

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 1, 2022

Корональные дыры 24-го цикла по наблюдениям космического аппарата SDO <i>О. А. Андреева, В. И. Абраменко, В. М. Малащук</i>	3
Анализ физических характеристик полярной корональной дыры на Солнце в микроволновом диапазоне длин волн <i>О. А. Голубчина</i>	11
Низкие значения критического индекса убывания магнитного поля в эрупциях протуберанцев <i>Б. П. Филиппов</i>	19
Повышенная яркость микроволнового излучения как признак вспышечно-продуктивных активных областей по наблюдениям активной области NOAA 12371 <i>Н. Г. Петерова, Н. А. Топчило, Е. А. Курочкин</i>	28
Солнечная активность, вариации галактических космических лучей и глобальная сейсмичность Земли <i>В. В. Хегай, А. Д. Легенька, А. А. Абуни, М. А. Абунина, А. В. Белов, С. П. Гайдаш</i>	40
Частотная модуляция как причина возникновения дополнительных ветвей векового цикла Глейсберга в солнечной активности <i>Н. Г. Птицына, И. М. Демина</i>	52
Проявление эффектов солнечной активности в лидарных наблюдениях стратосферного аэрозоля <i>В. А. Коршунов, Д. С. Зубачев</i>	67
Индексы солнечной активности для ионосферы в циклах 23 и 24: форма циклов <i>М. Г. Деминов, Р. Г. Деминов, Е. В. Непомнящая</i>	75
Вариации потоков электронов в радиационном поясе: влияние высокоширотных ловушек в дневных каспах <i>А. П. Кропоткин</i>	81
Поляризация геомагнитных пульсаций $Pc1$ как косвенный индикатор положения их источника <i>Ф. З. Фейгин, Н. Г. Клейменова, Л. М. Мальшева, Ю. Г. Хабазин, Л. И. Громова, Т. Раита</i>	88
Обсуждение проблемы ионосферных предвестников магнитных бурь <i>А. Д. Данилов</i>	97
Определение зоны повышения температуры электронов в субавроральной ионосфере в глобальном масштабе во время магнитных бурь <i>И. А. Голиков, А. Ю. Гололобов, Д. Г. Баишев, Г. А. Макаров</i>	106
Спектральные и статистические свойства доплеровского смещения частоты во время суббурь в слое $F2$ <i>Н. П. Сергеев</i>	119

УДК 523.9

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ 24-ГО ЦИКЛА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА SDO

© 2022 г. О. А. Андреева¹, *, В. И. Абраменко¹, **, В. М. Малащук¹, ***

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

*e-mail: olga@craocrimea.ru

**e-mail: vabramenko@gmail.com

***e-mail: mvm@craocrimea.ru

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.

После доработки 23.03.2021 г.

Принята к публикации 27.05.2021 г.

Исследовалась динамика площадей корональных дыр и их локализация на Солнце в 24-м и минимуме 24–25-го циклов солнечной активности. Исследование базируется на данных наблюдений, полученных инструментом Atmospheric Imaging Assembly в линии железа Fe XII 19.3 нм на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. Разделение всех корональных дыр рассматриваемого периода на полярные и неполярные показало: ежедневная суммарная площадь полярных корональных дыр увеличивается в минимумах солнечной активности и снижается в максимуме цикла. Это согласуется с общим представлением о полярных корональных дырах, как основном источнике дипольного магнитного поля Солнца. Наблюдается асимметрия площадей полярных корональных дыр в северной и южной полусферах, которая требует дальнейших объяснений. Показано, что площади неполярных корональных дыр меняются квазисинхронно с пятенной активностью Солнца, что позволяет предположить наличие физической связи этих двух явлений. По-видимому, природа магнитных полей полярных и неполярных корональных дыр разная. Магнитные силовые линии неполярных корональных дыр, возможно, представляют собой очень высокие петли, замыкающиеся через корону на других областях Солнца, в то время как магнитные силовые линии полярных корональных дыр уходят далеко в гелиосферу.

DOI: 10.31857/S001679402106002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Закончившийся недавно 24-й цикл солнечной активности (СА) был одним из самых слабых за последние 100 лет наблюдений. Он отличался по ряду параметров от предшествующих циклов. Известно, что цикл 24 имел меньший максимум и более низкую вспышечную активность, чем предыдущие циклы. В этом цикле наблюдалась относительно большая северо-южная асимметрия инверсии полярного поля: знак поля на Северном полюсе изменился более чем на год раньше, чем на Южном. Цикл также обладал сильной асимметрией полушарий по многим параметрам. Более детально особенности 24-го цикла и его характеристики описаны в работе [Ишков, 2018].

Общепринято, что индекс числа солнечных пятен (SN) отражает одиннадцатилетнюю солнечную цикличность. На рисунке 1 показано изменение пятенной активности на протяжении исследуемого периода. Толстую кривую серого цвета – сглаженные за 13 месяцев ежедневные суммарные числа солнечных пятен – мы будем

использовать для дальнейшего анализа. Ежедневные суммарные SN взяты с сайта Королевской Бельгийской обсерватории (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles#hemi>).

Согласно работе [Ishkov, 2020], 24-й цикл начался в январе 2009 г. и закончился в декабре 2019 г. Фаза минимума I – (01.2009–12.2010 гг.), фаза роста – (01.2011–08.2013 гг.), фаза максимума – (09.2013–09.2014 гг.), фаза спада – (10.2014–03.2016 гг.), фаза минимума II – (04.2016–12.2019 гг.). Ветвь роста – (01.2009–04.2014 гг.), ветвь спада – (10.2014–12.2019 гг.). Этот цикл имел два пика максимума СА. Основному пику в апреле 2014 г. на фазе роста предшествовал пик пониже, в январе 2012 г.

При описании цикла солнечной активности в фотосфере и нижележащих слоях Солнца выделяют две топологически различные системы солнечных магнитных полей (СМП). Это тороидальная система, включающая активные области (AR), пятна, вспышки, корональные выбросы массы, средне- и низкоширотные униполярные магнитные области и т.д., и полоидальная система – вы-

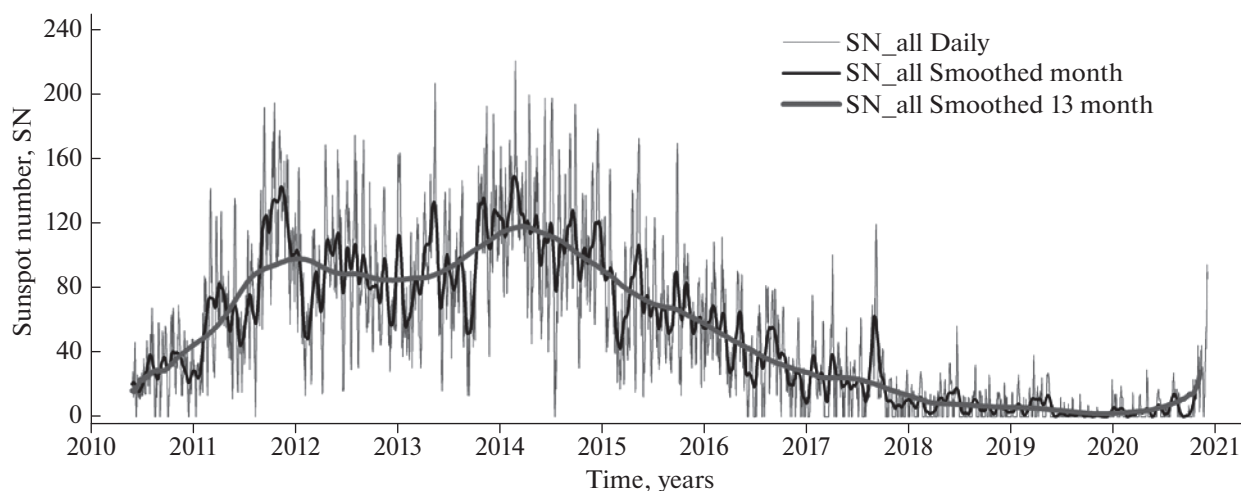


Рис. 1. Изменение индекса числа солнечных пятен (Sunspot number, SN) в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. построено по источнику (<https://solarmonitor.org/index.php>). Тонкая серая кривая (SN_all Daily) – ежедневные исходные данные. Сглаженные данные: за месяц – черная (SN_all Smoothed month), за 13 месяцев – толстая серая кривая (SN_all Smoothed 13 month). По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

сокоширотные магнитные поля, полярные корональные дыры, зональные униполярные магнитные области и т.д. [Бруцек и Дюрран, 1980; Mackay and Yeates, 2012]. Эти две системы связаны между собой полем движения солнечной плазмы, а именно, ее дифференциальным вращением, конвекцией и т.д. [Вайнштейн и др., 1980; Charbonneau, 2010]. Свойства этих двух систем СМП существенно различаются [Kraiev, 2019]. Магнитные поля солнечных пятен в основном можно представить, как биполярные структуры с размерами, существенно меньшими радиуса Солнца на уровне фотосферы, и максимальной напряженностью порядка нескольких килогаусс. Системы магнитных полей корональных дыр имеют большие размеры (для высокоширотных – больше радиуса Солнца), небольшую среднюю напряженность $\approx 1\text{--}10$ Гс и являются униполярными. Эти две системы СМП развиваются в противофазе, т.е., когда число и суммарная площадь солнечных пятен с периодом ~ 11 лет достигают максимума, площадь полярных корональных дыр минимальна, а напряженность высокоширотных магнитных полей меняет знак. И наоборот, когда площадь корональных дыр достигает максимума, число и площадь пятен близки к нулю, а полярность ведущих и ведомых пятен биполярных структур, связанная со знаком подфотосферных полей, меняет знак. Обе системы СМП необходимы для понимания цикличности солнечной активности в рамках теории динамо [Charbonneau, 2010].

