  $[O^+] \approx \text{const}$ .

Уравнение для температуры электронов (уравнение теплопроводности) с постоянными коэффициентами в области источника нагрева в  $F$ -слое запишем в виде:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \cos^2 \theta \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta v_e (T_e - T_0) = Q_T, \quad (8)$$

где  $T_e$  – температура электронов (в °К);  $z, t$  – высота над поверхностью Земли и время;  $\theta$  – угол между вертикалью и геомагнитным полем (температура перераспределяется вдоль последнего),  $D_T = v_e l_e^2$ ,  $l_e = 600$  м – длина свободного пробега электронов,  $v_e = 300$  с<sup>-1</sup> – частота соударений электронов;  $\delta = 10^{-4}$  – доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (ионом, нейтральном атомом или молекулой);  $Q_T(z, t)$  – функция, характеризующая нагрев электронов высокочастотным электрическим полем.  $Q_T(z, t)$  возьмем в виде:

$$Q_T(z, t) = Q_T(z) = \frac{2E_0^2 v_e}{3N_e 4\pi} \times \\ \times \epsilon \left[ h\left(z - \left[z_0 - \frac{\Delta z}{2}\right]\right) - h\left(z - \left[z_0 + \frac{\Delta z}{2}\right]\right) \right] \times \\ \times [h(t - t_{\text{on}}) - h(t - t_{\text{off}})], \quad (9)$$

где  $h(z)$  – единичная функция Хевисайда,  $t_{\text{on}}$  и  $t_{\text{off}}$  – времена включения и выключения волны накачки,  $z_0$  и  $\Delta z = 1$  км – высота центра и высотный интервал области воздействия волны накачки. Отметим, что характерный размер источника  $\Delta z$  мал по сравнению с характерной длиной теплопроводности  $L_T = l_e / \sqrt{\delta} \sim 30$  км. Величину амплитуды электрического поля волны накачки  $E_0$  можно вычислить по формуле [Клименко, 2017]:

$$E_0(z) [\text{В/м}] = 9.5 \sqrt{\frac{P_0 [\text{кВт}]}{z(\text{м})}}, \quad (10)$$

где  $P_0$  – эффективная мощность волны накачки, излучаемой с поверхности Земли. При воздействии на ионосферу волны обыкновенной поляризации основной вклад в нагрев электронов вносят, как уже указывалось, плазменные волны, которые возбуждаются в области плазменного резонанса в результате развития параметрических неустойчивостей [Грач, 2016]. Область существования плазменных волн в формуле (9) характеризуется параметром  $\Delta z$  – размером источника нагрева по высоте. Согласно существующим теоретическим моделям [Грач, 2016] при длительном нагреве ( $\sim 1$  мин) вклад энергии волны накачки в нагрев электронов происходит в области верхнегибридного резонанса (на высоте  $z = z_0$ ), где  $f_{\text{pe}}^2 = f_1^2 - f_{\text{He}}^2$ . Следовательно,  $N_e = (\pi m / e^2)(f_1^2 - f_{\text{He}}^2)$ , где  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона соответственно,  $f_{\text{He}}$  – циклотронная частота,  $f_{\text{pe}}$  – плазменная частота, величина  $\Delta z$  составляет  $\sim 1$  км, и нагрев плазменными волнами оказывается существенно более интенсивным, чем нагрев электромагнитной волной. Поскольку расчет интенсивности электрического поля плазменных волн в области их существования оказывается достаточно трудным, мы будем считать, что плазменные волны однородно распределены по высоте на интервале  $\Delta z$ , а в уравнение (9) введен коэффициент  $\epsilon > 1$ , который характеризует увеличение реального источника нагрева по сравнению с нагревом только волной накачки, причем величина  $\epsilon$  может варьироваться при проведении численного моделирования. Фактически оценка величин  $\epsilon$  и  $\Delta z$  является одной из задач моделирования. Кроме того, в экспериментах, где осуществляется нагрев необыкновенной волной возбуждение плазменных волн не имеет места. В этом случае расчет температуры надо проводить с учетом распределения электрического поля волны накачки по

всей области ее распространения. Здесь же мы ограничиваемся конечным размером области генерации плазменных волн. При постоянных коэффициентах  $D_T$ ,  $v_e$ ,  $\delta$  решения уравнений (5), (7), (8) в аналитическом виде записывается следующим образом:

$$T_e(z, t) = T_0 + \int \int_{-\infty}^t \frac{1}{2D_T \sqrt{\pi t'}} Q_T(y, t - t') \times \\ \times \exp\left[-\frac{(z - y)^2}{4D_T^2 t'} - \delta v_e t'\right] dy dt', \quad (11)$$

$$[O_2^+] = N_e \exp[-F(t)] \left[ \frac{\tau_0}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1} \int_0^t \exp[F(t')] dt' \right], \quad (12)$$

$$\text{где } F(t) = \frac{1}{\tau_0} \int_0^t \left( \frac{300 T_0}{T_e(t')} \right)^\beta dt',$$

$$[O^1 D] = \exp\left[-\frac{t'}{\tau_{\text{eff}}}\right] \times \\ \times \left[ \eta N_e \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_1} + \int_0^t \eta \frac{1}{\tau_0} O_2^+(t') \left( \frac{300 T_0}{T_e(t')} \right)^\beta \exp\left[\frac{t'}{\tau_{\text{eff}}}\right] dt' \right], \quad (13)$$

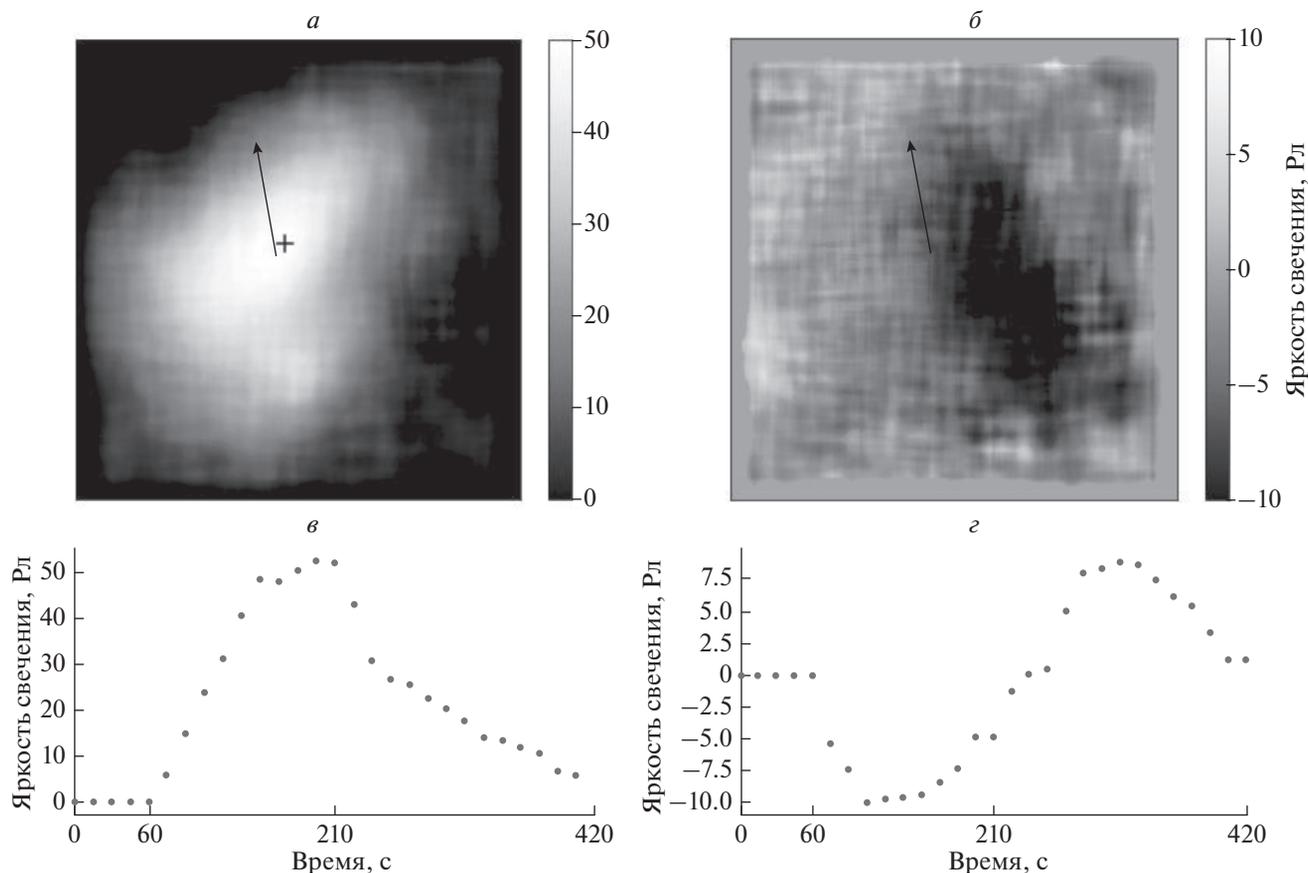
где введены характерные времена рекомбинации  $\tau_0 = \frac{1}{\alpha_0 N_e}$  и перезарядки  $\tau_1 = \frac{1}{k_1 [O_2]}$ . В интеграле по времени нижний предел интегрирования  $t = 0$  соответствует  $t_{\text{on}}$ , то есть началу изменения температуры.

Уравнения (11)–(13) являются базой для моделирования динамики поведения влияния нагрева на оптическое свечение в красной линии 630 нм и высотного распределения атомов возбужденного кислорода, с учетом моделей IRI и NRLMSIS-00 [Picone, 2002], (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri-vitmo.php>). На основе моделирования можно провести сравнение результатов с данными экспериментов, а также оценить параметры фотохимических процессов в области нагрева.

### 3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Подробный анализ фотометрических измерений по влиянию мощных КВ-радиоволн на оптическое свечение в красной линии, выполненных на стенде СУРА в 2010–2012 гг. дан в работах [Грач, 2012], [Клименко, 2017], [Шиндин, 2014].

Примеры поведения яркости свечения в линии  $\lambda = 630$  нм для двух последовательных сеансов воздействия радиоизлучением стенда СУРА, выполненных 14.09.2012 г. приведены на рис. 1. Стенд излучал вертикально вверх на частоте



**Рис. 1.** Панель (а) — изображение ночного неба в красной линии атомарного кислорода с увеличением оптического свечения, вызванного ВЧ-накачкой. Стенд СУРА, 14.09.2012 г., 18:09 UTC. Стрелка показывает направление на географический север. Панель (б) — то же с подавлением фонового свечения для 14.09.2012 г., 18:13 UTC. Панели (в) и (г) — иллюстрируют динамику поведения яркости в результате воздействия ( $t = 60$  с соответствует включению волны накачки,  $t = 210$  с — выключению).

5.30 МГц. Эффективная излучаемая мощность составляла  $P_{\text{эф}} \sim 200$  МВт. Изображения ночного неба, представленные на рис. 1, были получены с помощью ПЗС-камеры S1C/079-FP (FU) с полем зрения  $20.6^\circ$ . На панели (а) представлено изображение, полученное в 22:09 местного летнего времени (LT = 18:09 UTC + 4 ч), сеанс воздействие начался в 18:07 UTC. Хорошо видно заметное увеличение яркости излучения во время воздействия с максимальным значением  $\sim 50$  Рл в точке, обозначенной крестиком. Панель (в) иллюстрирует динамику поведения яркости в результате воздействия ( $t_{\text{он}} = 60$  с,  $t_{\text{офф}} = 210$  с) в этой точке. Видно, что рост яркости свечения наблюдается в течение всего 150-секундного сеанса. После выключения нагрева имеет место релаксация яркости свечения, которая через  $\sim 25$  с замедляется. В некоторых сеансах наблюдается даже увеличение яркости в это время. Это так называемый эффект “послесвечения”.

На панелях (б) и (г) показан эффект подавления фонового свечения. Портрет области панель (б)

зарегистрирован в 22:13:46 LT, в следующем сеансе воздействия (18:13:00–18:15:30 UTC). Видно (панель (г)), что подавление яркости достигает 10 Рл уже через  $\sim 50$  с после включения волны накачки (что приблизительно соответствует значению  $t_{\text{мин}}$ , см. (16), затем интенсивность излучения начинает восстанавливаться. Увеличение яркости продолжается после выключения нагрева до  $t = 310\text{--}320$  с, (до  $\sim 100$  с после выключения нагрева) а затем яркость медленно спадает. В течение  $240 \text{ с} \leq t \leq 410 \text{ с}$  яркость оптического свечения превышает стационарный уровень фона без нагрева (послесвечение). Видно, что за время паузы в работе нагревного стенда (3.5 мин) яркость свечения не успевает уменьшиться до стационарного уровня.

Подавление оптического свечения (630 нм) наблюдалось в экспериментах на установке СУРА в 2010–2016 гг. в ряде сеансов с нагревом ионосферы мощной электромагнитной волной обыкновенной (O) поляризации. Ранее подобный, но более слабый эффект наблюдался на установках

Платтевила и Аресибо с нагревом необыкновенно поляризованной (X) мощной волной [Sipler, 1978]. Для воздействия волной O-поляризации этот эффект, скорее всего, был замаскирован противоположным эффектом: увеличением яркости излучения, вызванным столкновениями атомов кислорода с электронами, ускоренными параметрически возбужденными плазменными волнами. Эффект, подавления свечения, вызванный волной накачки O-поляризации оказывается, сильнее, чем X-поляризованной волной, и сопровождается увеличением интенсивности излучения после выключения нагрева (послесвечение).

В работе [Клименко, 2017] на ряду с анализом фотометрических измерений оптического свечения ночного неба стенда СУРА, на основе системы уравнений (5), (7) проведено качественное исследование динамики поведения искусственного оптического свечения и показано, что поведения яркости свечения при однородном источнике нагрева, качественно описанное в предыдущем разделе, имеет именно такой характер. Однако в этой работе для моделирования использовался однородный слой (~10 км) ионосферной плазмы с параметрами, имеющими место в области возбуждения параметрических неустойчивостей. Соответственно делать выводы по сравнению результатов эксперимента с результатами такого моделирования о реальной величине нагрева электронов, концентрации возбужденных атомов  $O^1D$ , а также для оценки значений коэффициентов фотохимических реакций не представляется возможным, так как многие параметры зависят от высоты. Такое моделирование служит целью настоящей работы.

Моделирование динамики оптического свечения проводилось также в [Dang, 2017] для красной ( $\lambda = 630$  нм) и зеленой ( $\lambda = 557.7$  нм) линий атомарного кислорода. Результаты этой работы для  $\lambda = 630$  нм качественно подобны представленным ниже. Однако в [Dang, 2017], сопоставления с конкретными результатами экспериментов не проводилось.

Используя теоретическую модель, которая включает уравнения для реакции перезарядки, диссоциативной рекомбинации и электронной теплопроводности, мы попытались сопоставить результаты моделирования с имеющимися у нас экспериментальными данными [Клименко, 2017; Грач, 2012]. Сделаем сначала некоторые аналитические оценки для характерных параметров ионосферной плазмы.