Корональные дыры (coronal holes, CHs) – неотъемлемая часть цикла СА, поскольку они представляют открытое магнитное поле Солнца. Эволюция CHs тесно связана с эволюцией крупномасштабных магнитных полей Солнца. Коро-

нальные дыры являются отражением глобальных, внутренних процессов на Солнце. Исследуя динамику CHs, в частности их площади, можно судить о динамике Солнца, о том, как прогрессирует цикл.

Цель настоящей работы – анализ циклических вариаций ежедневных суммарных площадей CHs (ежедневные суммарные площади корональных дыр, далее Sch, или площади CHs) и их локализации на Солнце в исследуемый период. Нам важно также было понять, имеются ли различия в площадях, занятых CHs в северном (N) и южном (S) полушариях, и выявить особенности поведения полярных и неполярных CHs в разных фазах 24-го цикла.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ, МЕТОДЫ И СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В данной работе исследуются временные вариации площадей CHs 24-го и начала фазы минимума 24–25-го циклов. Наше исследование базируется на данных наблюдений, полученных инструментом Atmospheric Imaging Assembly (AIA) [Lemen et al., 2012] в линии железа Fe XII 19.3 нм на борту космического аппарата (КА) Solar Dynamics Observatory (SDO) с 13.05.2010 по 31.12.2020 гг. (<https://solarmonitor.org/index.php>).

Для локализации CHs и определения их площадей мы воспользовались базой Гелиофизических событий HEK – Heliophysics Event Knowledgebase [Hurlbert et al., 2012]. Инструментом для извлечения информации о CHs послужил комплекс процедур SPoCA – Spatial Possibilistic Clustering Algorithm, подробно описанный в работах [Barra et al., 2009; Verbeeck et al., 2014]. SPoCA-

Таблица 1. Данные о количестве корональных дыр, зарегистрированных в период 13.05.2010–31.12.2020 гг.

Год	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	Всего
Дни	233	364	366	365	365	365	357	365	365	365	366	3876
CHs N-hem	418	539	1072	1333	1174	887	887	806	740	577	536	8974
CHs S-hem	387	724	1189	1055	1041	855	707	685	628	597	545	8413
CHs N_S_eq	23	107	270	190	117	174	96	106	78	17	0	1178
CHs N_pol	190	229	230	198	299	251	411	452	485	495	478	3718
CHs S_pol	267	409	375	171	291	397	364	425	437	506	501	4143
CHs N_nonpol	228	310	842	1135	875	636	476	354	255	82	58	5251
CHs S_nonpol	120	315	814	884	750	458	343	260	191	91	44	4270
Всего CHs	805	1263	2261	2388	2215	1742	1594	1491	1368	1174	1081	17382

Примечание. В верхней строке таблицы (Год) перечислены года исследуемого периода. Вторая строка (Дни) – число дней наблюдений CHs, которые анализировались в каждом году. Ниже представлена ежегодная информация по числу CHs для северной (CHs N-hem) и южной (CHs S-hem) полусфер, а также по числу CHs, пересекающих экватор (CHs N_S_eq). В следующих строках таблицы приведена ежегодная статистика по числу полярных (CHs N_pol, CHs S_pol) и неполярных CHs (CHs N_nonpol, CHs S_nonpol) для северной и южной полусфер, соответственно. Самая нижняя строка (Всего CHs) – суммарное за год количество CHs, зарегистрированных на всей видимой поверхности Солнца. Крайняя правая колонка (Всего) отражает суммарное количество соответствующих каждой строке величин за весь исследуемый период.

suite – это набор многоканальных алгоритмов нечеткой кластеризации, которые автоматически сегментируют солнечные изображения EUV в набор функций. Комплекс процедур SPoCA разделяет ARs, спокойное Солнце и CHs через минимизацию нечеткой внутриклассовой дисперсии. Он выполняет сегментацию до $0.99 R_{\odot}$, исключая структуры вне диска. Благодаря этим базам данных нами был получен массив ежедневных суммарных площадей CHs за исследуемый период. Единица измерения площади корональной дыры – Mm^2 .

В таблице 1 приведены статистические данные по обработке корональных дыр в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. В процессе исследования нами обработан достаточно большой наблюдательный материал: ~11 лет наблюдений CHs – это 3876 дней. Мы приняли, что площадь корональной дыры, пересекающей экватор, делится на две части, и каждая относится к соответствующей полусфере, в зависимости от ее местоположения. С учетом этого, в N-полусфере зарегистрировано 8974, а в S-полусфере – 8413 корональных дыр. За этот период было проанализировано всего 17382 CHs, из них 1178 CHs пересекали экватор. Мы рассматривали две группы CHs: полярные и неполярные, определение которых дано в параграфе 4. За исследуемый период в N-полусфере наблюдалось 3718 полярных и 5251 неполярная CHs, в S-полусфере – 4143 полярных и 4270 неполярных CHs, соответственно. Таблица показывает, что статистический объем представленного материала достаточно обширный и дает основания для изучения динамики разных типов CHs в течение цикла.

В результате обработки массива исходных данных, выделенных из изображений EUV методом SPoCA, мы получили временные вариации площадей CHs для всей видимой поверхности диска Солнца и отдельно для обеих полусфер (рис. 2).

3. ЭВОЛЮЦИЯ ПЛОЩАДЕЙ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ

Мы проанализировали динамику площадей всех корональных дыр отдельно для каждого полушария. Сглаженные за полгода площади CHs северного и южного полушарий, на фоне кривой хода пятенной активности 24-го цикла, показаны на рис. 3.

Видно, что на фазах роста и спада, а также в первом максимуме цикла идет доминирование площадей в S-полусфере, а в начале второго максимума (2014 г.) по площадям доминирует N-полусфера. На ветви спада, после марта 2016 г. и во втором минимуме амплитуды площадей CHs обеих полусферах становятся соизмеримы, и наблюдается ярко выраженный характер синусоидальных изменений площадей в противофазе. Природа этого эффекта носит искусственный характер. Этот геометрический эффект обсуждается ниже, в разделе 4.2.

4. ДВА ТИПА КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

Мы исследовали два типа CHs: полярные (CHs_pol) и изолированные, или неполярные (CHs_nonpol), [Bilenko and Tavastsherna, 2016]. Пример таких CHs приведен на рис. 4.

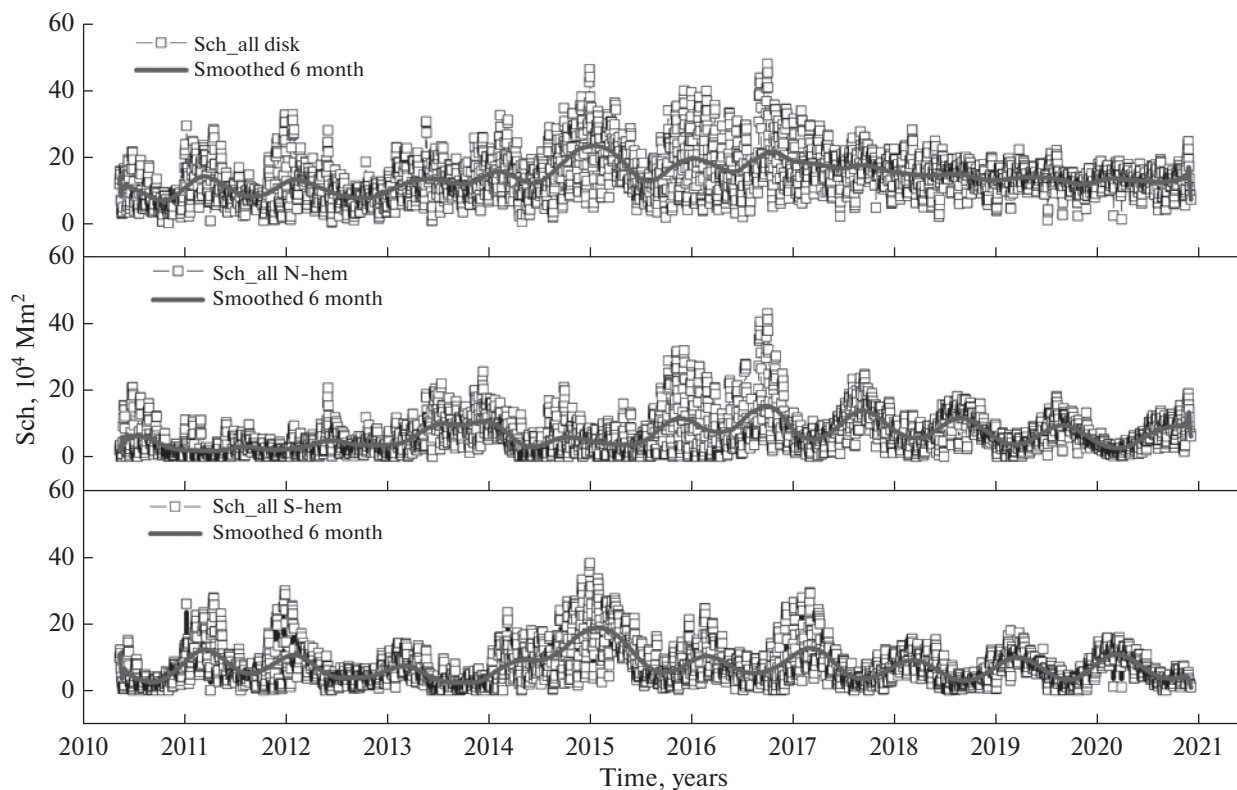


Рис. 2. Временные вариации ежедневных суммарных площадей всех корональных дыр в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. Верхняя панель – для всей видимой поверхности Солнца (Sch_all disk); средняя (Sch_all N-hem) и нижняя (Sch_all S-hem) – для северной и южной полушфер, соответственно. Для всех трех панелей: ось ординат (Sch) – суммарные площади корональных дыр; полые квадратики (Sch_all disk, Sch_all N-hem, Sch_all S-hem) – исходные, черные кривые (Smoothed 6 month) – сглаженные за полгода соответствующие данные. По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

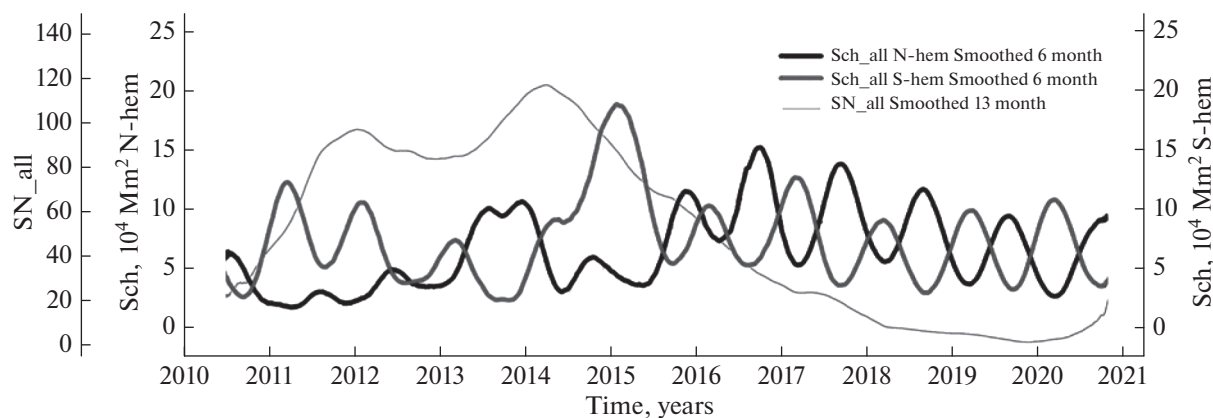


Рис. 3. Эволюция площадей корональных дыр двух полушарий в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. Черная (Sch_all N-hem Smoothed 6 month) и серая (Sch_all S-hem Smoothed 6 month) толстые кривые – сглаженные за полгода ежедневные суммарные площади всех корональных дыр северной и южной полушфер, соответственно. Тонкая серая кривая (SN_all Smoothed 13 month) – 13-месячные сглаженные числа солнечных пятен. По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

Первая группа – полярные СНs, которые расположены на солнечных полюсах (SPoCA 23064, 23027, 23717, 23632) и имеют продолжительность

жизни, сравнимую с продолжительностью жизни солнечного цикла. К этой категории также относятся расширения СНs, такие как “хобот слона”

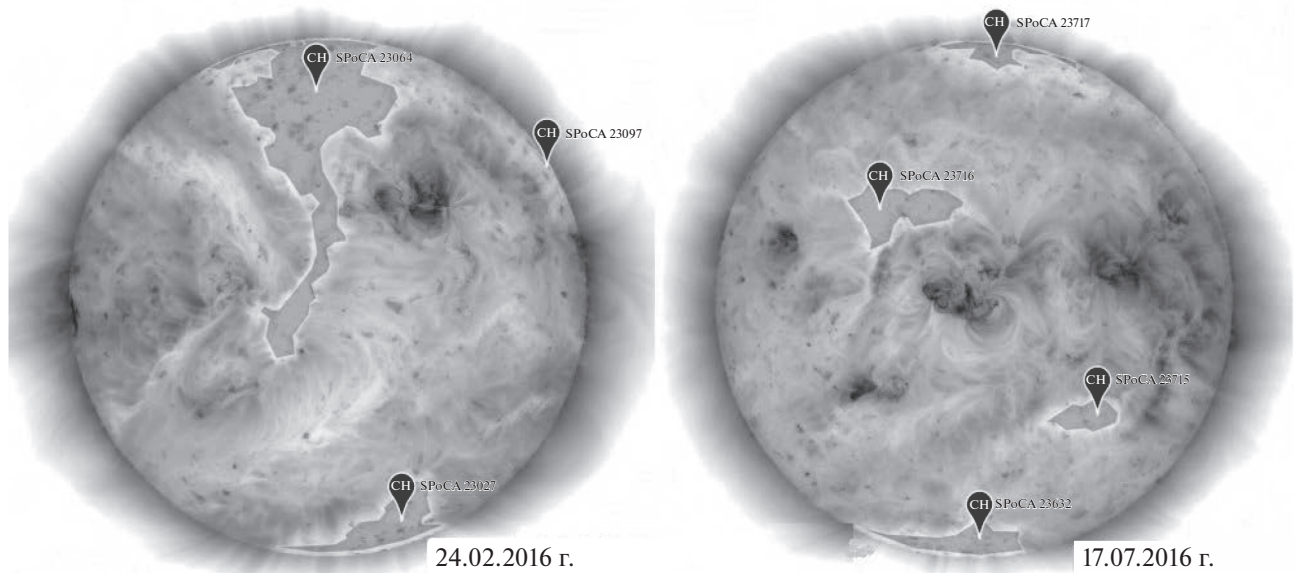


Рис. 4. Инvertированные изображения Солнца, полученные SDO/AIA 24.02.2016 и 17.07.2016 гг. в линии Fe XII 19.3 нм. Области на диске Солнца с пометкой CH – корональные дыры, выделенные из изображения EUV методом SPoCA. CHs с номерами SPoCA 23027, 23064, 23632, 23717 – полярные, SPoCA 23097, 23715, 23716 – неполярные. Темные образования на диске Солнца с пометкой AR – активные области.

(SPoCA 23064), которые иногда спускаются до средних и низких широт и даже переходят в противоположное полушарие.

Второй тип – это изолированные, или неполярные, CHs (SPoCA 23715, 23716, 23097), которые в основном ограничены низкими, средними, иногда и высокими широтами, но не связанные с полярными CHs. Они живут от нескольких дней до нескольких кэррингтоновских оборотов.

4.1. Динамика площадей двух типов корональных дыр в 24-м цикле

Временные изменения площадей полярных и неполярных CHs по всей видимой поверхности Солнца показаны на рис. 5 и рис. 6. Рисунок 5 – исходные и сглаженные за месяц данные по площадям полярных и неполярных CHs (верхняя и нижняя панели соответственно). На рисунке 6 – те же площади всех полярных и неполярных корональных дыр, но сглаженные уже за полгода, на фоне кривой пятенной активности.

На рисунке 6 видно, что максимумы площадей, занятых полярными CHs, приходится на фазы роста и спада, а в максимуме цикла SA преобладают площади неполярных CHs. Их максимум совпадает с максимумом цикла. Из этого графика следует: неполярные CHs связаны с пятенной активностью. Возможно, их происхождение и привязка к активным областям имеет физическую природу.

Важно также отметить, что после 2016 г. на фазе спада и второго минимума площади неполярных CHs существенно уменьшаются и повторяют ход числа солнечных пятен. Площади полярных CHs держатся на более-менее стабильном уровне. В работе [Andreeva and Malashchuk, 2020] нами было показано, что в данной фазе цикла площади полярных CHs вносят более ощутимый вклад, чем изолированные CHs (~80%), в общую площадь всех рассматриваемых CHs.

4.2. Вариации площадей корональных дыр двух типов в северной и южной полусферах

Мы также исследовали особенности поведения полярных и неполярных CHs в северной и южной полусферах (рис. 7 и рис. 8). На нижней панели рис. 7 четко видна асимметрия активности самого Солнца по распределению площадей полярных CHs в полушариях. Это хорошо просматривается на фазах роста, максимума и начала спада SA. В N-полушарии площади полярных CHs имели стабильно низкие значения, а в S-полушарии на фазе роста и спада площади CHs имели значительные амплитуды.

Квази-асинхронная цикличность изменения площадей полярных CHs по полушариям на фазе спада и второго минимума, обусловлена изменением угла наклона оси вращения Солнца со временем (B_0 – верхняя панель рис. 7). На этом графике угол B_0 меняется с точно таким же периодом, как площади полярных CHs.