В условиях ионосферы характерное время установления температуры в результате нагрева электронов  $(\delta v_e)^{-1}$  составляет 10–20 с, радиационное время жизни  $\tau_r \sim (A_{630} + A_{633})^{-1} \sim 107$  с, характерное время диссоциативной рекомбинации  $\tau_0 \approx (\alpha_0 N_e)^{-1} \sim 60$  с, а характерное время реакции

перезарядки  $\tau_1 \sim 6000$  с, т.е.  $(\delta v_e)^{-1} < \tau_0, \tau_r \ll \tau_1$ . Эффективное время жизни (4) существенно меньше чем  $\tau_r, \tau_{\text{eff}} \ll \tau_r$ , где  $\tau_{\text{eff}} \sim 35$  с. Полагая для простоты  $(\delta v_e)^{-1} \ll \tau_0, \tau_r, \tau_1$ , мы можем качественно оценить поведение концентрации возбужденных атомов кислорода  $[O^1D]$  при мгновенном (скачком) увеличении (уменьшении) электронной температуры от  $T_0$  до  $T_e$ , при этом существенно упрощаются выражения (12), (13) для концентраций  $[O_2^+], [O^1D]$ :

$$[O^1D] \approx \frac{\eta [O^+] \tau_{\text{eff}}}{\tau_1} \times \left[ 1 + \frac{(\sqrt{T_0/T_e} - 1)}{(\tau_{\text{eff}} \sqrt{T_0/T_e} - \tau_0)} (e^{-t/\tau_{\text{eff}}} - e^{-t/\tau_0}) \right], \quad (14)$$

$$[O_2^+] \approx \left[ 1 - e^{-t/\tau_0} (1 - \sqrt{T_0/T_e}) \right] \frac{\tau_0}{\tau_1} [O^+] \sqrt{T_e/T_0}. \quad (15)$$

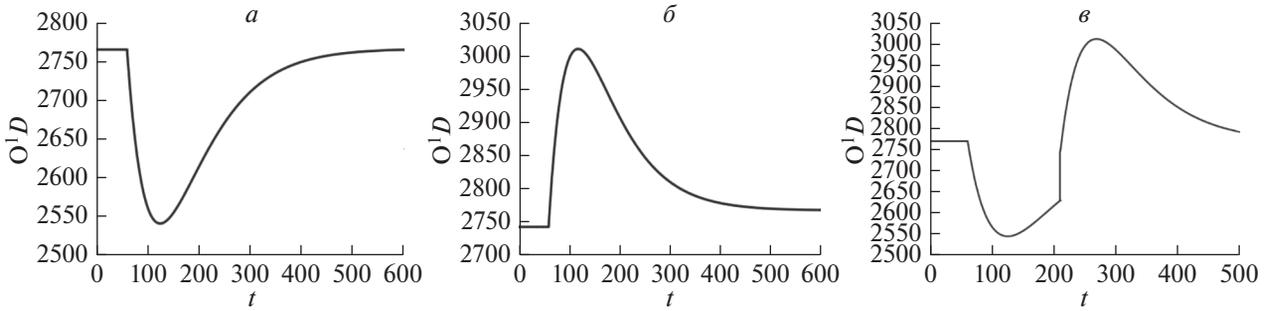
Здесь мы полагаем  $[O^+] \approx N_e, \beta = 0.5$ .

Из выражений (5) и (7) следует, что стационарное значение ( $d/dt = 0$ )  $[O^1D]_0$  не зависит от коэффициента рекомбинации и от температуры  $T_e$ , и равно  $[O^1D]_0 = \eta N_e \tau_{\text{eff}} / \tau_1$ .

Выражение (14) описывает динамику  $[O^1D]$  и, следовательно, яркости свечения в красной линии во времени, которое отсчитывается от момента скачка температуры. Оно проиллюстрировано на рис. 2 для положительного (включения нагрева, (а)), отрицательного (выключения нагрева, (б)) скачков температуры  $\Delta T = T_e - T_0$ , а также для включения нагрева на период времени  $60 \text{ с} < t < 210 \text{ с}$  ( $t_{\text{on}} = 60 \text{ с}, t_{\text{off}} = 210 \text{ с}$ ) (в). Из рисунков и выражения (14) видно, во-первых, что стационарное значение  $[O^1D]_0$  действительно не зависит от температуры. Эффект вариации фонового свечения из-за нагрева является принципиально нестационарным и связан с разницей характерных времен изменения коэффициента диссоциативной рекомбинации (зависящего от температуры!) и изменения концентрации молекулярных ионов. Из рисунка 2а, 2в видно, что при увеличении температуры сначала наблюдается падение концентрации  $[O^1D]$ , связанное с уменьшением коэффициента рекомбинации, но через время порядка 40–50 ~ с после достижения минимума при  $t = t_{\text{on}} + t_{\text{min}}$ ,

$$t_{\text{min}} = \frac{\ln \left( \frac{\tau_0}{\tau_{\text{eff}} \sqrt{T_e/T_0}} \right)}{\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_0} \sqrt{T_e/T_0}}, \quad (16)$$

начинается восстановление концентрации  $[O^1D]$ , связанное с увеличением концентрации  $[O_2^+]$ .



**Рис. 2.** Качественное поведение концентрации возбужденных атомов кислорода после мгновенного скачка температуры: (а) – положительный мгновенный скачок температуры, (б) – отрицательный мгновенный скачок температуры, (в) – при положительном скачке температуры при  $t = 60$  с и его выключения на  $t = 210$  с.

При выбранных параметрах  $T_0 = 1250$  К,  $\Delta T = 868$  К,  $N_e = 2.26 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$  при частоте  $f_1 = 5.3$  МГц время достижения минимума составляет  $t \approx t_{\text{он}} + 53 \text{ с} = 113 \text{ с}$ . Это время примерно соответствует данным эксперимента, приведенным на рис. 1г. Время достижения стационарного состояния после скачка температуры определяется разницей показателей экспонент в выражении (14) и оказывается  $\sim 5$  мин. Величина уменьшения концентрации  $[O^1D]$  растет при уменьшении  $\tau_{\text{эфф}}$ , увеличении начального значения  $T_e = T_0$ , а также при уменьшении  $N_e$ .

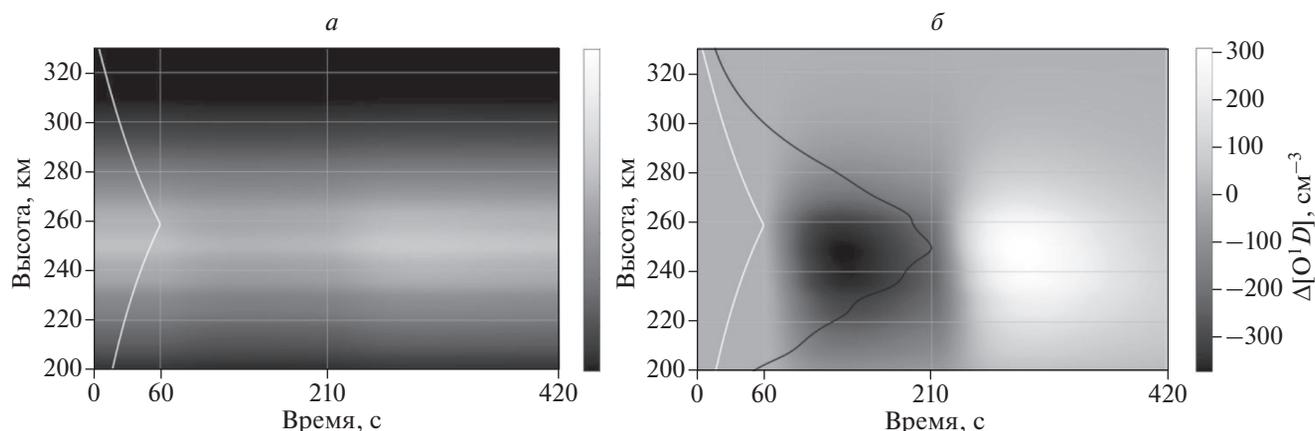
При скачкообразным уменьшении температуры наблюдается, естественно, обратный процесс, т.е. начальное увеличение  $[O^1D]$  с последующим выходом к исходному стационарному значению. Время достижения максимума определяется формулой аналогичной (16), но, естественно, при “своих” значения  $T_0, T_e, \tau_0$ . В частности при тех же параметрах, но смене знака  $\Delta T$ , максимум достигается при  $t \approx t_{\text{он}} + 64 \text{ с} = 124 \text{ с}$ . Концентрация ионов молекулярного кислорода (15) определяется соотношением времен  $\tau_0/\tau_1 \ll 1$ , причем  $[O_2^+] \ll N_e$ .

На динамику  $[O^1D]$  при нагреве ионосферы от  $t_{\text{он}} \leq t \leq t_{\text{офф}}$  (рис. 1в) влияют время рекомбинации  $\tau_{\text{рес}}$ , эффективное время жизни атома в возбужденном состоянии  $\tau_{\text{эфф}}$ , а также длительность нагрева  $\zeta = t_{\text{офф}} - t_{\text{он}}$ . Времена минимума и максимума  $[O^1D]$  достигаются соотношением времен  $\tau_{\text{эфф}}$  и  $\tau_0$ , а время выхода к стационарному состоянию определяется более медленным временем, и составляет примерно  $3\tau_0$ . Поскольку выключение нагрева на рис. 2в происходит при  $t_{\text{мин}} < t < t_{\text{стан}}$ , то подъем яркости начинается при значениях  $O^1D$ , не достигших стационарного уровня.

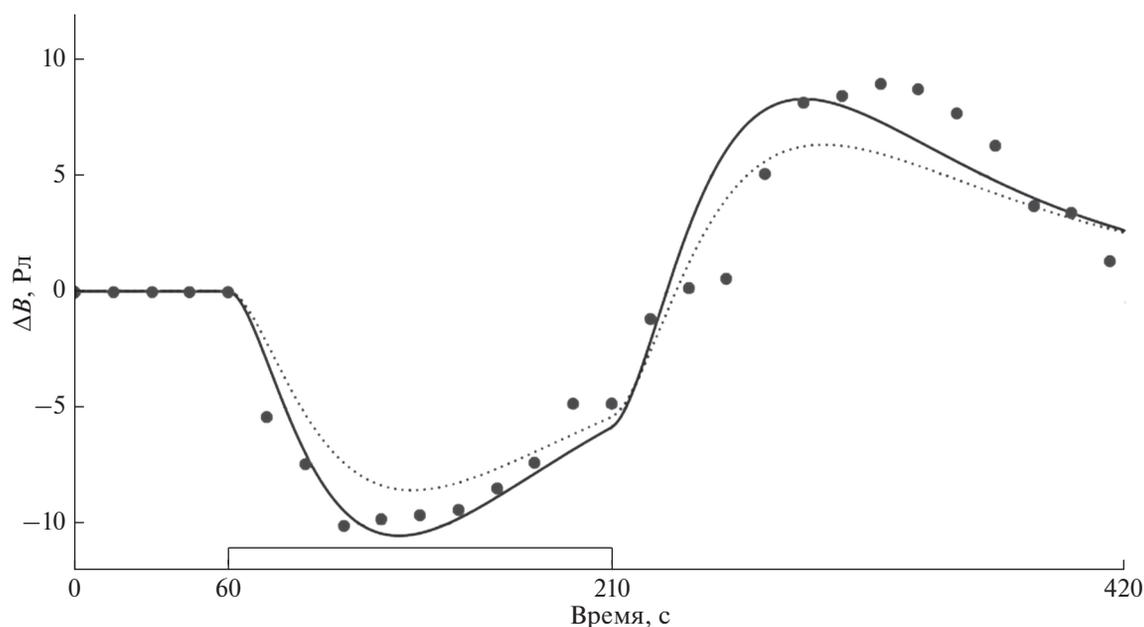
Подавление интенсивности излучения определяется, как уже упоминалось, уменьшением коэффициента диссоциативной рекомбинации  $\alpha$  с ростом электронной температуры, уменьшении

ем  $[O^1D]$  в соответствии с уравнением (5) и, следовательно, яркостью оптического излучения. Когда волна накачки выключается, электроны охлаждаются,  $T_e$  уменьшается,  $\alpha$  и, следовательно,  $[O^1D]$  увеличивается, что приводит к временному увеличению яркости (“послесвечение”). Характерное время изменения яркости при моделировании определяется коэффициентами реакции перезарядки и, как видим, близко к экспериментально наблюдаемому.

Результаты моделирования, выполненного для параметров ионосферы, имевших место 14.09.2012 г. и 10.09.2010 г., приведены на рис. 3–5. На рисунке 3 представлена динамика распределения  $[O^1D]$  для положения источника нагрева на высоте  $z_0 = 270$  км до (рис. 3а) и после (рис. 3б) вычитания стационарной концентрации возбужденных атомов  $[O^1D]_0 = \eta N_e \tau_{\text{эфф}}/\tau_1$ . Черная и белая линии иллюстрируют распределение по высоте стационарного значения  $[O^1D]$  и распределение температуры электронов  $T_e$  перед выключением нагрева. Для моделирования использовались параметры ионосферы, имевшие место при исследованиях поведения оптического свечения ночного неба в красной линии 630 нм, выполненных на стенде СУРА в 2010 г. и 2012 г., а также параметры нейтральной атмосферы, взятые из модели атмосферы NRLM-SISE-00, и профили электронной концентрации  $N_e$ , взятые из модели International Reference Ionosphere (IRI), модифицированные с учетом ионосферных данных, зарегистрированных во время эксперимента, а именно высота области взаимодействия и критическая частота ионосферы, которая равнялась 5.2 МГц. Рассчитанный временной ход свечения для этого же сеанса показан на рис. 4 для двух наборов параметров  $k_1, \alpha, \epsilon$ : первый взят из литературы [Link, 1988] (тот же набор, используемый на рис. 3), а второй набор был подобран нами для лучшего совпадения с экспериментальными данными. На рисунке 5 показан еще один пример численных расчетов уже для



**Рис. 3.** Моделирование концентрации возбужденного кислорода  $O^1D$ , вызванного нагревом, для сеанса 18:12–18:19 UTC 14.09.2012 г. Черно-белые линии показывают распределение  $[O^1D]$  по высоте без учета нагрева и распределение электронной температуры  $T_e$  по высоте до выключения нагрева. Панель (а) – соответствует динамике концентрации возбужденного кислорода до вычета фонового распределения, панель (б) – после вычета.



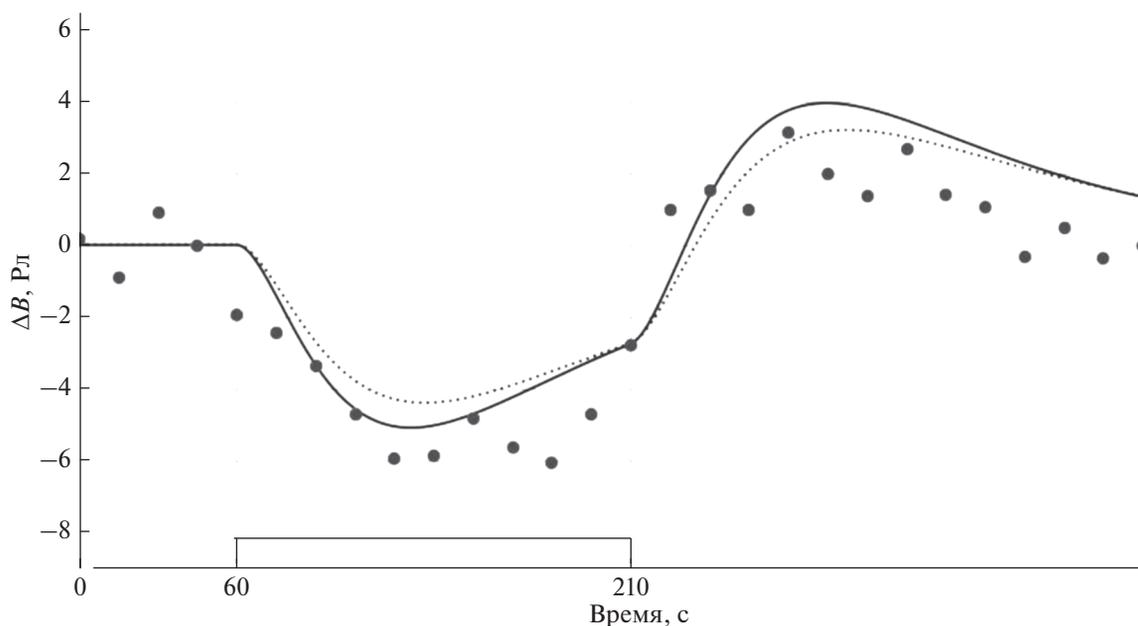
**Рис. 4.** Результаты моделирования динамики яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования соответствующего сеансу воздействия 18:12–18:19 UTC 14.09.2012 г. Точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным.