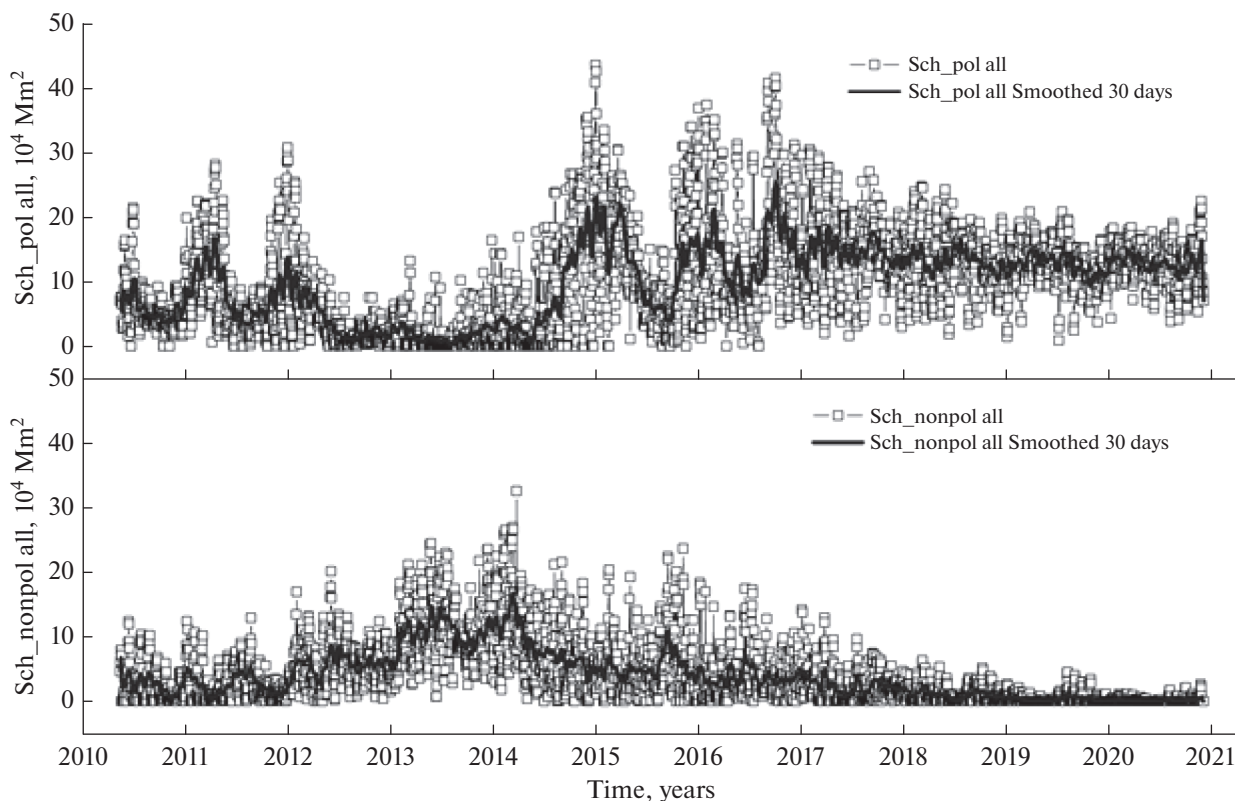


Рис. 5. Вариации площадей двух видов корональных дыр в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. На верхней панели (Sch_pol all) – ежедневные суммарные площади полярных, на нижней (Sch_nonpol all) – неполярных корональных дыр. Полые квадратики (Sch_pol all, Sch_nonpol all) – исходные, черные кривые (Sch_pol all Smoothed 30 days, Sch_nonpol all Smoothed 30 days) – сглаженные за месяц данные. По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

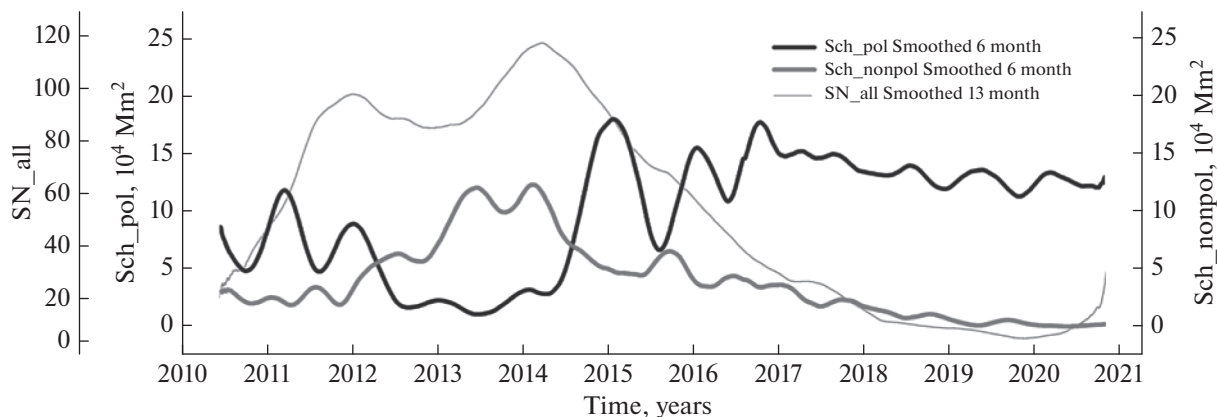


Рис. 6. Эволюция площадей полярных и неполярных корональных дыр в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. Толстые кривые: черная (Sch_pol Smoothed 6 month) и серая (Sch_nonpol Smoothed 6 month) – сглаженные за полгода ежедневные суммарные площади всех полярных и неполярных корональных дыр видимой поверхности диска Солнца. Тонкая серая кривая (SN_all Smoothed 13 month) – 13-месячные сглаженные числа солнечных пятен (SN_all) за тот же период. По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

Динамика изменения площадей неполярных СНs отражена на рис. 8. На графике видно, что изменение площадей неполярных СНs в обоих полушариях происходит синхронно с циклом.

По обеим полушариям мы видим согласие тренда площадей с общим ходом цикла. Как N-, так и S-полушария выявляет четкий максимум по площадям СНs в максимуме цикла активности и

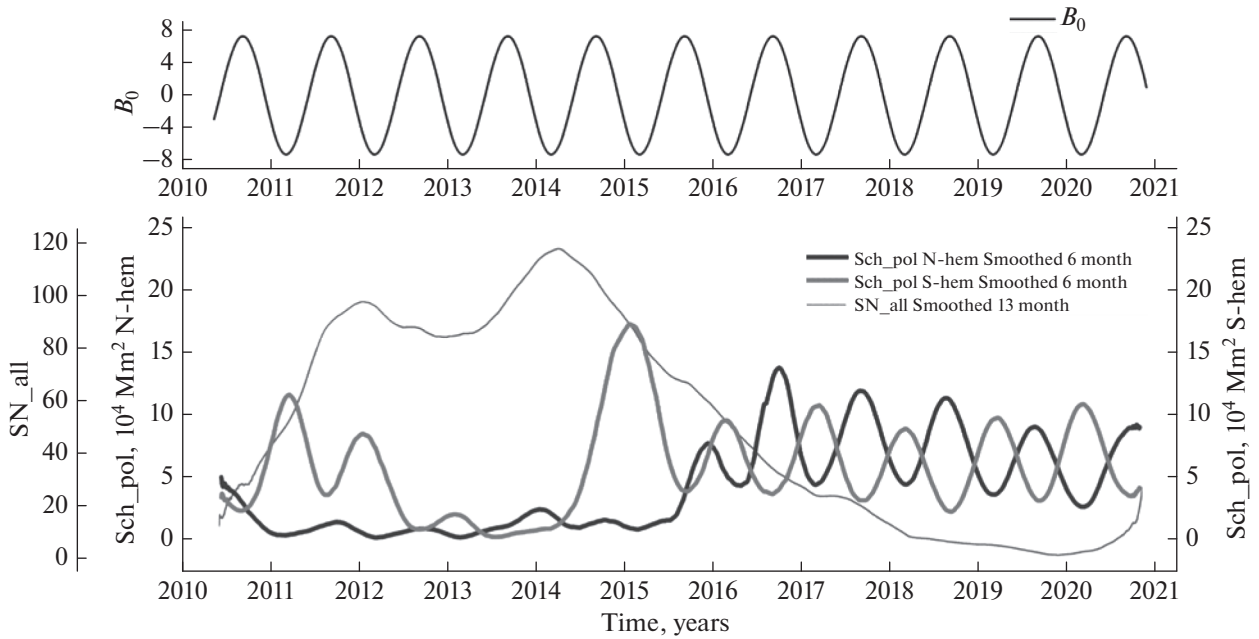


Рис. 7. Эволюция площадей полярных корональных дыр в двух полушариях в период 13.05.2010 – 31.12.2020 гг. Нижняя панель: черная (Sch_pol N-hem Smoothed 6 month) и серая (Sch_pol S-hem Smoothed 6 month) толстые кривые – сглаженные за полгода ежедневные суммарные площади полярных корональных дыр северной и южной полусфер соответственно. Тонкая серая кривая (SN_all Smoothed 13 month) – 13-месячные сглаженные числа солнечных пятен за тот же период. Верхняя панель: изменение угла наклона оси вращения Солнца, со временем (B_0). По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

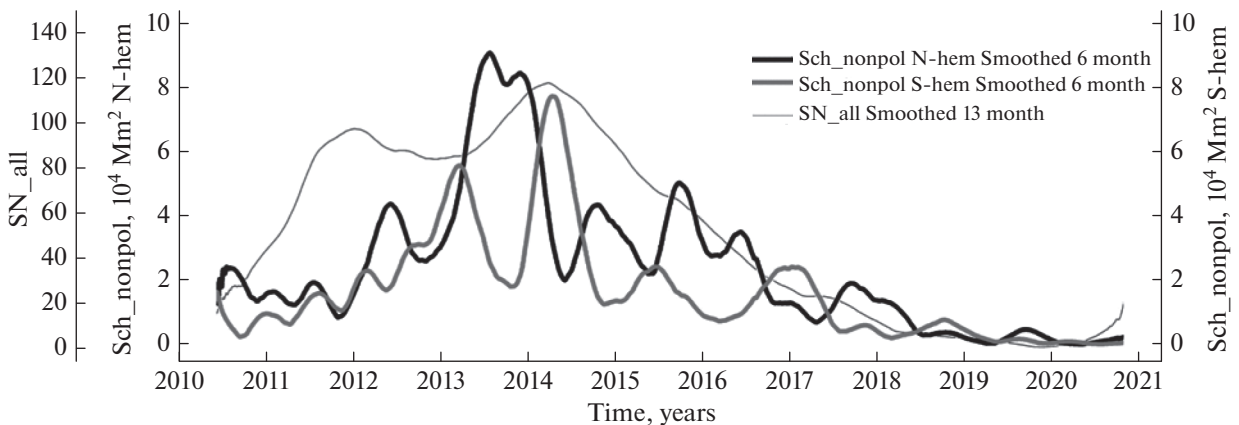


Рис. 8. Эволюция площадей неполярных корональных дыр в двух полушариях в период 13.05.2010–31.12.2020 гг. Толстые черная (Sch_nonpol N-hem Smoothed 6 month) и серая (Sch_nonpol S-hem Smoothed 6 month) кривые – сглаженные за полгода ежедневные суммарные площади неполярных корональных дыр северной и южной полусфер соответственно. Тонкая серая кривая (SN_all Smoothed 13 month) – 13-месячные сглаженные числа солнечных пятен за тот же период. По оси абсцисс отложено время в годах (Time, years).

плавный последующий спад. Максимум площадей неполярных СНs северного полушария на ~0.5 года предвещает максимум цикла по пятнам. Детали их различия можно будет объяснить, когда мы полностью изучим аналогичную статистику для пятен.

Таким образом, неполярные СНs повторяют солнечную активность, при этом так же, как и для пятен, наблюдается асимметрия полушарий: толстые черные и серые кривые на рис. 8 противофазные, особенно наглядно это выражено в период максимума.

Данные наблюдений площадей корональных дыр показывают, что на всех масштабах Солнца N- и S-полушария вели себя по-разному в 24-ом цикле.

5. ВЫВОДЫ

Исследована динамика площадей корональных дыр 24-го и минимума 24–25-го циклов. Разделение всех CHs рассматриваемого периода на полярные и неполярные показало следующее.

1. Ежедневная суммарная площадь полярных CHs увеличивается в минимумах СА и снижается в максимуме цикла. Это согласуется с общим представлением о полярных CHs как основном источнике дипольного магнитного поля Солнца [Ikhsanov and Ivanov, 1999; Hess Webber et al., 2014].

2. Наблюдается асимметрия площадей полярных CHs в N- и S-полусферах, которая требует дальнейших объяснений.

3. Площади неполярных CHs меняются квази-синхронно с пятенной активностью Солнца, что позволяет предположить наличие физической связи этих двух явлений.

4. По-видимому, природа МП полярных и неполярных CHs разная. Неполярные CHs, возможно, представляют собой очень высокие петли, замыкающиеся через корону на других областях Солнца, в то время как полярные CHs уходят далеко в гелиосферу.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/AIA были предоставлены центром Joint Science Operation Centre (JSOC). Авторы выражают благодарность команде проекта Heliophysics Event Knowledgebase (НЕК) за возможность доступа к базам данных CHs.

Мы также благодарим WDC-SILSO, Королевская обсерватория Бельгии, Брюссель, за возможность использовать данные о числах солнечных пятен.

Мы высоко ценим усилия анонимного рецензента, чьи комментарии и критика привели к улучшению рукописи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бруцек А., Дюрран Ш. Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов (ред.). М.: Мир. 254 с. 1980.
- Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука. 354 с. 1980.
- Ишков В.Н. Космическая погода и особенности развития текущего 24-го цикла солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 6. С. 785–800. 2018.
- Andreeva O.A., Malashchuk V.M. Sunspot activity and coronal holes during the declining phase of cycle 24 // Geomagn. Aeronomy. V. 60. № 8. P. 1093–1100. 2020.
- Barra V., Delouille V., Kretzschmar M., Hochedez J.-F. Fast and robust segmentation of solar EUV images: algorithm and results for solar cycle 23 // Astron. Astrophys. V. 505. P. 361–371. 2009.
- Bilenko I.A., Tavastsherna K.S. Coronal hole and solar global magnetic field evolution in 1976–2012 // Solar Phys. V. 291. P. 2329–2352. 2016.
- Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle // Living Rev. Sol. Phys. V. 7. id. 3. 2010. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2010-3>
- Ikhsanov R., Ivanov V. Properties of space and time distribution of solar coronal holes // Solar Phys. V. 188. P. 245–258. 1999.
- Ishkov V.N. The Current 24th cycle of solar activity in the minimum phase: preliminary results and features of development // Cosmic Res. V. 58. № 6. P. 436–443. 2020.
- Hess Webber S.A., Karna N., Pesnell W.D., Kirk M.S. Areas of polar coronal holes from 1996 through 2010 // Solar Phys. V. 289. № 11. P. 4047–4067. 2014.
- Hurlburt N., Cheung M., Schrijver C. et al. Heliophysics event knowledgebase for the Solar Dynamics Observatory (SDO) and beyond // Solar. Phys. V. 275. P. 67–78. 2012.
- Krainev M.B. Manifestations of two branches of solar activity in the heliosphere and GCR intensity // Solar-Terrestrial Physics. V. 5. № 4. P. 10–20. 2019.
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. V. 275. № 1. P. 17–40. 2012.
- Mackay D.H., Yeates A.R. The Sun's global photospheric and coronal magnetic fields: Observations and model // Living Rev. Sol. Phys. V. 9. № 6. 2012. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2012-6>
- Verbeecq C., Delouille V., Mampaey B., De Visscher R. The SPoCA-suite: software for extraction, characterization, and tracking of active regions and coronal holes on EUV images // Astron. Astrophys. V. 561. A29. 2014. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321243>

УДК 523.947

АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯРНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ НА СОЛНЦЕ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

© 2022 г. О. А. Голубчина*

Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории (СПбФ САО РАН),
г. Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: golubchina_olga@mail.ru

Поступила в редакцию 02.03.2021 г.

После доработки 28.03.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Приведен анализ результатов исследования полярной корональной дыры по данным наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на радиотелескопе РАТАН-600 в широком сантиметровом диапазоне длин волн $\lambda = (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7)$ см. Кратко изложены обстоятельства затмения, методика обработки данных наблюдений. Обсуждены распределения яркостных температур в полярной корональной дыре Солнца от лимба оптического диска Солнца до расстояний, равных двум его радиусам. Обнаружено резкое уменьшение интенсивности радиоизлучения полярной корональной дыры на длинах волн $\lambda \geq 6$ см вблизи солнечного лимба. Исследован факт отсутствия регистрации полярной корональной дыры на длинах волн $\lambda = (1.03, 1.38, 2.7)$ см с привлечением данных более ранних наблюдений спокойного Солнца на радиотелескопах БПР и РАТАН-600. Обсуждается обнаруженная в радиодиапазоне идентичность температурных свойств полярной и низкоширотных корональных дыр. В дискуссии представлен обзор некоторых результатов исследования полярной корональной дыры Солнца по наблюдениям на радиотелескопах БПР, РАТАН-600, РТ-22 (КРАО), NoRH и других радиотелескопах с использованием данных (EUV SOHO/EIT) и данных теоретических работ.

DOI: 10.31857/S0016794022010096

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (КД) на Солнце являются важными и интересными образованиями солнечной атмосферы. Waldmeier [1956] в 1956–1957 гг. на коронографе Цюрихской обсерватории в зеленой линии 5303 Å впервые наблюдал КД за лимбом Солнца, как наименее интенсивное и долгоживущее образование. КД характеризуются как области пониженной температуры и плотности атмосферы Солнца. Это униполярные области с открытой конфигурацией магнитного поля. Полярные корональные дыры всегда видны на полюсах Солнца в периоды минимальной солнечной активности, так как в это время преобладает вращательно ориентированная дипольная компонента магнитного поля. КД могут присутствовать и в низких широтах Солнца. В этом случае линии открытого магнитного поля организуют КД либо случайными конвективными движениями в фотосфере, либо пересоединением силовых линий открытого магнитного поля с замкнутыми силовыми линиями [Fisk and Schwadron, 2001]. Низкая плотность в КД объяснена в работе [Abramenko et al., 2006]: скорость всплытия нового маг-

нитного потока в виде “эфемерных” биполей в КД в 2 раза меньше, чем в соседних областях спокойного Солнца. Вынос потока заряженных частиц из КД и низкая скорость всплытия новых магнитных биполей может объяснить низкую плотность частиц в КД Солнца. Интерес к КД вызван тем, что КД – это источник высокоскоростных потоков солнечной плазмы – солнечного ветра, который является источником геомагнитных возмущений. КД проявляются по-разному в различных диапазонах длин волн.