10.09.2010, здесь опять использовалось два набора параметров  $k_1$ ,  $\alpha$ ,  $\epsilon$ , один взятый по-прежнему из [Link, 1988], а второй подобран нами для лучшего совпадения.

Результаты моделирования динамики яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования, соответствующих сеансам воздействия 18:07–18:13 UT 14.09.2012 г. и 17:49–17:55 UTC 10.09.2010 г. (диаграмма направленности стенда в эксперименте 08.09.2010 г. была наклонена на  $12^\circ$  к югу,  $f_0 = 4.74$  МГц) пока-

заны соответственно на рис. 4 и рис. 5. Точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным. Видно, что расчетное поведение вариаций яркости  $\Delta B$  близко к экспериментальному.

Характерное время изменения яркости при моделировании определяется коэффициентами реакции (2) и (3). Варьируя параметры  $\alpha$ ,  $k_1$  и  $\epsilon$  можно добиться достаточно близкого совпадения, как абсолютных значений вариаций яркости, так и динамики их поведения при нагреве ионосферы с данными эксперимента. Наилучшее



**Рис. 5.** Результаты моделирования динамики яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования соответствующего сеансу воздействия 17:49–17:55 UTC 10.09.2010 г. Точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным.

совпадение с экспериментом на рис. 4 и рис. 5 имеет место для сплошных кривых, когда коэффициенты  $\alpha$  и  $k_1$  были несколько изменены по сравнению с исходными (пунктирные кривые), взятыми из [Клименко, 2017; Link, 1988], при этом выбранные параметры оказываются близкими для обоих сеансов нагрева, проведенных в различные годы. В частности для лучшего совпадения значение коэффициент рекомбинации  $\alpha$  при  $T_e = 300$  К пришлось увеличить с  $1.9 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ , до  $2.4 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  для обоих проанализированных сеансов воздействия, а коэффициент скорости перезарядки  $k_1$  – с  $2 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$  до  $2.2 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$  для эксперимента 2012 г. (рис. 4) и до  $2.3 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$  для эксперимента 2010 г. (рис. 5). При этом параметр  $\epsilon$  также менялся: для пунктирной линий  $\epsilon = 7$  (рис. 4) и  $\epsilon = 3.5$  (рис. 5), для сплошных линий  $\epsilon = 9$  (рис. 4) и  $\epsilon = 4$  (рис. 5).

При некотором, возможно произвольном изменении параметров моделирования можно практически совместить теоретическую кривую с экспериментальными точками.

#### 4. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенное моделирование влияния нагрева электронов на поведение свечения в линии 630 нм демонстрирует хорошее согласие результатов с данными эксперимента при выбранных соответствующим образом параметров ионосферы и параметров эксперимента.

В отличие от [Клименко, 2017] для моделирования мы использовали более близкий к реальности случай, когда нагрев имеет место в узком ( $\sim 1$  км) слое в области плазменного резонанса. Отметим, что удается достигнуть не только качественного подобия, но и количественной близости, причем как абсолютных значений яркости оптического свечения, так и ее временных характеристик. Для достижения такого совпадения приходится варьировать некоторые аэрономические параметры ионосферы, в частности коэффициент рекомбинации и коэффициент гашения. При этом изменения параметров приводили к приблизительно одинаковым значениям  $k_1$ ,  $\alpha$  для экспериментов, выполненных в различные годы.

Кроме того, подобное моделирование может позволить оценить эффективность передачи энергии от волны накачки плазменным волнам, когда наблюдается эффект подавления свечения вследствие нагрева электронов плазменными волнами. Отметим, что эффект подавления имеет место только в тех случаях, когда наблюдается искусственное радиоизлучение ионосферы [Грач, 2012; Шиндин, 2014]. Последнее свидетельствует о том, что эффект связан с нагревом наиболее вероятно именно плазменными волнами. Из теории следует [Грач, 2016], что плотность энергии плазменных волн в области их эффективного возбуждения оказывается существенно выше плотности энергии волны накачки.

Ранее подобное наблюдение эффекта подавления оптического свечения проводилось в [Sipler,

1978] при нагреве волной X-поляризации там же дана корректная интерпретация этого явления. Моделирование эффекта проводилось в работах [Клименко, 2017; Dang, 2017]. При этом в работе [Клименко, 2017], как уже указывалось, использовался однородный широкий слой, а в [Dang, 2017] не проводилось конкретного сопоставления с данными эксперимента. В [Dang, 2017] показано, что аналогичный эффект должен иметь место для свечения в зеленой линии атомарного кислорода  $O^1S$  с длиной волны  $\lambda = 557.7$  нм и порогом возбуждения 4.2 эВ.

Возможно, что при более строгом описании процесса теплопроводности по сравнению с уравнением (11), в частности при учете зависимости коэффициента теплопроводности, частоты соударения электронов, а также коэффициента  $\beta$  в формуле (6) от температуры, удастся более точно определить аэрономические параметры ионосферной плазмы, в частности коэффициенты  $k_1$ ,  $\alpha$  по сравнению с существующими данными.

Отметим еще две особенности экспериментальных данных, приведенных в настоящей работе. В 2010 году диаграмма направленности стенда СУРА наклонялась  $12^\circ$  и  $16^\circ$  к югу от вертикали в плоскости магнитного меридиана во всех случаях, когда наблюдался эффект подавления свечения. Подавление свечения при вертикальном нагреве наблюдалось практически только один раз в эксперименте 2012 г., данные которого приведены на рис. 1. Этот случай имел место, когда заметное дополнительное свечение в течение 2.5 минутного нагрева в сеансе 18:07–18:13 UTC см. рис. 1а сменилось подавлением свечения (см. рис. 2а) в следующем сеансе 18:13:00–18:15:30 UTC. В последующих сеансах вновь имело место дополнительное свечение [Шиндин, 2014]. При этом именно в сеансе 18:13:00–18:15:30 UTC согласно измерениям искусственного радиоизлучения ионосферы частота волны накачки была близка к 4-ой гармонике электронно-циклотронной частоты  $f_0 \approx 4f_{ce}$ , при этом эффективность генерации искусственного оптического свечения должна снижаться [Gustavsson, 2006].

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00622 и грант № 20-32-70198, грант Минобрнауки РФ в рамках ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 гг.” (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529). Аналитические оценки и сопоставление результатов моделирования с данными эксперимента выполнены в рамках Российского научного фонда, грант № 20-12-00197.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда СУРА: результаты экспериментов 2010 года // Изв.вузов. Т. 55(1–2). С. 36–56. 2012.
- Грач С.М., Сергеев Е.Н., Мишин Е.В., Шиндин А.В. Динамические характеристики плазменной турбулентности ионосферы, инициированной воздействием мощного коротковолнового радиоизлучения // УФН. Т. 59(11). С. 1091–1128. 2016.
- Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука. 271 с. 1973.
- Клименко В.В., Грач С.М., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В. Характеристики искусственного свечения ионосферы при омическом нагреве и при ускорении электронов плазменной турбулентностью, инициированными мощным радиоизлучением стенда СУРА // Радиофизика и Квантовая электрон. Т. 60(6). С. 481–501. 2017.
- Шиндин А.В., Грач С.М., Клименко В.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Белецкий А.Б., Тащилин М.А., Гумеров Р.И. Оптическое свечение на длинах волн 630 и 557.7 нм при воздействии на ионосферу коротковолновым излучением стенда СУРА в области 4-й гармоники электронного гирорезонанса // Изв. вузов. Радиофизика. Т. LVII. № 11. С. 849–864. 2014.
- Bergnhardt P.A., Duncan L.M., Tepley C.A. Artificial airglow excited by high-power radio waves // Science. V. 242(4881). P.1022–1027. 1988. <https://doi.org/10.1126/science.242.4881.1022>
- Bernhardt P.A., Wong M., Huba J.D., Fejer B.G., Wagner L.S., Goldstein J.A., Selcher C.A., Frolov V L. Sergeev E.N. Optical remote sensing of the thermosphere with HF pumped artificial airglow // J. Geophys. Res. V. 105. № A5. 10. P. 10657–10671. 2000.
- Biondi M.A., Sipler D.P., Hake R.D. Optical (6300) detection of radio frequency heating of electrons in the F region // J. Geophys. Res. V. 75. № 31. P. 6421–6425. 1970.
- Dang T., Lei. J.H., Dou. X.K., Wan W.X. A simulation study of 630 nm and 557.7 nm airglow variations due to dissociative recombination and thermal electrons by high-power HF heating // Earth Planet. Phys. V. 1. P. 44–52. 2017. <https://doi.org/10.26464/epp2017006>
- Gustavsson B., Leyser T.B., Kosch M., Rietveld M.T., Steen A., Brandstrom B.U.E., Aso T. Electron Gyroharmonic Effects in Ionization and Electron Acceleration during High-Frequency Pumping in the Ionosphere // PRL V. 97. P. 195002. 2006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.195002>
- Gustavsson B., Sergienko T., Kosch M.J. et al. The electron energy distribution during HF pumping, a picture painted with all colors // Ann. Geophys. V. 23. P. 1747–1754. 2005, SRef-ID: 1432-0576/ag/2005-23-1747
- Haslett J.C., Megill L.R. A model of the enhanced airglow excited by RF-radiation // Radio Science. V. 9. P. 1005–1019. 1974. <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri-vitmo.php>
- Kosch M.J., Pedersen T., Rietveld M.T., Gustavsson B., Grach S.M., Hagfors T. Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio

- waves: An observational review // *Adv. Space Res.* V. 40. P. 365–376. 2007.
- *Link R., Cogger L.L.* A Reexamination of the O I 6300-Å Nightglow // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A9. P. 9883–9892. 1988.
- *Mantas G.P., Carlson H.C.* Reinterpretation of the 6300-Å airglow enhancements observed in ionosphere heating experiments based on analysis of Platteville, Colorado, data // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A1. P. 195–209. 1996.
- *Mehr F.J., Biond M.A.* Electron temperature dependence of recombination of  $O_2^+$  and  $N_2^+$  ions with electrons // *Phys. Rev.* V. 181. N. 1. P. 264–270. 2004.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.264>
- *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLM-SISE-00 Empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* V. 107(A12). P. 1468. 2002.  
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Sipler D.P., Biondi M.A.* Arecibo ionospheric modification experiments – correlation of 630.0-nm intensity suppressions and enhancements with backscatter radar data // *J. Geophys. Res.* V. 83(A4). C. 1519–1522. 1978.
- *Sheeman C.H., Maurice J.P.* Dissociative recombination of  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ , and  $NO^+$ : Rate coefficients for ground state and vibrationally excited ions // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 109. N. A3. 2004.  
<https://doi.org/10.1029/2003JA010132>
- *Utlaut W.F., Cohen R.* Modifying the ionosphere with Intense Radio Waves // *Science.* V. 174. № 4006. P. 245–254. 1971.

УДК 550.384.551.733

## ВЛИЯНИЕ ФАКТОРОВ, ИСКАЖАЮЩИХ ПАЛЕОМАГНИТНУЮ ЗАПИСЬ, НА ОЦЕНКУ ПАРАМЕТРОВ ДРЕВНИХ ВЕКОВЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ПОСЛОЙНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОСАДОЧНЫХ РАЗРЕЗОВ

© 2021 г. В. Э. Павлов<sup>1,2,\*</sup>, Ш. Р. Богоутдинов<sup>1,3,\*\*</sup>, О. А. Мещерякова<sup>1,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный Университет, г. Казань, Россия

<sup>3</sup>Геофизический центр РАН (ГЦ РАН), г. Москва, Россия

\*e-mail: pavlov.ifz@gmail.com

\*\*e-mail: shm.bog@gmail.com

\*\*\*e-mail: oliya@ifz.ru

Поступила в редакцию 04.06.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 24.09.2020 г.

В работе представлены результаты численного моделирования влияния основных факторов, искажающих палеомагнитную запись в осадочных породах, а именно: осреднения сигнала и занижения наклона, на оценку параметров вековых вариаций (их амплитуды, степени вытянутости распределения направлений и направления вытянутости этого распределения) записанных в осадочных разрезах. В качестве примера практического применения полученных результатов на их основе выполнена оценка перспективности разреза Хонако-2 – одного из лучших лессовых разрезов Центральной Азии – для поиска записи в нем геомагнитных экскурсов. Получены численные оценки вероятности обнаружения экскурсов разных типов в палеомагнитной записи верхних горизонтов этого разреза.

DOI: 10.31857/S0016794021020097

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для изучения эволюции магнитного поля Земли на протяжении ее геологической истории используют четыре основных параметра: напряженность геомагнитного поля, частоту геомагнитных инверсий, геометрию геомагнитного поля (т.е. соотношение дипольных и не дипольных членов его сферического разложения) и, наконец, амплитуду геомагнитных вариаций. Информация о характере изменений каждого из этих параметров необходима для понимания эволюции нашей планеты и ее внутренних оболочек; для тестирования различных геодинамических моделей, для развития теории геомагнетизма и проч. В настоящей статье рассматривается вопрос о возможности изучения одного из этих четырех параметров – амплитуды вековых вариаций геомагнитного поля древних геологических эпох (PSV – paleosecular variations) по палеомагнитной записи, сохранившейся в осадочных горных породах.

С точки зрения перспектив изучения вековых вариаций геологическую историю можно разделить на два совершенно несоразмерных интервала.

Первый из них отвечает, приблизительно, голоцену, т.е. примерно последним десяти – одиннадцати тысячам лет, включающим в себя исторический период, начавшийся с появлением письменности и первых цивилизаций. Достигнутая для этого временного интервала точность определения возраста природных объектов или продуктов человеческой деятельности, используемых для определения характеристик древнего геомагнитного поля, позволяет, в принципе, построить детальные кривые изменения его элементов (склонения  $D$ , наклона  $I$ , напряженности и др.) во времени. Время, к которому относятся точки на этих кривых, для голоцена может определяться с точностью до 50–100 лет и даже лучше. Датирование в этом случае осуществляется историческими, археологическими и физическими методами.

Для геологических эпох, предшествующих условному рубежу в 10–11 тысяч лет назад, точность и надежность определения возраста объектов, по которым можно восстанавливать характеристики древнего геомагнитного поля, и само

количество таких объектов резко падает. Соответственно, резко уменьшаются возможности построения более или менее непрерывных кривых изменения элементов геомагнитного поля и привязки их к геохронологической шкале.

Идеальной формой описания эволюции геомагнитного поля является математическая модель, которая для заданных координат и для заданного момента времени позволяет определить все элементы геомагнитного поля [например, Korte et al., 2011]. Палео- и археомагнитные данные, которые уже имеются и будут получены в будущем для времени, примерно отвечающему голоцену, можно использовать для построения таких моделей.

Далее вглубь времен, из-за снижения точности определения возраста, построение подобных моделей представляется крайне проблематичным, если не невозможным. Поэтому для изучения вековых вариаций геомагнитного поля более древних эпох используют другой подход, состоящий в изучении некоторых параметров вековых вариаций. Главным из этих параметров является разброс (угловое стандартное отклонение)  $S_p$  виртуальных геомагнитных полюсов (VGP), который рассматривается как мера амплитуды палеовековых вариаций [Сох, 1970]. Эпохи с большими величинами  $S_p$  отвечают времени с повышенными амплитудами вековых вариаций, более возбужденному состоянию геомагнитного поля, и наоборот.

Наряду с основным параметром  $S_p$  для изучения вековых вариаций в геологическом прошлом используют также (но, в значительно меньшей степени) форму распределения направлений геомагнитного поля, которая может быть охарактеризована параметром  $E$  (elongation, вытянутость) и направлением вытянутости  $D_{V_2}$  [Tauxe and Kent, 2004].

В подавляющем большинстве исследований, посвященных изучению PSV, виртуальные геомагнитные полюсы рассчитываются по палеомагнитным данным, полученным по вулканическим породам, чаще всего — по лавовым потокам, излившимся в течение рассматриваемого интервала геологического времени. Между тем эпохи вулканической активности распределены в истории Земли и на ее поверхности крайне неравномерно, что существенно ограничивает возможности получения представительной информации о характере вековых вариаций геомагнитного поля в геологическом прошлом.