1. В ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне (0.25–4 кэВ) области, отождествленные с корональными дырами, наблюдаются как наиболее темные участки атмосферы Солнца, т.е. как места с пониженной плотностью и температурой [Cranmer, 2009].

2. В линии He I 10830 Å области, отождествленные с КД, являются областями с повышенной яркостью [Harvey et al., 1975; Обридко и Соловьёв, 2011].

3. В полярных областях Солнца в период минимума солнечной активности в миллиметровом

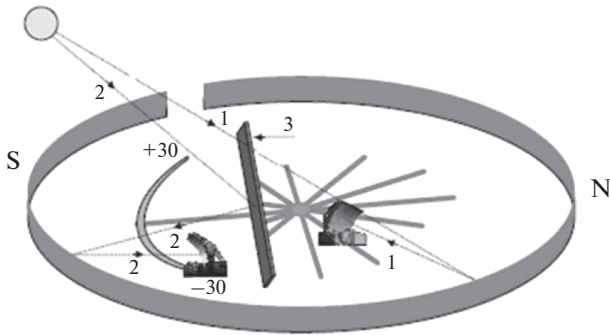


Рис. 1. Схема хода луча Солнца при наблюдении солнечного затмения 29.03.2006 г. при наблюдении методом “Эстафеты” на северо-восточном секторе (1) и в штатном режиме наблюдений на южном секторе с перископом (2) РАТАН-600.

диапазоне длин волн, как правило, наблюдалось повышение интенсивности радиоизлучения (редко понижение интенсивности излучения) [Pohjolainen, 2000; Riehoainen et al., 2001].

4. В сантиметровом диапазоне длин волн КД наблюдаются на Солнце как области пониженной интенсивности на $\lambda > 5$ см [Vogovik et al., 1990].

5. В радиодиапазоне на метровых и дециметровых волнах (Nancay Radioheliograph: $\lambda = 3, 6, 10$ м; Clark Lake Radioheliograph: $\lambda = 4, 6, 96$ м; Culgoora: $\lambda = 1.88, 3.75$ м) КД – области пониженной интенсивности [Dulk and Sheridan, 1974; Shibasaki et al., 2011].

6. В дециметровом диапазоне длин волн области КД проявляют как повышенную интенсивность радиоизлучения, так и пониженную. Неопределенность связана с неопределенностью отождествления наблюдаемой области на Солнце из-за влияния сильной радиорефракции [Lantos and Avignon, 1975].

2. НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29.03.2006 г. НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

Наблюдение максимальной фазы (0.998) солнечного затмения 29 марта 2006 г. выполнено в режиме “Эстафеты” на северо-восточном секторе радиотелескопа РАТАН-600 (рис. 1) [Golubchina and Golubchin, 1981]. Радиотелескоп РАТАН-600 имеет ножевую диаграмму направленности антенны (рис. 2). Центр диаграммы направленности антенны (ДНА) был смещен по высоте относительно центра оптического диска Солнца на +15 угловых минут, поэтому центральная часть ДНА располагалась в северной полярной зоне, где находилась полярная корональная дыра. Это позволило наблюдать полярную КД и определить физические характеристики слабого излучения полярной КД над Северным полюсом Солнца.

Пространственное разрешение телескопа (ДНА) РАТАН-600 составляет минуты дуги: $\lambda = (1.03, 30.7)$ см; $(\rho_h \times \rho_v) \arcsin \min = (0.4 \times 17.3), (13.4 \times 84.4)$, где λ – длина волны наблюдения, угловые размеры горизонтальной (ρ_h) и вертикальной (ρ_v) диаграммы направленности антенны РАТАН-600 [Golubchina, 2017]. Задачей наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 г. методом “Эстафеты” на РАТАН-600 было определение распределений яркостных температур полярной корональной дыры на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн. Эта задача выполнялась путем сравнения реальных наблюдений и полуэмпирических моделей Солнца (Луны). Основными процедурами моделирования являлись: задание моделей Солнца и Луны в виде систем концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри каждого кольца и вычисление антенных температур $T_a(\varphi_0)$ из уравнения антенного сглаживания. Математическая модель Солнца (Луны) задавалась как сферически симметричная модель, состоящая из концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри них. Яркостные температуры колец задавались различными способами: либо методом проб и ошибок, либо принимались значения, взятые из литературных данных [Железняков, 1964; Соболев, 1967]. Антенные температуры модели Солнца и Луны (T_a^C, T_a^L) вычисляются согласно полученным яркостным температурам Солнца и Луны (T_b^C, T_b^L), используя уравнения антенного сглаживания вертикальной диаграммой направленности антенны (ДНА):

$$T_a(\varphi_0) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} T_b(\varphi) A(\varphi - \varphi_0) d\varphi. \quad (1)$$

Примечание. $T_a(\varphi_0)$ – антенная температура наблюдаемого источника; $T_b(\varphi)$ – распределение яркостной температуры по источнику; $A(\varphi - \varphi_0)$ – вертикальная диаграмма направленности антенны; $(\varphi - \varphi_0)$ – угол отклонения от центра ДНА; φ_1, φ_2 – пределы интегрирования по ДНА [Golubchina et al., 2011].

Степень совпадения моделированных распределений антенной температуры по Солнцу и Луне с реальной записью радиоизлучения Солнца и Луны во время наблюдения максимальной фазы солнечного затмения является оценкой качества модели (рис. 3а–3в) [Golubchina and Korzhavin, 2013].

Данные наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 позволили получить распределение яркостных температур над Северным полюсом Солнца в пределах полярной корональной дыры. Наблюдения выполнены в широком диапазоне сантиметровых длин волн

3. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ и обсуждение приведенных результатов исследования полярной корональной дыры проводились путем сравнения их яркостных температур с яркостными температурами спокойного Солнца и крупных низкоширотных корональных дыр, полученными в стандартном режиме наблюдений на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 в годы спокойного Солнца (1973–1976 гг.; 1984–1987 гг.), а также с привлечением опубликованных данных других авторов.

Распределение яркостных температур над Северным полюсом Солнца в пределах полярной корональной дыры на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн получено впервые на РАТАН-600 (рис. 4). Зарегистрировано уменьшение яркостных температур радиоизлучения полярной корональной дыры вблизи солнечного лимба на сантиметровых длинах волн $\lambda \geq 6$ см [Golubchina and Korzhavin, 2013]. Резкое падение яркостной температуры отчетливо проявляется на $\lambda = 13$ см в интервале расстояний от лимба оптического диска Солнца (1.005–1.03) R_s : $\lambda = 13$ см – $T_b = 45 \times 10^3$ К на расстоянии $R_s = 1.005$; $T_b = 10^4$ К на расстоянии $R_s = 1.03$. Значительное падение яркостной температуры вблизи лимба Солнца указывает на то, что полярная КД уверенно регистрируется на волнах 13 см, 30.7 см. Аналогичные результаты исследования среднеширотных и низкоширотных КД в годы минимальной солнечной активности были получены на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 на волнах $\lambda > 5$ см [Borovik et al., 1990]. Яркостные температуры обсуждаемой полярной КД и яркостные температуры спокойного Солнца по данным наблюдений на близких длинах волн, полученные также в годы минимальной солнечной активности [Borovik et al.,

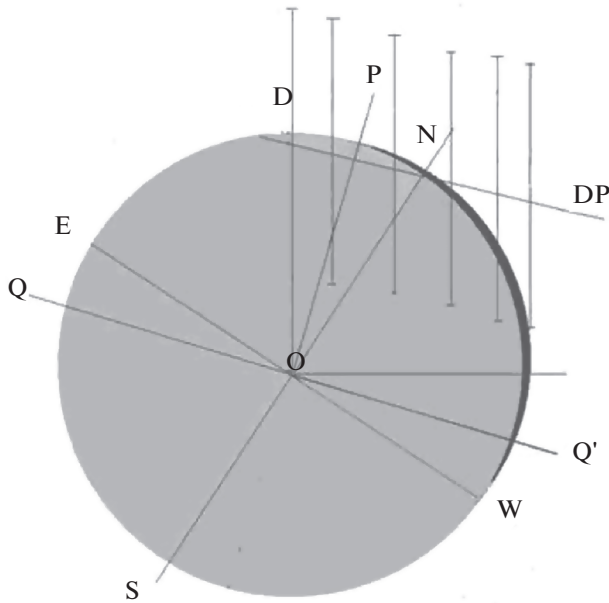


Рис. 2. Проекция небесных осей на солнечный диск: (EW) и (NS) – восточно-западное и северо-южное направления солнечного диска; (QQ') – проекция небесного экватора; OP – направление на Северный полюс мира. OD – направление диаграммы направленности радиотелескопа РАТАН-600; DP – суточная параллель; черная часть круга – это открытая часть Солнца на момент максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. Отрезки вертикальных прямых показывают положение ножевой ДНА относительно оптического центра Солнца на разные моменты времени при наблюдении на северо-восточном секторе РАТАН-600.

($\lambda = 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7$ см) на интервале расстояний $\sim(1.005-2.0)$ R_s от центра оптического диска Солнца (R_s – радиус оптического диска Солнца).