Осадочные породы на поверхности Земли (по крайней мере, в пределах ее континентальной части) распространены значительно шире и “покрывают” суммарно значительно более длительный интервал геологической истории (по край-

ней мере, в протерозое и фанерозое), чем вулканические породы. Естественно, поэтому, что осадочные породы могут представлять большой интерес как носитель информации о древних вековых геомагнитных вариаций в геологическом прошлом.

Между тем широко известно, что при формировании палеомагнитной записи в осадочных породах в результате действия различных процессов часто происходит искажение, своего рода фильтрация, исходного сигнала (т.е. временной последовательности элементов геомагнитного поля). В качестве таких фильтров наиболее часто “работают” осреднение характеристик геомагнитного поля и занижение его наклона.

При изучении вековых вариаций по палеомагнитным записям в осадочных разрезах, в зависимости от конкретных целей исследований, можно использовать две разные стратегии отбора проб. Первая из них предполагает отбор образцов, разделенных по времени промежутками, достаточными, чтобы считать, что эти образцы записали нескоррелированные, “независимые” состояния геомагнитного поля. Вторая стратегия подразумевает сплошной отбор образцов из осадочного разреза.

Первая стратегия менее трудоемка, но, в отличие от второй, не позволяет определить ряд важных характеристик геомагнитных вариаций, в частности, характер изменения поля на относительно малых (порядка сотен и первых тысяч лет) масштабах времени.

Представляется, что влияние “геологических фильтров” может сказываться на определяемых параметрах вековых вариаций по-разному в зависимости от выбора стратегии отбора. В данной работе мы рассмотрим, как эти фильтры влияют на параметры вековых вариаций, определенные по палеомагнитной записи, полученной при сплошном опробовании осадочных разрезов.

## 2. МЕТОД

Параметр  $S_p$  рассчитывается следующим образом [Сох, 1969]:

$$S_p^2 = (N - 1)^{-1} \sum_{i=1}^N (\Delta_i)^2, \quad (1)$$

где  $N$  — число используемых для расчета виртуальных геомагнитных полюсов, а  $\Delta_i$  — угол отклонения  $i$ -го VGP от географического полюса (для последних 5 млн лет, когда движениями плит можно пренебречь) или от средней точки распределения VGP (для более древних времен).

Виртуальные геомагнитные полюсы рассчитываются по дипольной формуле [Храмов и др., 1982] по среднему направлению, определенному

для каждого изученного потока, если работа выполняется с вулканическими потоками; при работе с осадочными породами для расчета VGP используются средние направления, определенные для каждого изученного слоя.

Для получения несмещенной оценки  $S_p$  необходимо, чтобы расчетный параметр отражал полный размах вековых вариаций. Для этого обычно предлагается использовать достаточно большое число независимых направлений [Biggin et al., 2008]. Таковыми являются направления, отражающие состояния поля, отстоящие друг от друга по времени на расстояние более чем в 3 раза превышающее характеристическое время автокорреляционной функции для первого (дипольного) члена сферического разложения и составляющее не менее чем 2000 лет [Hongre et al., 1998]. На практике, такое различие возраста слоев в разрезе бывает трудно либо невозможно определить. В этом случае для проверки независимости направлений, полученных по вулканическим потокам, проверяют наличие между ними сериальной корреляции [Biggin et al., 2008].

Отметим, однако, что коррелированные направления также могут быть использованы для корректного расчета  $S_p$  при условии, что они отражают поведение геомагнитного поля на достаточно большом интервале времени. Вопрос о том, что такое “достаточно большой” интервал времени будет рассмотрен в следующих разделах.

Число используемых независимых направлений (= числу потоков, при изучении вулканических последовательностей), согласно [Biggin et al., 2008] должно быть не меньше 18–20. В противном случае, надежность определения  $S_p$  резко падает.

Для исключения влияния аномальных состояний поля (инверсий, экскурсов) или ошибок, связанных с измерениями и/или подготовкой образцов, используются критические углы отклонения VGP (cut-off) от среднего направления, превышение которых приводит к изъятию данного VGP из рассматриваемого распределения. Критические углы (A) выбирают либо постоянными, равными для всех распределений, например, 45° (см. для обзора [McElhinny and McFadden, 1997]), либо их рассчитывают по итеративному методу Вандамма для каждого распределения [Vandamme, 1994]:

$$A = 1.85S^* + 5^\circ, \quad (2)$$

где  $S^*$  равно  $S_p$  для исходного и каждого последующего распределений, получаемых при текущем отсечении аномальных VGP.

В работе [Johnson et al., 2008] показано, что, во время как в большинстве случаев оба метода дают близкие оценки величины  $S_p$ , встречаются также примеры, когда применение метода Ван-

дамма может привести к завышенным оценкам. Поэтому, вслед за [Johnson et al., 2008] для отсечения “выбросов” мы выбираем (и используем в нашем моделировании) постоянную величину угла отсечения равную 45°.

Для расчета величины Elongation ( $E$ ) и ее направления ( $D_{V_2}$ ), составляют ориентационную матрицу T:

$$T = \begin{pmatrix} \sum x_i^2 & \sum x_i y_i & \sum x_i z_i \\ \sum x_i y_i & \sum y_i^2 & \sum y_i z_i \\ \sum x_i z_i & \sum y_i z_i & \sum z_i^2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $x_i$ ,  $y_i$  и  $z_i$  – проекции единичного вектора, отвечающего  $i$ -му направлению в рассматриваемом распределении палеомагнитных направлений на оси X (север), Y (восток) и Z (вниз).

Затем определяют собственные значения этой матрицы  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  ( $\tau_1 > \tau_2 \geq \tau_3$ ) и соответствующие им собственные векторы  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$ . По этим данным определяют величину  $E = \tau_1/\tau_2$ . При этом направление Elongation  $D_{V_2}$  определяется как склонение вектора  $V_2$  [Tauxe and Kent, 2004].

Выполненные нами расчеты базируются на моделировании временных рядов склонения и наклонения, имитирующих вековые геомагнитные вариации в заданной точке земной поверхности. Метод построения таких рядов описан в работе [Хохлов, 2012]. Значения склонений и наклонений при этом определяются из модели ТК03 [Tauxe and Kent, 2004], которая в настоящий момент широко используется при изучении палео вековых вариаций.

Расчеты исследуемых величин и их доверительных интервалов проведены с применением метода Монте-Карло. Обычно при этом (если это специально не обговаривается в тексте) используется 1000 реализаций временных последовательностей склонения и наклонения, имитирующих вековые геомагнитные вариации.

При моделировании занижения наклонения мы используем параметр  $f$ , характеризующий степень занижения наклонения при записи направления геомагнитного поля в осадочной породе. Этот параметр определяется из формулы [King, 1955]:

$$\operatorname{tg} I_0 = f \operatorname{tg} I_f, \quad (4)$$

где  $I_0$  – наклонение, определенное по палеомагнитной записи, а  $I_f$  – наклонение геомагнитного поля.

### 3. КАКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРВАЛ ВРЕМЕНИ ДОЛЖЕН БЫТЬ ОПРОБОВАН ПРИ СПЛОШНОМ ОТБОРЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕСМЕЩЕННОЙ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРА $S_p$ ?

При сплошном отборе шаг отбора по мощности определяется размером палеомагнитного образца (с учетом потерь при его подготовке), а шаг по времени — скоростью осадконакопления. При одном и том же шаге по мощности шаг по времени может принимать различные значения.

При изучении осадочного разреза можно опробовать интервалы разреза различной мощности, которые будут отвечать разным интервалам времени. Если взять очень короткий (по сравнению с характерными временами вековых вариаций [Hongre et al., 1998]) интервал, то полученное значение  $S_p$ , скорее всего, будет мало по сравнению с истинным  $S_p$ , так как будет характеризовать не весь размах вариаций, а только его часть. При увеличении длины отбора измеренное  $S_p$  будет увеличиваться, поскольку будет определяться по направлениям, захватывающим все больший размах вариаций. Начиная с некоторой длины исследуемого временного интервала, весь размах вариаций будет захвачен и величина  $S_p$  стабилизируется, перестанет расти.

Определив эту величину, с учетом имеющихся представлений о скорости накопления конкретных исследуемых разрезов, можно определить минимальную мощность разреза необходимую для опробования. Это знание важно, поскольку детальный отбор достаточно трудоемок и, соответственно, крайне желательно не выполнять отбора образцов сверх необходимости.

Для ответа на поставленный вопрос нами выполнено моделирование, результаты которого представлены на рис. 1. Моделирование выполнялось следующим образом:

1. В рамках модели ТК03 для точки с широтой  $10^\circ$  N генерировались серии по 1000 реализаций рядов склонений и наклонений длиной 200 лет для числа равномерно отобранных из этого интервала образцов (=число точек в реализации) 20, 50 и 100.

2. Для каждой реализации рассчитывалась величина  $S_p$ . Для каждой серии, отвечающей разному числу образцов, рассчитывалось среднее значение  $S_p$  и его 95% доверительный интервал.

3. Затем то же самое повторялось для рядов длительностью 400, 800, 1200, 2400, 4000, 6000, 9000, 12000, 15000, 20000, 25000, 30000, 40000 и 50000 лет.

4. Далее такие же расчеты проводились для точек с широтами  $40^\circ$  N и  $70^\circ$  N.

Поскольку используемая модель ТК03 осесимметрична, результаты расчетов не зависят от долготы географической точки, для которой производится расчет.

Как и ожидалось, расчетная величина среднего  $S_p$  растет с увеличением интервала отбора (рис. 1). При этом стабилизация среднего значения наступает достаточно быстро, и к тому моменту, когда длина интервала начинает превышать 9–10 тыс. лет, рост прекращается, и эта длина не зависит от широты и от числа образцов.

Между тем, в конкретном изучаемом разрезе мы имеем дело не с 1000 реализаций процесса, а всего лишь с одной, поэтому нас должна интересовать ширина доверительного интервала, внутри которого лежит искомое несмещенное значение  $S_p$ . Ширина этого интервала, как видно из рис. 1, зависит от длины исследуемого интервала и от числа образцов. Чем больше рассматриваемый временной интервал, тем большее влияние число образцов оказывает на ширину доверительного интервала.

Ширина доверительного интервала сужается при увеличении длины рассматриваемого интервала времени до 25–30 тысяч, после чего ее изменение становится почти незаметным. При этом при числе образцов 50–100 ширина доверительного интервала составляет  $5^\circ$ – $7^\circ$ . Таким образом, при выборе стратегии сплошного отбора для получения несмещенной оценки  $S_p$  с точностью  $\sim 5^\circ$ – $7^\circ$  градусов по 50–100 образцам, необходимо опробовать интервал разреза, накопление которого происходило не менее 25–30 тысяч лет.

### 4. КАКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРВАЛ ВРЕМЕНИ ДОЛЖЕН БЫТЬ ОПРОБОВАН ПРИ СПЛОШНОМ ОТБОРЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕСМЕЩЕННОЙ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРА $E$ ?

Для оценки длительности необходимого интервала опробования при *детальном отборе* нами выполнено моделирование, результаты которого представлены на рис. 2.

Моделирование выполнялось следующим образом.

1. В рамках модели ТК03 генерировались серии по 1000 реализаций рядов  $D$  и  $I$  с шагами 100, 200, 500 лет и 1000 лет и длиной рядов 100, 200, 300, 500, 750, 1000, 1500 и 2000 шагов (количество шагов в ряду + 1 = число образцов) для широт  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $85^\circ$  N.

2. По каждой реализации рассчитывался параметр  $E$ , для каждой серии рассчитывались среднее значение  $E$  и соответствующий 95% доверительный интервал.

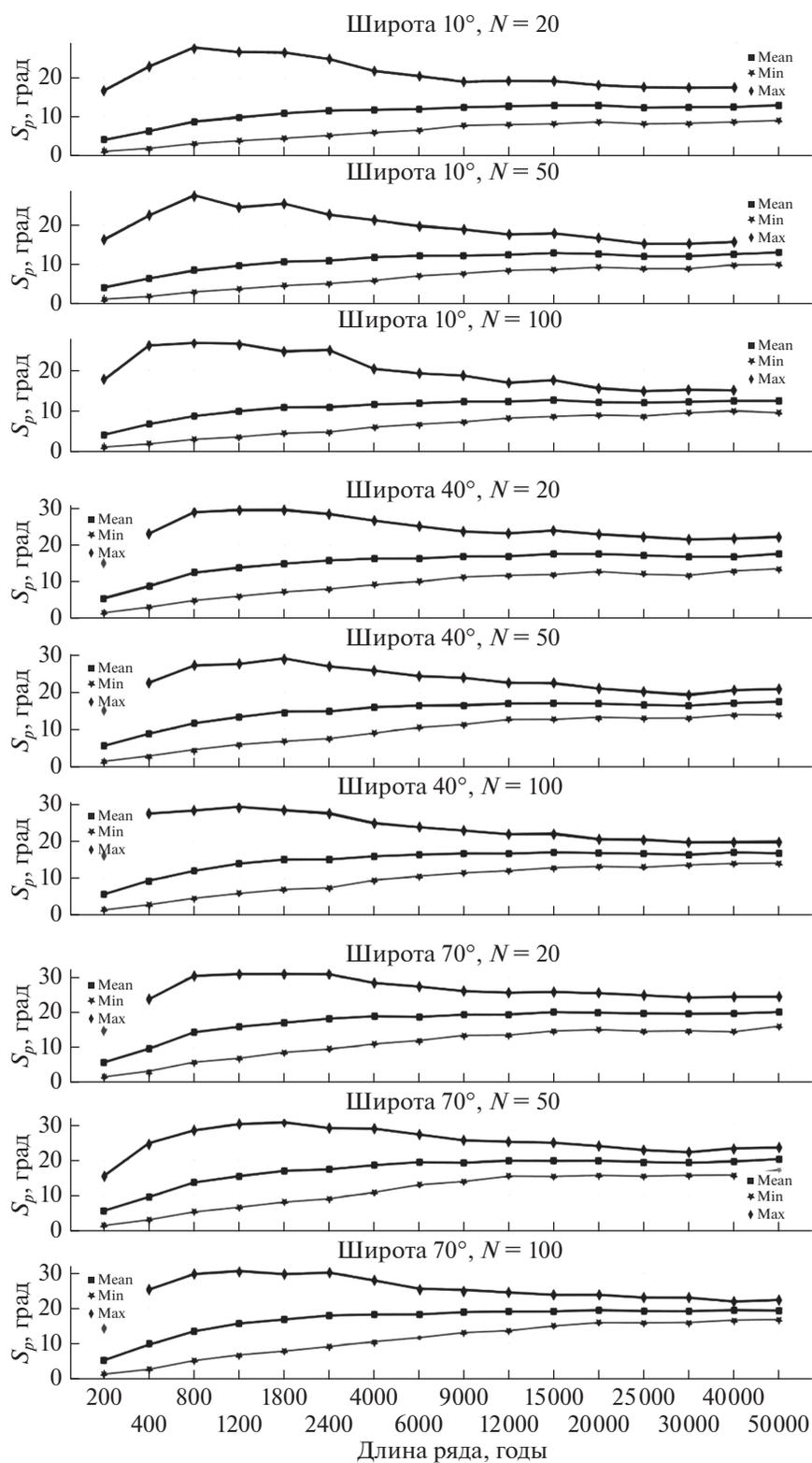


Рис. 1. Зависимость параметра  $S_p$  от длины анализируемого интервала для широт 10°, 40°, 70°.  $N = 20, 50, 100$  – число образцов, по которым определен параметр  $S_p$ .

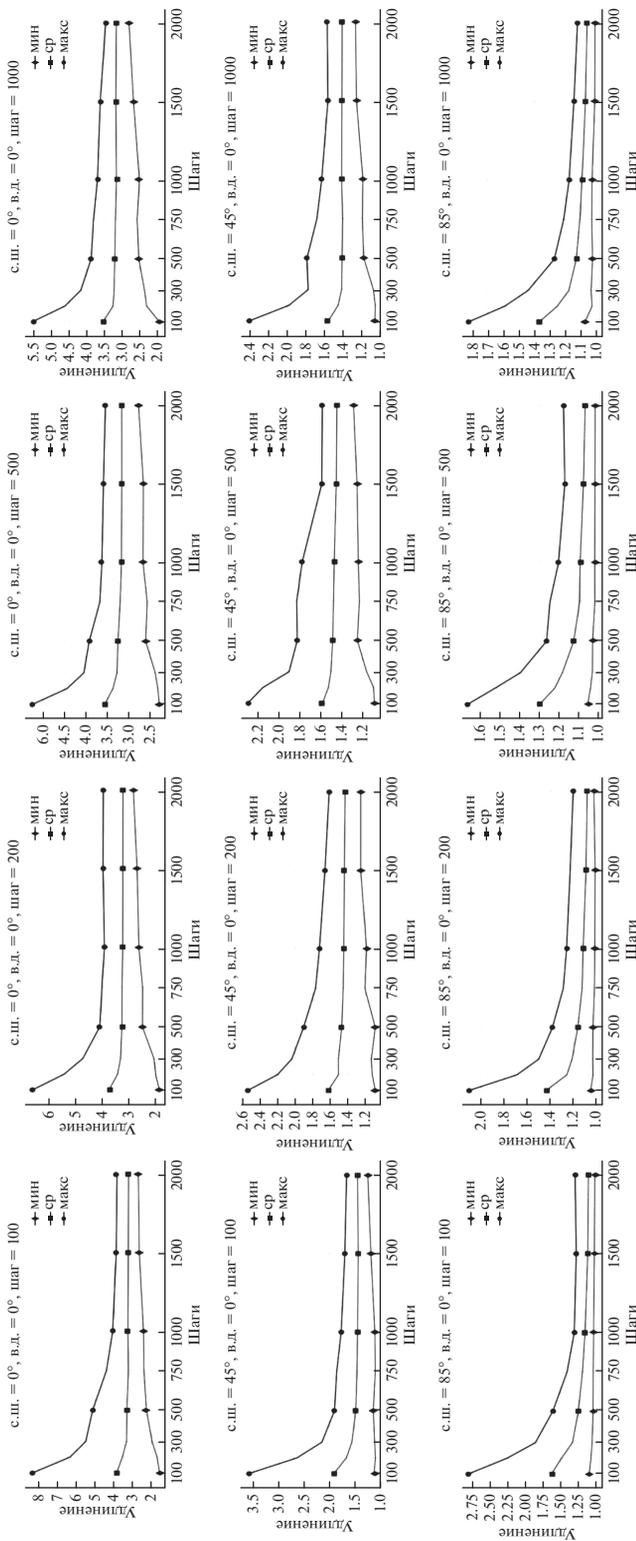


Рис. 2. Зависимость параметра  $E$  от числа шагов отбора (длины анализируемого интервала).

Величину шага отбора 200 лет мы выбрали исходя из того, какую мощность разреза при детальном отборе представляет один стандартный па-

леомагнитный образец (кубик  $2 \times 2 \times 2$  см) при средней скорости накопления (например, лессов)  $\sim 15\text{--}20$  см за 1 тысячу лет. Шаги в 100, 500 и 1000 лет выбраны для рассмотрения разрезов со скоростями осадконакопления меньшими и большими, чем  $15\text{--}20$  см за тысячу лет.

Как видно из рис. 2, стабилизация значений  $E$  зависит не столько от длительности анализируемого ряда, сколько от количества шагов. Стабилизация величины  $E$  происходит при количестве шагов (уровней) отбора  $\sim 750$ , и это количество шагов практически, не зависит ни от широты, ни от величины шага (по крайней мере, для длин шагов больших 100 лет).

С увеличением числа шагов выше 750 ширина доверительного интервала уменьшается незначительно. Отметим при этом, что ширина доверительного интервала зависит от широты и, например, для количества шагов 750 и шага отбора 100 лет изменяется от  $\sim 2.2$  до  $\sim 0.2$  при изменении широт от  $0^\circ$  N до  $85^\circ$  N. Для шага отбора 200 лет соответствующая ширина доверительного интервала меняется от 0.80 до 0.16. Отсюда, в частности, следует, что при использовании стратегии сплошного отбора, точность определения параметра  $E$  выше на более высоких широтах.

Таким образом, выполненное моделирование позволяет сделать вывод о том, что оптимальным выбором для получения несмещенной оценки параметра  $E$  при выполнении непрерывного отбора должно быть изучение палеомагнитных образцов не менее чем с 750 последовательных уровней. Поскольку расчеты выполнялись для интервалов отбора от 100 лет и больше, полученный результат означает, что несмещенная оценка величины параметра  $E$  при сплошном отборе может быть получена при длительности накопления исследуемого разреза от 75000 лет и больше.

## 5. ВЛИЯНИЕ ОСРЕДНЕНИЯ ПАЛЕОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ НА ОЦЕНКУ ВЕЛИЧИНЫ ПАРАМЕТРА $S_p$

Слой, отвечающий по мощности размеру стандартного палеомагнитного образца ( $\sim 2$  см), может накапливаться в разных обстановках за время от нескольких десятков до нескольких тысяч лет. Широко известно, что в осадочных породах палеомагнитная запись может формироваться продолжительное время вследствие, например, уменьшения порового пространства или формирования аутогенных минералов при диагенезе. Таким образом, палеомагнитная запись в образце осадочных пород не является “мгновенным снимком” геомагнитного поля, но, напротив, всегда усреднена. Соответственно, при изучении вековых вариаций по осадочным породам необходимо понимать, в какой степени осреднение

палеомагнитной записи в них может приводить к искажению определяемых параметров вековых вариаций.

В рамках настоящей работы нами было выполнено моделирование искажения палеомагнитной записи за счет осреднения и рассмотрено, как такое искажение влияет на оценку амплитуды вековых вариаций (параметра  $S_p$ ).

Моделирование выполнялось следующим образом:

1. По методу [Хохлов, 2012] и с использованием модели ТК03 для географической точки с широтой  $0^\circ$  генерировалось 1000 реализаций временных последовательностей склонения и наклонения ( $D$  и  $I$ ), каждая из которых включала 1000 точек с интервалом между точками либо 25, либо 200 лет. Для каждой реализации рассчитывался параметр  $S_p$ , после чего определялось среднее значение  $S_p$  для тысячи реализаций.

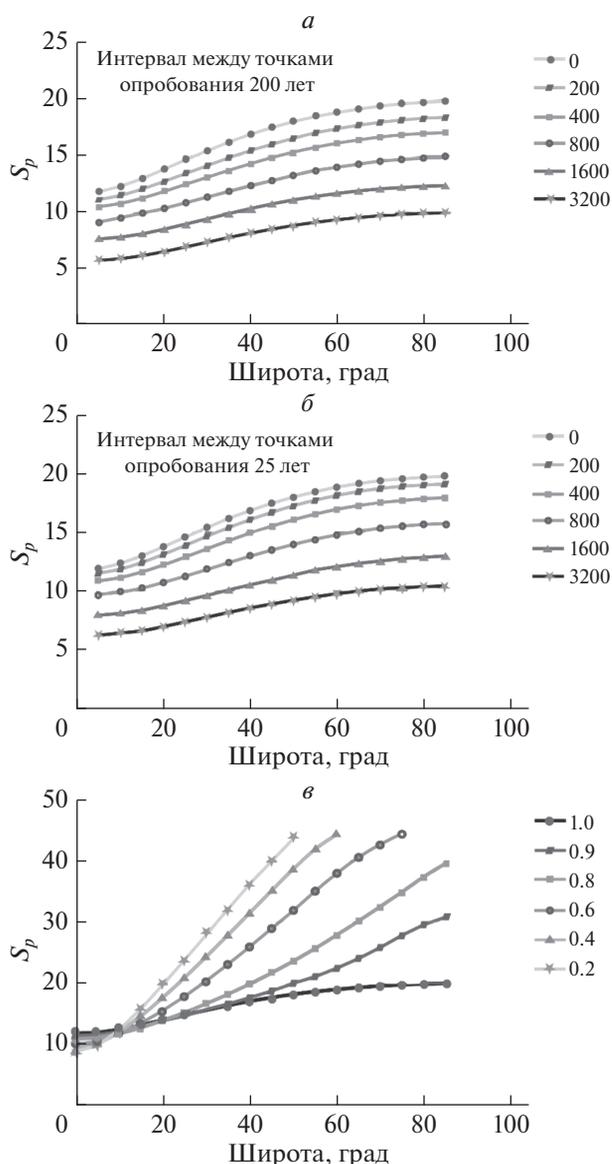
2. Затем для каждой реализации проводилось усреднение скользящим временным окном с длиной 200, 400, 800, 1600 и 3200 лет; после этого для каждого осреднения (временного окна) снова выполнялся расчет  $S_p$  для каждой реализации и расчет среднего  $S_p$  для 1000 реализаций.

3. Затем такой же расчет проводился для географических точек с широтами  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  и т.д. до  $85^\circ$ ; По результатам расчета для каждого осреднения строилась зависимость среднего значения  $S_p$  от широты.

Результаты выполненных расчетов показаны на рис. 3. Из рисунка ясно видно, что осреднение сигнала оказывает заметное влияние на определяемую величину  $S_p$ . Это влияние становится существенным уже при длительности осреднения порядка 400 лет, когда величина расчетного разброса  $S_p$  уменьшается по сравнению с  $S_p$ , полученным по неискаженной записи, на величину сравнимую с обычной шириной 95% доверительного интервала, определяемого при изучении амплитуды PSV [например, Johnson et al., 2008; Pavlov et al., 2019].

Очевидно, что при величине осреднения сигнала в осадочном разрезе больше 800 лет исследование такого разреза на предмет изучения амплитуды вековых вариаций путем простого расчета  $S_p$  лишается всякого смысла, поскольку не только расчетные значения  $S_p$ , но и верхние границы их доверительных интервалов будут существенно занижены по сравнению с истинными значениями.

Между тем информация об амплитуде PSV может быть извлечена из осадочного разреза даже с относительно высокой степенью осреднения палеомагнитной записи (например, при осреднении  $\sim 3200$  лет) при условии, если имеются какая-



**Рис. 3.** (а, б) – Влияние осреднения на величину параметра  $S_p$ ; (в) – влияние степени занижения наклона  $f$  на широтную зависимость параметра  $S_p$ . Разные линии отвечают различным значениям параметра  $f$ , как показано на врезке.

либо априорная информация о степени осреднения сигнала. Например, если осреднение связано с сезонным смачиванием осадка, то такую информацию можно получить исходя из глубины сезонного смачивания. И, наоборот, если величина  $S_p$  для данного геологического времени и для данной широты известна (что можно считать справедливым для последних 5 млн лет), тогда по величине разброса  $S_p$ , измеренного в конкретном разрезе, можно судить о степени осреднения палеомагнитного сигнала в этом разрезе.

Отметим, что при увеличении шага отбора от 25 до 200 лет, влияние осреднения на уменьшение параметра  $S_p$  несколько усиливается. Например, если при шаге отбора 25 лет на широте  $40^\circ$  осреднения 200, 400, 800, 1600 и 3200 лет занижают величину  $S_p$  соответственно на 0.8, 1.9, 3.9, 6.2 и  $8.3^\circ$ , то при шаге отбора 200 лет такие же осреднения приводят к занижению параметра  $S_p$  на 1.4, 2.7, 4.5, 6.6 и  $8.7^\circ$ .

## 6. ВЛИЯНИЕ ЗАНИЖЕНИЯ НАКЛОНЕНИЯ В ПАЛЕОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ НА ОЦЕНКУ ВЕЛИЧИНЫ ПАРАМЕТРА $S_p$

Оценка влияния занижения наклона на величину параметра  $S_p$  выполнена по следующему алгоритму:

1. По методу [Хохлов, 2012] и с использованием модели ТК03 для широты  $0^\circ$  генерировалось 1000 реализаций временных последовательностей склонения и наклона ( $D$  и  $I$ ), каждая из которых включала 1000 точек с интервалом между точками 200 лет. Для каждой реализации рассчитывался параметр  $S_p$ , после чего определялось среднее значение  $S_p$  для тысячи реализаций.

2. Затем в каждой реализации выполнялось занижение наклонов, отвечающее последовательно значениям параметра  $f$  равным 0.9, 0.8, 0.6, 0.4 и 0.2.

3. После этого для каждой реализации снова выполнялся расчет  $S_p$ , а для 1000 реализаций рассчитывалось среднее значение  $S_p$ .

4. Затем такой же расчет проводился для географических точек с широтами  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  и т.д. до  $85^\circ$ ; По результатам расчета для каждой величины занижения наклона строилась зависимость среднего значения  $S_p$  от широты.

Результаты выполненных расчетов показаны на рис. 3.

Из рисунка 3 видно, что при широтах меньших  $\sim 10^\circ$  занижение наклонов приводит к слабому уменьшению разброса  $S_p$ ; в интервале широт  $10^\circ$ – $20^\circ$  по мере уменьшения величины  $f$  разброс VGP сначала немного уменьшается, затем быстро увеличивается; наконец, на широтах больших  $20^\circ$  уменьшение величины  $f$  приводит к быстрому росту параметра  $S_p$ . Это увеличение идет тем быстрее, чем выше широта: на высоких широтах, даже при небольших занижениях наклона параметр  $S_p$  значительно увеличивается; в средних широтах влияние занижения наклона слабее.

Уменьшение параметра  $S_p$  при увеличении степени занижения наклона в интервале широт  $0^\circ$ – $10^\circ$  отражает большую скорость сужения

распределения палеомагнитных направлений по оси юг–север при занижении наклонов в этой области широт, по сравнению со скоростью его расширения вдоль оси восток–запад.

## 7. ВЛИЯНИЕ ОСРЕДНЕНИЯ ПАЛЕОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ НА ОЦЕНКУ ВЕЛИЧИНЫ ПАРАМЕТРОВ $E$ и $D_{V_2}$

В работах [Tauxe and Kent, 2004; Tauxe et al., 2008] рассмотрен вопрос о влиянии занижения наклона на оценку величин параметров  $E$  и, отчасти,  $D_{V_2}$ , характеризующих форму (удлинение, вытянутость) и ориентацию распределений палеомагнитных направлений. Установленные при этом закономерности в настоящее время широко используются при коррекции занижения наклона в палеомагнитной записи, что имеет значение для решения широкого круга геологических и геофизических задач.

Однако вопрос о том, как изменяются удлинение распределения палеомагнитных направлений и его ориентация (параметры  $E$  и  $D_{V_2}$ ) при осреднении записи вариаций геомагнитного поля в осадочных разрезах до сих пор остается не изучен.

Разберем этот вопрос в рамках стратегии непрерывного (сплошного) отбора образцов. Для этого:

1. Для широты  $0^\circ$  генерируется исходная серия из 1000 реализаций с шагом 200 лет длительностью 1000 точек (шагов), что соответствует длине рассматриваемого интервала 200 000 лет.

2. Для каждой реализации рассчитывается параметр  $E$  и собственные векторы, после чего вычисляется средний параметр  $E$  по серии, его доверительный интервал, а также средние направления собственных векторов.

3. Выполняется осреднение исходной серии со скользящими окнами 400, 600, 800, 1000, 1200, 1600, 2000, 2400, 3200, 4000, 5000, 6000, 7000, 8000 лет.

4. Для каждой новой серии, соответствующей каждому конкретному усреднению определяется параметр  $E$  и собственные векторы, после чего рассчитываются средний параметр  $E$  по серии, его доверительный интервал, а также средние направления собственных векторов.

5. Такие же вычисления производятся для широт  $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ...  $85^\circ$  и для количества точек (шагов) 200 и 5000 (что соответствует длинам рассматриваемых интервалов 40 000 и 1 000 000 лет).

Полученные результаты (рис. 4), показывают, что при непрерывном отборе усреднение приводит, как правило, к увеличению значений параметра  $E$ .