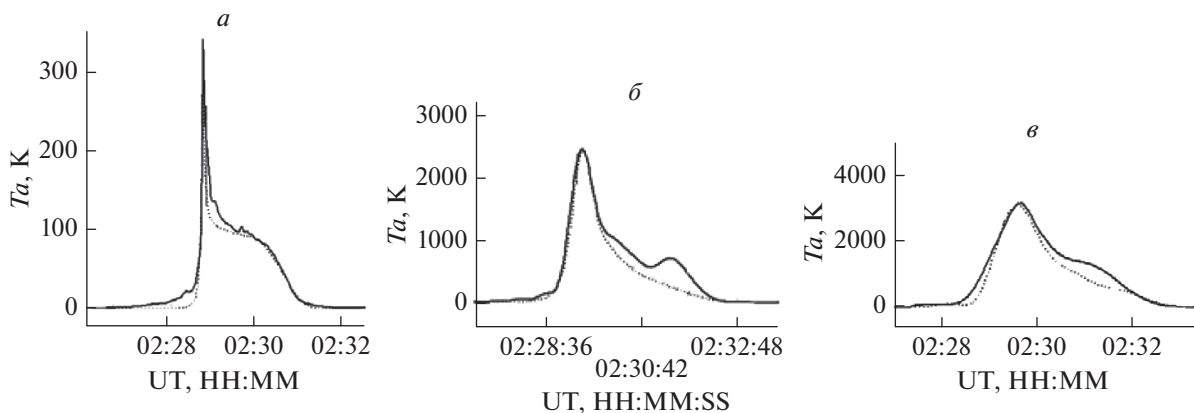


Рис. 3. Модельные (пунктирная линия) и полученные из наблюдений затмения (сплошная линия) кривые радиоизлучения Солнца и Луны на волнах: (1.03, 13.0, 30.7) см, (а, б, в). Превышение сигнала радиоизлучения Солнца справа на записи сигнала во время солнечного затмения над модельной кривой обусловлено радиоизлучением протуберанцев и восходящей группы пятен.

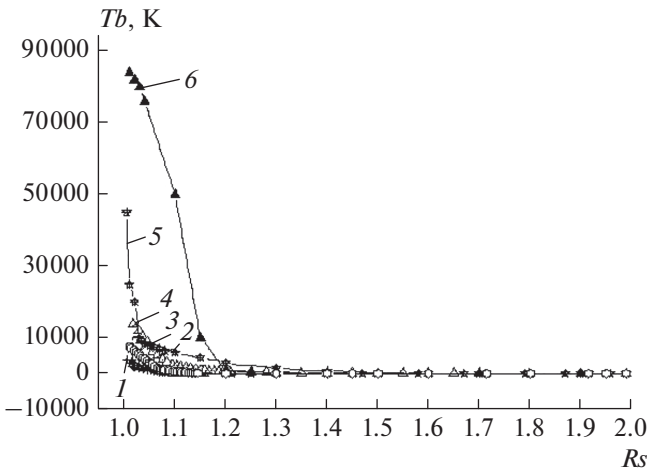


Рис. 4. Распределение яркостной температуры (T_b) с расстоянием от центра оптического диска Солнца (R_s) в полярной корональной области Солнца на волнах: 1 – 1.03 см; 2 – 1.38 см; 3 – 2.7 см; 4 – 6.2 см; 5 – 13.0 см; 6 – 30.7 см. R_s – радиус оптического диска Солнца [Golubchina and Korzhavin, 2013].

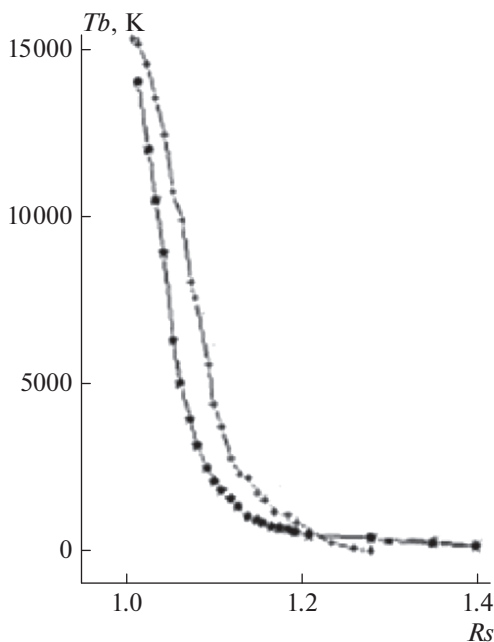


Рис. 5. Распределение яркостной температуры в солнечной короне на интервале расстояний (1–1.4) R_s . Здесь (★) обозначает значения яркостных температур (T_b) полярной корональной дыры, которые были обнаружены при наблюдении солнечного затмения 29.03.2006 г. на $\lambda = 6.2$ см; (+) обозначает значения (T_b), взятые из работы (Vogovik et al., 1990) для спокойного Солнца на близкой длине волны 4.0 см.

1990], приведены в табл. 1. Сравнение этих величин показало, что яркостные температуры (T_b) полярной корональной области над Северным полюсом Солнца ниже, чем (T_b), полученные в

соответствии с наблюдениями спокойного Солнца на близких длинах волн (табл. 1, рис. 5). Последнее также подтверждает существование полярной КД над Северным полюсом Солнца 29 марта 2006 г. на $\lambda \geq 6$ см.

При исследовании крупных низкоширотных КД на фоне спокойного Солнца в работе [Vogovik et al., 1990] было установлено, что КД не видны на коротких сантиметровых волнах $\lambda \leq 5$ см. Аналогичный вывод был получен согласно результатам исследования полярной КД (29.03.2006 г.) на РАТАН-600: полярная корональная дыра не видна на коротких сантиметровых длинах волн: $\lambda = 1.03, 1.38, 2.7$ см (рис. 4). Сравнение распределения яркостных температур полярной КД и спокойного Солнца на $\lambda = 2.7$ см [Golubchina and Korzhavin, 2013] также подтвердило тот факт, что на волне $\lambda = 2.7$ см полярная корональная дыра не видна (рис. 6).

Как было отмечено выше, механизм образования полярной КД отличается от организации КД вне полярных областей [Fisk and Schwadron, 2001]. Линии открытого магнитного поля организуют КД либо случайными конвективными движениями в фотосфере, либо пересоединением силовых линий открытого магнитного поля с замкнутыми силовыми линиями. Тем не менее, приведенные выше результаты исследований полярной КД и крупных низкоширотных КД на фоне спокойного Солнца в период минимальной солнечной активности показали идентичность температурных характеристик КД на близких волнах радиоизлучения, т.е. нет температурной зависимости от того, на какой широте расположена КД. Это означает, что температурные характеристики КД не зависят от способа организации корональных дыр на Солнце. В семидесятые-восьмидесятые годы XX века с развитием космических программ активизировались исследования Солнца в ультрафиолетовом диапазоне со спутников OSO-4 и в белом свете на коронографе спутника Skylab. В работах [Withbroe and Wang, 1972; Munro and Withbroe, 1972; Munro and Jackson, 1977] в ультрафиолетовом диапазоне и в белом свете была отмечена идентичность физических условий в экваториальных и полярных КД. Приведенные выше результаты исследований радиоизлучения полярной и низкоширотных КД на РАТАН-600 выявили такое же свойство КД в микроволновом радиодиапазоне (таблица) [Golubchina, 2017].

4. ДИСКУССИЯ

В многочисленных работах, связанных с исследованием микроволнового излучения КД на Солнце, отмечается, что КД на коротких волнах сантиметрового диапазона не видны. Возможная причина этого явления, а также проблема усиления микроволнового радиоизлучения полярных

корональных дыр на Солнце, изучались многими исследователями. Некоторые из этих работ попытаемся коротко напомнить и обсудить.

4.1. Полярные корональные дыры на Солнце в микроволновом диапазоне

Наблюдения полярных корональных дыр впервые были выполнены в КрАО на волнах 8.2 и 13.5 мм (1974–1977 гг.) на радиотелескопе РТ-22 и в Австралии на волне 3.5 мм (CSIRO) на параболоиде с диаметром 4 м [Babin et al., 1976; Dulk and Sheridan, 1974]. В КрАО наблюдения полярных КД были выполнены на широтах вплоть до $\varphi = 80^\circ$. На больших широтах наблюдения в радиодиапазоне невозможны из-за большого градиента температуры вблизи лимба Солнца. Обнаружено, что полярные КД – это области повышенной интенсивности радиоизлучения в миллиметровом диапазоне длин волн. Так, на $\lambda = 8.2$ мм превышение над уровнем спокойного Солнца $dT = 1500$ К, а на $\lambda = 13.5$ мм $dT = 2200$ К. Значения $dT = 240–560$ К, полученные согласно аналогичным измерениям, выполненным в Японии [Shimabukuro et al., 1975] на радиотелескопе диаметром 45 м на $\lambda = 8.3$ мм. На волне $\lambda = 3.1$ мм повышение интенсивности над уровнем спокойного Солнца не было обнаружено. Результаты наблюдений на 45-метровом радиотелескопе Нобеяма на волнах 8.3 мм и 3.1 мм (1984 г.) показали уярчение (3–7)% на $\lambda = 8.3$ мм вблизи полюсов на широтах $>65^\circ$ [Kosugi et al., 1986]. В этой работе было обращено внимание на усиление миллиметрового излучения полярной КД и усиления униполярного магнитного поля внутри КД.