Усреднение может оказывать значительное (по сравнению с погрешностью определения –

см. ниже) влияние на величину параметра  $E$ . Это влияние слегка уменьшается с увеличением широты и заметно уменьшается с увеличением длины ряда. Рисунок 5 иллюстрирует последнюю зависимость для широты экватора.

В то время как при длине ряда 40000 лет параметр  $E$  при усреднении с окном 8000 лет увеличивается от 3.4 до 8, при длине ряда 1 млн лет при том же усреднении степень удлинения распределения палеомагнитных направлений меняется от  $\sim 2.9$  до  $\sim 3.2$ .

Интересно отметить, что стабилизация влияния осреднения на величину параметра  $E$  происходит на тех же интервалах времени (700–800 тыс. лет), что и стабилизация самого параметра  $E$  (см. рис. 2).

Выполненные расчеты показывают, что среднее по 1000 реализаций направление  $D_{V_2}$  удлинения (вытянутости) распределения палеомагнитных направлений на всех широтах не изменяется с увеличением степени осреднения и всегда направлено по оси Юг–Север.

## 8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ПРИМЕРЫ ИХ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Можно ли по измеренным параметрам определить, отражают ли в действительности вариации палеомагнитной записи в разрезе геомагнитные вариации?

В большинстве работ, посвященных изучению палеомагнитных вариаций по палеомагнитным записям в осадочных разрезах, по умолчанию предполагается, что фиксируемые в разрезе вариации склонения и наклонения отражают вариации геомагнитного поля. Однако, принимая во внимание, что изменения склонения и наклонения могут быть связаны также и с другими факторами, такими, например, как изменение направления течений, изменение размера и формы поступающих в осадок магнитных зерен, биотурбация, механические напряжения и др., такое предположение представляется далеко не очевидным и, соответственно, требующим проверки. Для пород, формировавшихся в течение последних 5 млн лет, такая проверка может состоять в сравнении значений параметров  $S_p$ ,  $E$ ,  $D_{V_2}$ , определенных по палеомагнитной записи, со значениями этих параметров достаточно хорошо известными для геомагнитного поля этого времени. Такой подход используют, например, авторы работы [Zhu et al., 2000], сравнивая величину определенного ими для лессового разреза Лингтай (юго-запад Китайского лессового плато) параметра  $S_p$ , со значениями, рассчитанными по данным о вековых вариациях

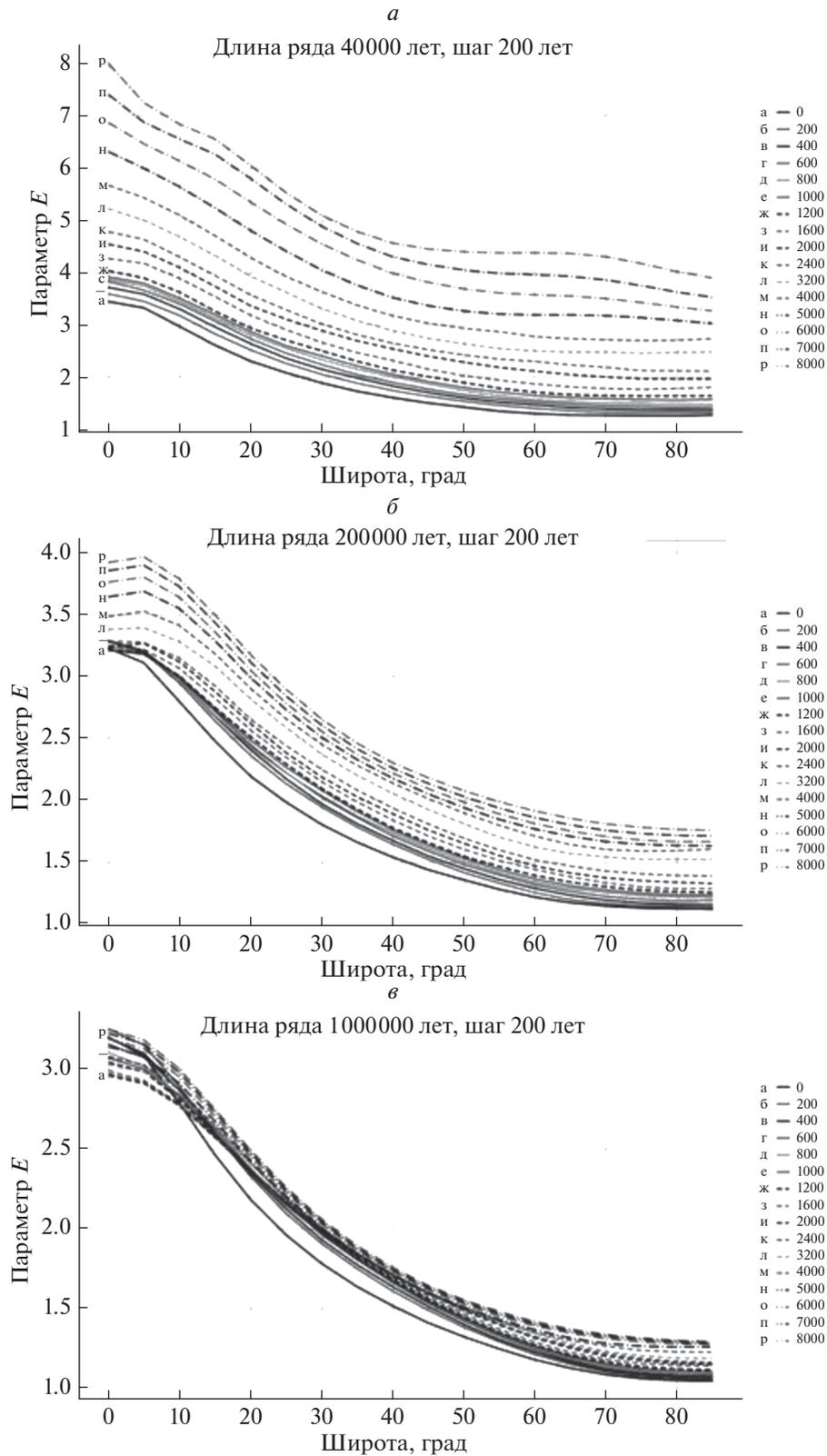
за последние 5 млн лет [McElhinny and McFadden, 1997].

Выполненные нами модельные расчеты показывают, что такое сравнение может быть корректным, только при соблюдении важного условия, а именно: длина интервала времени, для которого определяется параметр  $S_p$ , должна быть не менее 25–30 тыс. лет. При этом допустимое отклонение между значениями измеренного и ожидаемого параметров зависит от широты и количества использованных образцов.

Например, для широты  $408^\circ$  и количества образцов 100 при условии неискаженной записи такое отклонение не должно превышать  $3.1^\circ$ – $3.6^\circ$  (рис. 1). Если измеренный параметр  $S_p$  отклоняется в меньшую сторону от соответствующей границы – это может указывать на заметное осреднение палеомагнитной записи. Отклонение в большую сторону может быть связано с занижением наклонения. Последнее предположение, впрочем, легко проверяется сравнением измеренного среднего наклонения с наклонением, рассчитанным для этой широты по дипольной формуле [Храмов и др., 1982]. Если занижения наклонения нет, а разброс VGP значительно больше ожидаемого, этот факт следует рассматривать как прямое указание на то, что палеомагнитная запись в исследуемом разрезе существенно искажена.

Наши расчеты показывают, что параметр  $E$  также, в принципе, может быть использован для оценки адекватности палеомагнитной записи. При этом, однако, для корректного сравнения с ожидаемым значением, расчетное значение этого параметра должно быть получено не менее чем по 750 стратиграфическим уровням. И даже при таком большем количестве образцов достоверный интервал для расчетного значения  $S_p$  остается довольно широким для проведения точного сравнения. Например, для числа образцов 750 и шаге отбора 200 лет 95% достоверный интервал для величины параметра  $E$  будет лежать между 1.2 и 1.8 (рис. 2), что соответствует ожидаемой (из модели ТК03) величине этого параметра для интервала широт  $\sim 30^\circ$ – $85^\circ$  (рис. 4).

В том случае, если в разрезе отсутствует или невелико осреднение палеомагнитной записи, для оценки ее адекватности геомагнитному сигналу возможно также использование склонения промежуточного собственного вектора  $D_{V_2}$ . Наши расчеты показывают, что при отсутствии осреднения при определении этого параметра по коллекции, представляющей 1000 стратиграфических уровней, взятых с шагом 200 лет, его значения с 95% вероятностью будут лежать в интервале от  $+21^\circ$  до  $-21^\circ$ , т.е. достаточно определенно будут указывать на ориентацию вытянутости рас-



**Рис. 4.** Влияние степени осреднения на величину параметра  $E$  для разных длин опробованного интервала для разных широт (сплошной отбор, коррелированные данные). (*a*) – длина ряда 40000 лет; (*б*) – длина ряда 200000 лет; (*е*) – длина ряда 1000000 лет. На врезках (а–р) – уровни осреднения в годах.

пределения палеомагнитных направлений вдоль оси юг–север. Именно такая ориентации вытянутости должна наблюдаться в случае записи геомагнитных вариаций.

Однако пригодность этого параметра для тестирования адекватности палеомагнитной записи быстро начинает снижаться по мере осреднения палеомагнитной записи. В случае осреднения с временным окном 1600 лет доверительный интервал расширяется до  $+45^\circ \dots -45^\circ$ , при большем усреднении вероятность попадания измеренного склонения  $D_{V_2}$  в северную четверть стереограммы становится меньше 95% (рис. 5).

Вероятность же попадания в тот же интервал склонений, что и при отсутствии осреднения (от  $+21^\circ$  до  $-21^\circ$ ) быстро уменьшается и уже при окне осреднения 3200 лет эта вероятность составляет порядка 50% (см. рис. 5).

### 8.1. Оценка перспективности разреза Хонако-2 для изучения геомагнитных экскурсов

Данные, полученные в настоящей работе, могут быть использованы, в частности, для оценки перспективности конкретных осадочных разрезов для поиска в них записей геомагнитных экскурсов. Отбор коллекций и их обработка с целью поиска записей геомагнитных экскурсов представляет собой очень трудозатратную и часто безуспешную работу, поэтому оценка перспективности осадочных разрезов с этой точки зрения имеет, очевидно, большое значение.

Представляется, что такая оценка может быть выполнена по следующему алгоритму:

1. По рекогносцировочной относительно небольшой (20–50 образцов) коллекции образцов, для данного разреза определяют величину  $S_p$ ;

2. Эту величину сравнивают с ожидаемой величиной разброса  $S_p$  для данной широты (ее можно определить по верхней кривой на рис. 3) и по результатам сравнения оценивают величину осреднения сигнала.

3. Используя метод [Хохлов, 2012] 1000 раз моделируют запись вариаций с наложенной на нее модельной записью возможного экскурса.

4. Усредняют каждую из 1000 реализаций с данной величиной осреднения (скользящего временного окна).

5. Определяют долю реализаций, в которой после осреднения все еще остается запись модельного экскурса. Эта доля и будет определять вероятность нахождения искомого экскурса в данном конкретном разрезе.

В качестве примера мы выполнили подобное исследование на разрезе Хонако-2 – одного из серии почвенно-лессовых разрезов юга Таджикистана, представляющих собой уникальный

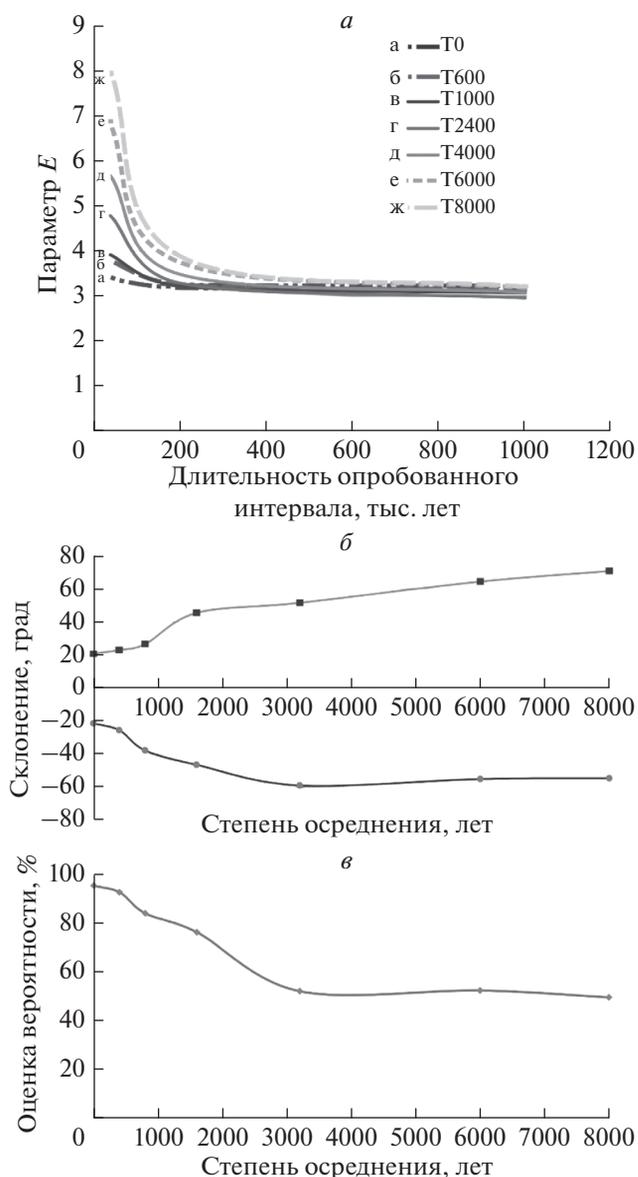


Рис. 5. (а) – Влияние степени осреднения на величину параметра  $E$  для разных длин опробованного интервала (широта  $-0^\circ$ , сплошной отбор, коррелированные данные); (б, в) – влияние осреднения палеомагнитной записи на ширину 95% доверительного интервала определения склонения промежуточного собственного вектора  $D_{V_2}$  (верхний график) и на вероятность попадания значения склонения  $D_{V_2}$  в интервал склонений  $+21^\circ \dots -21^\circ$  (нижний график). Верхняя и нижняя линии на графике (б) показывают, соответственно, верхнюю и нижнюю границы 95% доверительного интервала.

палеогеографический архив, несущий в себе информацию об изменениях климата на протяжении последних десятков и сотен тысяч лет. Эти объекты крайне интересны также и для археологических исследований [Ранов и Шеффер, 2000], поскольку в них присутствует ряд уровней с куль-

турными горизонтами, содержащими каменные орудия и отражающими историю расселения древнего человека в Евразии. Детальное изучение этих объектов требует, среди прочего, также постановки магнито-стратиграфических исследований, которые необходимы для получения независимых ограничений на возраст различных интервалов этих разрезов.

Такие ограничения, в частности, могут быть получены при обнаружении в разрезах записей геомагнитных экскурсов, возраст которых часто бывает хорошо известен. Если же запись экскурса достаточно детальна, это дает также возможность описать морфологию экскурса, что имеет большое значение для развития теории геомагнетизма. Здесь и далее подразумевается, что при поисках записи экскурсов в разрезах будет проводиться сплошной отбор образцов.

Лессово-почвенный разрез Хонако-2 (38.4° N, 70.1° E), расположен в 7 км северо-восточнее поселка Ховалинг, центра одноименного административного района (рис. 6). Этот разрез входит в состав протянувшегося более чем на два километра лессово-почвенного обнажения, наиболее глубокие вскрытые горизонты которого имеют возраст ~1.5 млн лет [Додонов, 2002]. По данным разных авторов [Додонов и Ранов, 1984; Ранов и Шеффер, 2000] в разрезе содержится от 12 до 24 палеопочв, разделенных горизонтами лессов. Мощность обнажения превышает 180 м.

В ходе рекогносцировочных полевых работ 2019 года нами были опробованы породы верхней части разреза Хонако-2 (рис. 7), мощностью 40.8 м. Почвенные горизонты (педокомплексы 1 и 2), выделяемые на этом интервале, соответствуют этапам потепления, отвечающим кислородно-изотопным стадиям MIS-5 и MIS-7 [Додонов, 2002]. Возраст верхних и нижних границ этих стадий, соответственно 100–130 и 180–243 тыс. лет [Lisiecki, Raymo, 2005]. В разрезе не отмечается наличия выраженных перерывов, однако имеется несогласие в районе ПК-10 (возрастом около 900 тыс. лет) [Додонов, 2002].

Исходя из этих оценок, мы можем считать, что в среднем скорость накопления опробованного интервала разреза составляет чуть более 15 см за 1000 лет. Поскольку размер нашего образца и потери при распиловке отвечают, соответственно, примерно 2 и 1 см мощности, получаем, что на 1000 лет мы можем отобрать в среднем порядка 5 образцов.

Просто за счет того, что каждый образец накапливался со времени в среднем 2 см/15 см × × 1000 лет = около 150 лет, в нем уже автоматически происходит осреднение записи за это время. Скорость вариаций в эпохи относительно стабильного состояния поля в среднем составляют 2°–3° за столетие [Chenet et al., 2008], во время

экскурсов эти скорости могут возрасти в несколько раз. Принимая во внимание, что точность определения палеомагнитного определения для стратиграфического уровня, как правило, не лучше 3°–4°, а масштабы изменений склонений и наклонений во время экскурсов составляют многие десятки градусов, такое осреднение, очевидно, не может привести к “затираанию” экскурса в палеомагнитной записи. Однако вопрос о том, сохранится ли запись экскурса при больших временах осреднения, требует своего изучения. На первых (сверху) 20 метрах мощности опробование разреза осуществлялось с интервалом 20 см, на последующих 20.8 м – с интервалом 50 см. С каждого уровня отбиралось по 2–3 независимо ориентированных образца.

В лаборатории главного магнитного поля и петромагнетизма ИФЗ РАН все образцы были подвергнуты детальной чистке переменным магнитным полем. По результатам чистки в образцах были выделены характеристические компоненты намагниченности, после чего для каждого уровня были определены средние палеомагнитные направления. По этим направлениям отдельно для лессовых и почвенных горизонтов были рассчитаны виртуальные геомагнитные полюсы, для которых были определены значения параметра  $S_p$ . Результаты этих расчетов приведены в таблице 1. Отметим, что длительность накопления каждого горизонта и количество использованных для определения  $S_p$  образцов (за исключением второго почвенного горизонта) достаточны для получения несмещенной оценки  $S_p$ .

Как видно из табл. 1, величины  $S_p$  в почвах не меньше, чем в лессах, что представляется несколько неожиданным, поскольку многими исследованиями показано, что, по сравнению с лессами, в почвах широко развиты аутигенные процессы, приводящих к образованию новых магнитных минералов [Heller et al., 1991]. Поскольку эти процессы могут идти длительное время, естественно было бы ожидать большего осреднения вариаций и, соответственно, меньшие значения  $S_p$  в почвах по сравнению с лессами. В нашем разрезе мы этого не видим, что можно объяснить, например, предположив, что аутигенные минералы в рассматриваемых почвах представлены, главным образом, суперпарамагнитными зернами, не вносящими сколько-нибудь заметный вклад в палеомагнитную запись.

Интересно также, что амплитуда вариаций палеомагнитных направлений, записанных в верхних двух горизонтах разреза, значительно больше, чем в нижних двух. Поскольку на настоящий момент нет никаких свидетельств в пользу того, что вековые геомагнитные вариации в плейстоцене существенно изменяли свою амплитуду, мы

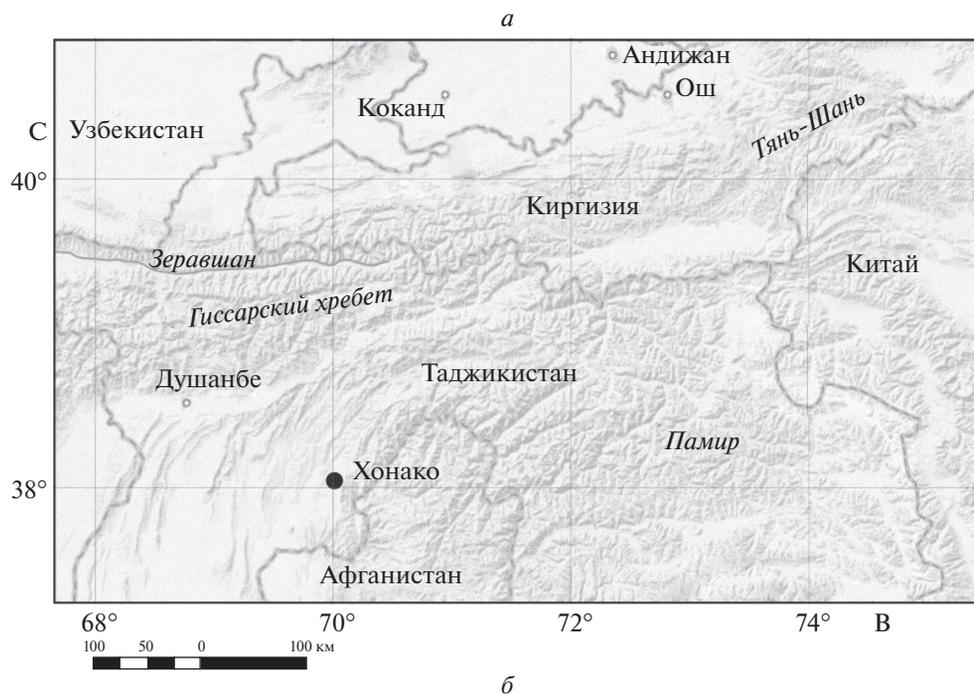


Рис. 6. (а) – Географическое положение разреза Хонако-2; (б) – общий вид разреза Хонако-2.

рассматриваем это различие как прямое указание на то, что на разных уровнях почвенно-лессовых разрезов степень осреднения записи вековых вариаций может существенно меняться, как в лесах, так и почвах.

На широте разреза Хонако-2 ожидаемая величина  $S_p$  должна составлять около  $16.9^\circ$  [Tauxe and Kent, 2004; Johnson et al., 2008]. Параметр  $S_p$ ,

определенный для четырех изученных горизонтов разреза Хонако-2, значительно меньше (см. табл. 1). Это результат указывает на то, что палеомагнитная запись в рассматриваемых горизонтах заметно усреднена. Исходя из рис. 2 такое осреднение для первого и второго лессовых горизонтов и для почвенного горизонта 1 может быть оценено соответственно следующими временными окнами осреднения:  $\sim 1100$ ,  $\sim 3000$  и  $\sim 800$  лет.

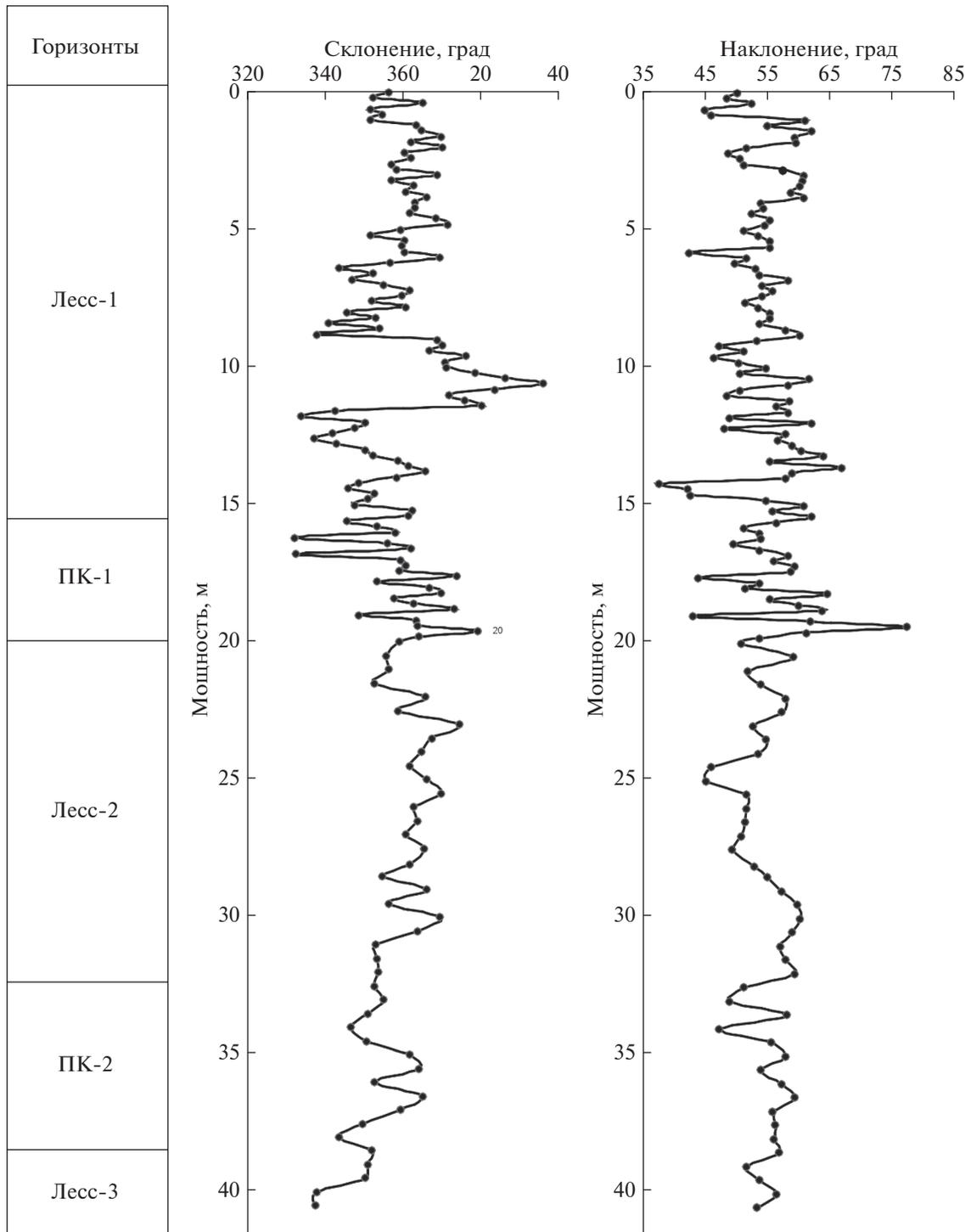


Рис. 7. Палеомагнитная запись в верхней части разреза Хонако-2.

Для того, чтобы оценить, как такие осреднения могут влиять на сохранность в разрезе записей экскурсов, нами было выполнено численное моделирование согласно алгоритму, описанному выше.

В качестве основы для моделей экскурсов мы использовали реальные записи экскурсов Лашамп и Блэйк [Nowaczyk et al, 2012; Osete et al., 2012]. Первый из них (LCH) представляет “простой” тип экскурса, для которого характерно от-

Таблица 1. Палеомагнитные данные, полученные по разрезу Хонако-2

Стратиграфический уровень	Мощность (см)	Интервал разреза (см)	Оценка длительности накопления (лет)	Интервал отбора (см)	$N$	$D$	$I$	$K$	$\alpha 95$	cut-off	Sp/Spmin/Spmax	$E$	$D_{V_2}$	$f$
Лессовый горизонт 1	1550	0–1550	~36000	20	78	359.2	54.8	87.7	1.7	45	11.2/9.9/12.5	1.5	281.5	0.89
Почвенный горизонт 1	450	1550–2000	~28000	20	22	358.3	56.7	69.6	3.7	45	12.5/8.9/15.7	1.4	334.4	0.96
Лессовый горизонт 2	1230	2000–3230	~82000	50	25	1.5	54.2	221.2	2.0	45	7.4/6.2/8.6	2.1	32.7	0.87
Почвенный горизонт 2	650	3230–3880	~43000	50	14	351.2	54.7	198.2	1.9	45	8.3/6.0/10.5	2.0	300.4	0.90

Примечание:  $D$ ,  $I$  – склонения и наклонения, рассчитанные для каждого стратиграфического уровня (получены усреднением данных по 2–3 образцам с каждого уровня);  $K$ ,  $\alpha 95$  – кучность и радиус 95%-го круга доверия;  $E$ ,  $f$ ,  $D_{V_2}$  – параметры вековых геомагнитных вариаций (см. пояснения в тексте);  $f$  – коэффициент занижения наклонения;  $N$  – число стратиграфических уровней, используемых для расчета  $D$ ,  $I$ ,  $K$ ,  $\alpha 95$ ,  $S_p$ ,  $E$ ,  $f$ ,  $D_{V_2}$ .

носителем регулярное смещение VGP от полярных широт северного полушария в высокие широты южного полушария и такое же регулярное смещение VGP обратно в северные полярные широты. Второй пример (BLK) отвечает условно “сложному” типу экскурса с нерегулярными скачками VGP и с возвратно-поступательными движениями.

Согласно алгоритму, описанному выше, нами были смоделированы записи вариаций (4 серии по 1000 реализаций в каждой). В середину реализации каждой серии была вставлена модельная запись экскурса одного из четырех типов: “простого длительного – LCH-8”, “простого- короткого- LCH-2”, “сложного длительного- BLK-8” и “сложного короткого- BLK-2”. До настоящего времени продолжительность экскурсов является предметом острых дискуссий. Поэтому для “длительного” и “короткого” типов экскурсов мы выбрали длительности 8 и 2 тысяч лет: длительности примерно отвечают верхней и нижней границам временного интервала, куда наиболее часто попадают приводимые в разных работах оценки [Laj and Channell, 2007].

Шаг в реализации был выбран таким образом, чтобы он отвечал такому интервалу времени в разрезе, которому примерно соответствует один образец – ~200 лет (см. выше). Длина реализации должна быть не меньше длительности экскурса плюс, по крайней мере, две (1 сверху и 1 снизу) длины максимального интервала осреднения.

Исходя из этих соображений, длина каждой реализации была выбрана в 20000 лет.

Затем реализации каждой серии были усреднены с окнами осреднения 400, 600, 800, 1000, 1200, 1600, 2000, 2400, 3200 лет – для коротких типов экскурсов, и далее 4000, 5000, 6000, 7000 и 8000 лет – для длительных типов экскурсов.

Далее, для каждой серии было подсчитана доля записей (реализаций), в которых после усреднения сохраняется запись экскурса. Запись экскурса считалась сохраненной, если на том интервале, где исходно был записан экскурс, сохранялось, по крайней мере, 3 точки, которым соответствовали VGP с широтами менее 45°.

Полученные результаты представлены на рис. 8. Как и следовало ожидать, вероятность обнаружения экскурсов в рассматриваемом разрезе (и в других разрезах с близкими скоростями осадконакопления) существенно зависит от длительности экскурса, его формы и степени усреднения палеомагнитной записи.

Выполненные расчеты показывают, что в разрезе Хонако-2 даже при отсутствии усреднения палеомагнитной записи вероятность обнаружения записи сложного короткого экскурса типа BLK-2 составляет всего около 25%. С появлением усреднения эта вероятность постепенно уменьшается и становится равной всего ~2% при усреднении с окном 3200 лет. Из рисунка 8 мы можем оценить вероятность нахождения экскурса типа BLK-2 в первом лессовом и в первом почвенном горизонтах величиной порядка 20%. Нахождение

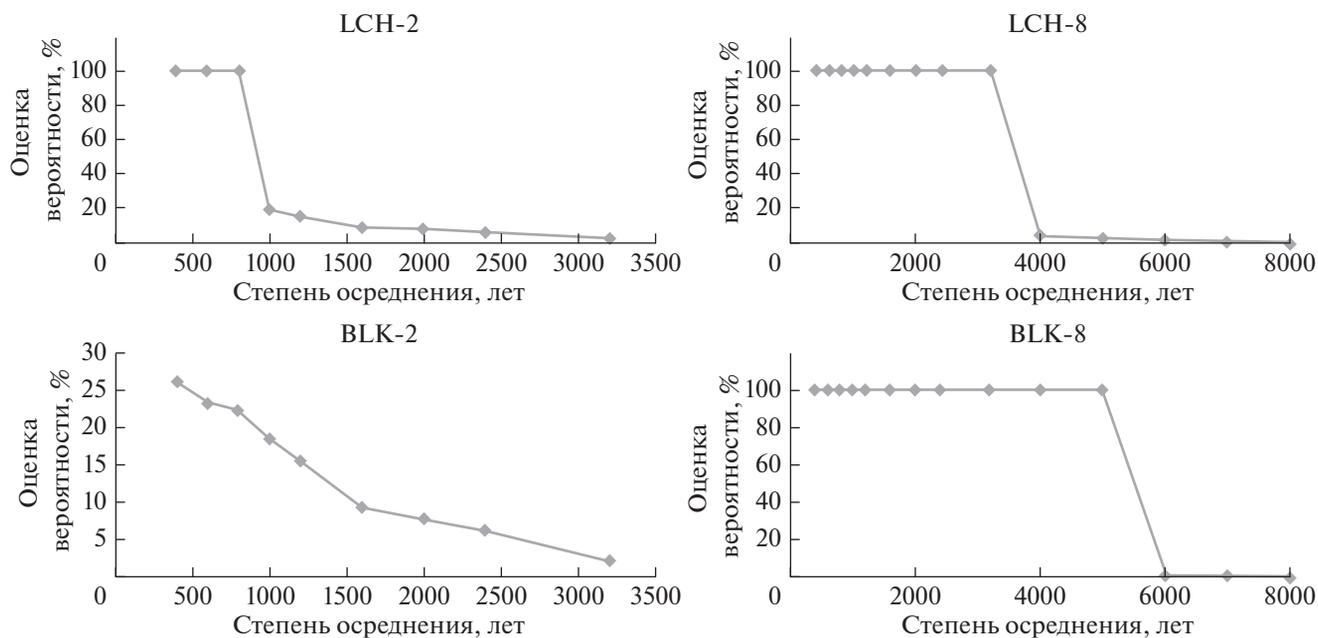


Рис. 8. Вероятность обнаружения геомагнитного экскурса в разрезе при различной степени осреднении палеомагнитной записи. Тип модельного экскурса указан на рисунке.

записи экскурса такого типа во втором лессовом горизонте практически невероятно.

Зависимость вероятности обнаружения простого короткого экскурса типа LCH-2 от степени усреднения имеет несколько другой характер. При относительно низких степенях усреднения палеомагнитного сигнала (до 1000 лет) запись экскурса будет обнаружена с очень высокой вероятностью. При большем усреднении вероятность обнаружения такого экскурса резко падает и становится меньше 5% при величинах усреднения больших 2400 лет. Полученные данные указывают на то, что экскурс типа LCH-2 с довольно большой вероятностью может быть обнаружен в почвенном горизонте 1 разреза Хонако-2. Вероятность обнаружения такого экскурса заметно отличается от нуля в первом лессовом горизонте (принимая также во внимание, что скорость осадконакопления в нем выше, чем средняя скорость осадконакопления, рассчитанная для всего разреза). Исходя из выполненных расчетов, нахождение экскурса такого типа во втором лессовом горизонте представляется маловероятным.

Как видно из рис. 8 вероятность обнаружения длительных экскурсов в разрезах остается большой вплоть до величин усреднения, соответствующих временам в первые тысячи лет. Впрочем, при больших временах усреднения (~4000 лет для “сложных” экскурсов и ~6000 лет — для “сложных”), эта вероятность очень быстро падает. Что касается разреза Хонако-2, то наши расчеты ука-

зывают на высокую вероятность нахождения в нем записей “длительных” экскурсов.

Полученная информация имеет большое значение для оптимального планирования полевых исследований. Например, согласно данным работы [Osete et al., 2012], “сложный” экскурс Блэйк имеет возраст около 115 тыс. лет и длительность ~4 тыс. лет. Исходя из имеющихся для разреза Хонако-2 оценок, этот экскурс должен быть записан в интервале, отвечающему первому почвенному горизонту. Степень усреднения палеомагнитной записи для этого горизонта нами оценена временным окном ~800 лет. С учетом данных, представленных на рис. 8 это означает, что постановке детальных работ с шагом отбора ~200 лет этот экскурс не должен быть пропущен.

Экскурс Лашамп имеет возраст ~41 тыс. лет и длительность порядка 2.2 тыс. лет [Nowaszyk et al., 2012], следовательно, мы можем ожидать наличие его записи в первом лессовом горизонте. Степень усреднения палеомагнитной записи в этом горизонте оценена выше временным окном ~1100 лет. Принимая во внимания данные расчетов, представленные на рис. 8, можно сделать вывод о том, что вероятность нахождения записи экскурса Лашамп в первом лессовом горизонте составляет менее 20%. Соответственно, поиски записи экскурса Лашамп в разрезе Хонако-2, с учетом необходимых для этого трудовых затрат, представляются вряд ли оправданными.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы рассмотрели, как усреднение геомагнитного сигнала при его записи в осадочных породах влияет на величину параметров  $S_p$ ,  $E$  и  $D_{V_2}$ , определяемых по результатам исследований палеомагнитных коллекций, полученных в ходе сплошного отбора. Как показали наши модельные эксперименты, значения параметров  $S_p$  и  $E$  зависят не только от степени осреднения, но и от характеристик отбора — шага, с которым происходит опробование разреза и длительности (мощности) исследуемого интервала разреза.

Выполненное моделирование показывает, что, начиная с некоторой мощности (длительности накопления) исследуемого разреза, параметры  $S_p$  и  $E$ , а также доверительные интервалы их определения стабилизируются, т.е. практически перестают изменяться. Именно эти значения мощности (длительности осадконакопления) определяют минимальные интервалы, которые необходимо изучить, чтобы получить несмещенные оценки амплитуды вековых вариаций и степени вытянутости распределения палеомагнитных направлений. Для параметра  $S_p$  эта минимальная длительность составляет ~25–30 тыс. лет, для параметра  $E$  — ~75000 при шаге отбора 100 лет и ~150000 лет при шаге отбора 200 лет.

Увеличение степени осреднения палеомагнитной записи на всех широтах всегда приводит к занижению параметра  $S_p$  и, как правило, к увеличению параметра  $E$ . При этом важно отметить, что масштаб влияния осреднения на эти параметры может зависеть от характеристик отбора: шага отбора и длительности исследуемого интервала.

В ходе проведенной работы изучено также влияние занижения наклона на параметр  $S_p$  и показано, что величина и направление этих изменений зависят не только от степени занижения наклона, но также, в значительной степени, от широтного положения исследуемого разреза.

Выполненные расчеты позволяют оценить, в какой мере измеряемые по отобраным в ходе сплошного отбора коллекциям параметры  $S_p$ ,  $E$  и  $D_{V_2}$  могут быть использованы для решения вопроса о том, действительно ли изменения палеомагнитных направлений в данном осадочном разрезе отражают палеомагнитные вариации. Показано, что все три параметра могут быть полезны для решения этой задачи, однако, только параметр  $S_p$  может быть относительно точно оценен по пилотной небольшой коллекции. Для получения с необходимой точностью величин параметров  $E$  и  $D_{V_2}$  требуется отбор коллекций объемом во многие сотни образцов, что, естественно, существенно понижает ценность

этих параметров для прогнозирования перспективности тех или иных разрезов. С другой стороны, эти параметры могут быть полезны при оценке надежности палеомагнитной записи, уже полученной по объемной коллекции.

Используя данные выполненного моделирования, мы попытались оценить перспективность разреза Хонако-2 — одного из лучших лессовых разрезов Центральной Азии — для поиска записи в нем геомагнитных экскурсов. В результате были получены численные оценки вероятности нахождения каждого из четырех рассмотренных типов экскурсов на разных горизонтах верхней части разреза Хонако-2. Эти оценки указывают на малую вероятность нахождения в разрезе Хонако-2 экскурсов, длительность которых составляет первые тысячи лет, при этом вероятность нахождения экскурсов “простого” типа несколько больше, чем вероятность нахождения “сложных” экскурсов. При увеличении длительности экскурсов, вероятность их обнаружения вырастает и приближается к 100%, когда эта длительность начинает значительно (в разы) превышать характерные времена осреднения палеомагнитной записи.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-47-0411 (численное моделирование, интерпретация результатов, подготовка статьи) и Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-00-00470 (полевые работы на разрезе Хонако-2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Додонов А.Е. Четвертичный период Средней Азии // М.: Геос, 249 с. 2002.
- Додонов А.Е., Ранов В.А. Антропоген Средней Азии: стратиграфия, корреляция, палеолит // Четвертичная геология и геоморфология. 27-й МКГ. Т. 3. М.: Наука. С. 67–81. 1984.
- Ранов В.А., Шеффер Й. Лессовый палеолит // Археология, этнография и антропология Евразии. № 2(21). С. 20–32. 2000.
- Хохлов А.В. Моделирование вековых геомагнитных вариаций. Принципы и реализация // Геофиз. исслед. Т. 13. № 2. С. 50–61. 2012.
- Biggin A.J., van Hinsbergen D.J., Langereis C.G., Straathof G.B., Deenen M.H. Geomagnetic secular variation in the Cretaceous Normal Superchron and in the Jurassic // Phys. Earth Planet. In. V. 169. № 2. P. 3–19. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2008.07.004>
- Chenet A.L., Fluteau F., Courtillot V., Gérard M., Subbarao K.V. Determination of rapid Deccan eruptions across the Cretaceous-Tertiary boundary using paleomagnetic secular variation: Results from a 1200-m-thick section in the Mahabaleshwar escarpment // J. Geophys. Res.: Solid Earth. V. 113. B04101. 2008. <https://doi.org/10.1029/2006JB004635>

- Cox A. Latitude Dependence of the Angular Dispersion of the Geomagnetic Field // *Geophys. J. Roy. Astronom. Soc.* V. 20. № 3. P. 253–269. 1970.  
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1970.tb06069.x>
- Heller F., Meili B., Wang J., Li H., Liu T. Magnetization and Sedimentation History of Loess in the Central Loess Plateau of China // *Aspects of Loess Research*. Ed. Liu T. Beijing, China Ocean Press. P. 147–163. 1987.
- Hongre L., Hulot G., Khokhlov A. An analysis of the geomagnetic field over the past 2000 years // *Phys. Earth Planet. In.* V. 106. P. 311–315. 1998.
- Johnson C.L., Constable C.G., Tauxe L. et al. Recent investigations of the 0–5 Ma geomagnetic field recorded by lava flows // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. V. 9. Q04032. 2008.  
<https://doi.org/10.1029/2007GC001696>
- King R.F. The remanent magnetism of artificially deposited sediments // *Geophys. J. Intern.* V. 7. P. 115–134. 1955.
- Korte M., Constable C., Donadini F., Holme R. Reconstructing the Holocene geomagnetic field // *Earth Planet. Sci. Lett.* V. 312. P. 497–505. 2011.  
<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2011.10.031>
- Laj C., Channell J. E. T. Geomagnetic excursions // *Treatise on Geophysics. Geomagnetism*. V. 5. Ed. Kono M., Elsevier, Amsterdam. P. 373–416. 2007.
- Lisiecki L.E., Raymo M.E. A Pliocene–Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic  $\delta^{18}\text{O}$  records // *Paleoceanography*. V. 20. PA1003. 2005.  
<https://doi.org/10.1029/2004PA001071>
- McElhinny M.W., McFadden P.L. Palaeosecular variation over the past 5 Myr based on a new generalized database // *Geophys. J. Intern.* V. 131. № 2. P. 240–252. 1997.
- Nowaczyk N.R., Arz H.W., Frank U. Kind J., Plessen B. Dynamics of the Laschamp geomagnetic excursion from Black Sea sediments // *Earth and Planetary Science Letters*. V. 351–352. P. 54–69. 2012.  
<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2012.06.050>
- Osete M. L., Martín-Chivelet J., Rossi C., Edwards R.L., Egli R., Muñoz-García M. B., Wang X., Pavón-Carrasco F.J., Heller F. The Blake geomagnetic excursion recorded in a radiometrically dated speleothem // *Earth Planet. Sci. Lett.* V. 353–354. P. 173–181. 2012.  
<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2012.07.041>
- Pavlov V.E., Fluteau F., Latyshev A.V., Fetisova A.M., Elkins-Tanton L.T., Black B.A., Burgess S.D., Veselovskiy R.V. Geomagnetic Secular Variations at the Permian-Triassic Boundary and Pulsed Magmatism During Eruption of the Siberian Traps // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. V. 20. № 2. P. 773–791. 2019.  
<https://doi.org/10.1029/2018GC007950>
- Tauxe L., Kent D. A simplified statistical model for the geomagnetic field and the detection of shallow bias in paleomagnetic inclinations: Was the ancient magnetic field dipolar? // *Timescales of the Internal Geomagnetic Field. Geophysical Monograph Series*. V. 145. Ed. Channell J.E.T., Kent D.V., Lowrie W., Meert J.G. AGU. P. 101–115. 2004.
- Tauxe L., Kodama K., Kent D.V. Testing corrections for paleomagnetic inclination error in sedimentary rocks: a comparative approach // *J. Phys. Earth Planet.* V. 169. P. 152–165. 2008.  
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2008.05.006>
- Vandamme D. A new method to determine paleosecular variation // *J. Phys. Earth Planet.* V. 85. P. 131–142. 1994.
- Zhu R., Guo B., Pan Y., Liu Q., Zeman A., Suchy V. Reliability of geomagnetic secular variations recorded in a loess section at Lingtai, north-central China // *Sci. China Ser. D-Earth*. V. 43. № 1. P. 1–9. 2000.  
<https://doi.org/10.1007/BF02877826>

---

---

НЕКРОЛОГ

---

---

**ЖАМАЛЕТДИНОВ АБДУЛХАЙ АЗЫМОВИЧ**  
**(10.11.1940–19.01.2021)**



Администрация СПбФ ИЗМИРАН с прискорбием сообщает, что 19 января 2021 г. на 81-м году жизни скоропостижно скончался доктор геолого-минералогических наук, профессор, главный научный сотрудник, талантливый ученый, наш замечательный друг и коллега.

А.А. Жамалетдинов окончил Ленинградский государственный университет по специальности геолог-геофизик в 1963 г. В 1976 г. защитил кандидатскую диссертацию, в 1991 г. — докторскую диссертацию, академик РАЕН с 2010 г. В СПбФ ИЗМИРАН А.А. Жамалетдинов работал с 1999 г. сначала в должности ведущего научного сотрудника, затем с 2006 г. — в должности гл.н.с.

Абдулхай Азымович максимум своей творческой активности посвятил изучению структуры электропроводности и физической природы континентальной литосферы и многим другим важным проблемам геологии и геофизики.

А.А. Жамалетдинов был признанным в России и за рубежом высококлассным ученым с ярко выраженными организационными способностями, которые проявлял на всех этапах деятельности при организации уникальных экспериментов, интереснейших экспедиций, реализации российских и международных проектов. Его активный труд отражен в известных изобретениях, монографиях и научных статьях, которые высоко ценятся в научном сообществе. Его творческий потенциал был многогранен — философия, астрономия, проза, поэзия, живопись, музыка.

Абдулхай Азымович был наставником молодежи, прекрасным человеком, неутомимым романтиком, оставившим в жизни яркий, неизгладимый след. Его уход — это невосполнимая утрата для нашего коллектива, российской и мировой науки.

Коллектив СПбФ ИЗМИРАН выражает глубокие соболезнования родным и близким Абдулхая Азымовича! Светлая память о нем навсегда сохранится в наших сердцах!

“Для настоящего Мастера все не так, что не сделано им самим. Уже на вершине жизни он готов переделать весь мир по-своему. Но... наступит время для иных метаморфоз и великим планам не суждено сбыться”.

Мудрейший Джамаль-Эт-Дин

*Коллеги и друзья СПбФ ИЗМИРАН*