4.2. Лимбовое и полярное уярчения

Наблюдения Солнца в оптическом диапазоне, ультрафиолетовом и рентгеновском излучении и в микроволновом радиодиапазоне позволили исследовать лимбовое уярчение солнечного излучения и усиление излучения полярных областей. Такие исследования нередко выполнялось при одновременном сопоставлении результатов наблюдений с разработанными моделями солнечной атмосферы. По данным наблюдений солнечного затмения 30.06.73 г. ($\lambda = 3.3$ мм) на радиотелескопе, диаметр которого равнялся ~ 1 м, пространственное разрешение – 14 угловым минутам, был сделан вывод, что на лимбе существуют неоднородные особенности, радиоизлучение которых усредняется ДНА [Shimabukuro et al., 1975].

Усиление интенсивности радиоизлучения полярной корональной дыры на коротких волнах активно исследовалось на радиогелиографе NoRH на $\lambda = 1.76$ см с привлечением данных магнитограмм, изображений ультрафиолетового излучения (EUV), полученных одновременно доплеров-

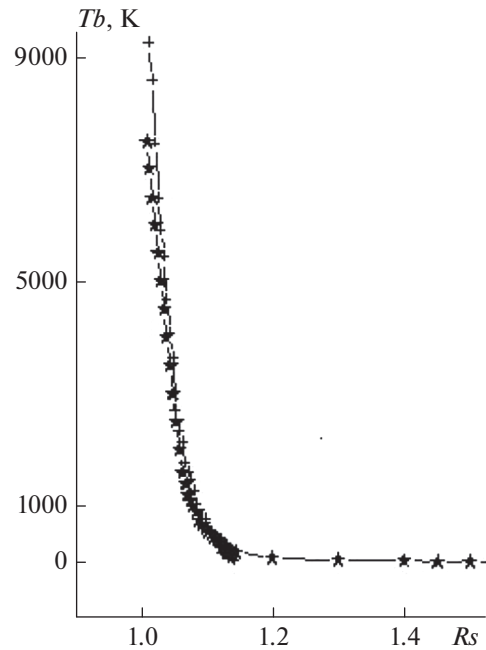


Рис. 6. Распределение яркостной температуры Солнца, полученной во время солнечного затмения 29 марта 2006 г. (★), и яркостной температуры спокойного Солнца (+) на $\lambda = 2.7$ см (Vorovik et al., 1990).

ским тепловизором Майкельсона, и изображений в экстремальном ультрафиолете (EUV SOHO/EIT). В результате исследования было установлено, что радиоусиление обусловлено “усиленными униполярными магнитными областями, лежащими в основе корональной дыры”. Структура микроволнового уярчения состоит из сглаженного компонента, “происходящего из внутренних ячеек сетки, и компактного компонента, связанного с сетевыми магнитными элементами”. Точечные источники обусловлены взаимодействием эле-

Таблица 1. Яркостные температуры (T_b , К) спокойного Солнца ($S1$), средние полуэмпирически согласованные модельные данные низкоширотной корональной дыры ($CH1$) на фоне спокойного Солнца и полярной корональной дыры ($CH2$) на близких длинах волн

КД	$\lambda^{(1)}$ (см); $T_b \times 10^3$ К			$\lambda^{(2)}$ (см); $T_b \times 10^3$ К		
	6	15	31.6	6.2	13	30.7
CH (1)	19.6	39	86	–	–	–
S (1)	24.7	63	174	–	–	–
CH (2)	–	–	–	14	45	84
R_s	–	–	–	1.017	1.005	1.01

Примечание. Здесь $\lambda^{(1)}$ – данные работы [Vorovik et al., 1990]; $\lambda^{(2)}$ – результаты наблюдения солнечного затмения 29 марта 2006 г. на РАТАН-600; R_s – расстояние точек измерения, ближайших к солнечному лимбу, от центра солнечного диска во время солнечного затмения.

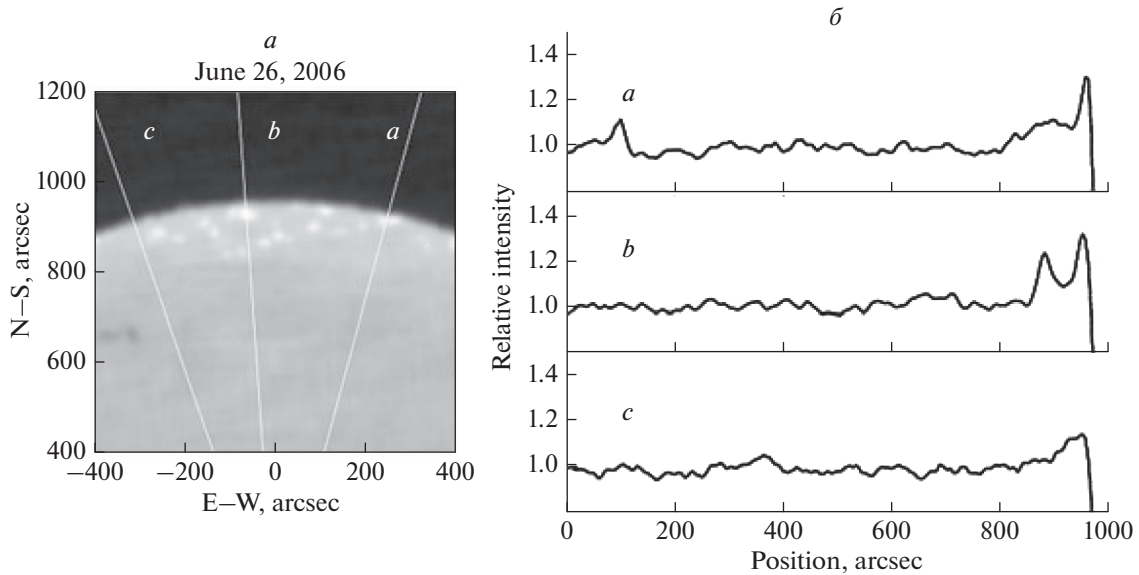


Рис. 7. Яркие участки (*a*) наблюдаются около Северного полюса Солнца в течение минимума солнечной активности на 17 ГГц (NoRH наблюдения). Белые линии представляют три скана на карте, профили которых показаны справа (*б*). Скан (*a*) проходит один яркий участок, скан (*b*) – через два участка, и скан (*c*) показывает только фоновое уярчение лимба [Selhorst et al., 2010].

ментов разной полярности. Они видны в корональных линиях EUV, а также в EIT 304 Å, но не видны на микроволнах [Gopalswamy et al., 1999].

Результаты исследований наблюдений на $\lambda = 1.76$ см на радиогелиографе Нобеяма (NoRH) также представлены в работе [Selhorst et al., 2003]. Было обнаружено, что уярчение вблизи лимба на полюсах в период минимума солнечной активности ~25%, вблизи экватора ~15%, в промежуточных областях ~10%. Уярчение на полюсах на $\lambda = 1.76$ см связано с факелами. Установлено, что усиленное радиоизлучение на $\lambda = 1.76$ см неоднородно с яркими пятнами вблизи лимба. Чтобы понять причину усиления радиоизлучения вблизи полюсов на $\lambda = 1.76$ см, было рассмотрено несколько модификаций атмосферной модели SSC с введением спикул, расположенных случайным образом, а также с введением спикул и небольших областей без спикул (межспикульные дыры), которые на картах наблюдений на $\lambda = 1.76$ см видны как яркие пятна в районе полюса [Selhorst et al., 2005]. Яркостные температуры этих полярных пятен могут быть на 40% выше яркостной температуры спокойного Солнца. Межспикульные дыры расположены над полярными факелами. Яркие полярные пятна, наблюдаемые на $\lambda = 1.76$ см, расположены близко к областям полярных факелов. Эти модели хорошо согласуются с результатами наблюдений полярных уярчений на $\lambda = 1.76$ см (рис. 7*a*, 7*б*).

Спикулы являются хромосферными структурами. Они наблюдаются в H α . Основание спикул определяется на высоте 1000 км над фотосферой.

Спикулы покрывают от 1% до 10% солнечной поверхности. Спикулы достигают высоты более 3000 км над поверхностью Солнца. Они присутствуют в областях солнечной атмосферы, где производится радиоизлучение на 17 ГГц (1.76 см). Для понимания усиления радиоизлучения полярных корональных дыр на коротких волнах необходимо принимать во внимание наличие спикул и межспикульных дыр.

Исследования полярных корональных дыр были выполнены в Финляндии (Metsahovi Radio Observatory) с помощью радиотелескопа диаметром 14 м на волнах 8, 3.4, 3.5 мм. Одновременно были выполнены наблюдения в белом свете в Кисловодске, а также наблюдения в ультрафиолете (EUV SOHO/EIT) и в мягком рентгене (0.25–4 кэВ). Усиление интенсивности радиоизлучения полярных КД может быть связано с появлением полярных факелов, плюмов, ярких точек и сильных магнитных потоков. Иногда осветление в КД необъяснимо [Pohjolainen, 2000; Riehoakainen et al., 2001]. Полярные факелы могут находиться вблизи границ КД. Области повышенного радиоизлучения в общем совпадают с темными поверхностями в EUV (SOHO/EIT).

Радиоизлучение Солнца на $\lambda = 1.76$ см формируется в верхней хромосфере, а излучение экстремальных ультрафиолетовых (EUV) линий 304 Å и 171 Å выходит из переходной области и короны. В работах [Oliveira e Silva et al., 2016; Selhorst et al., 2003] сделан вывод, что наличие ярких пятен, тесно связанных с присутствием интенсивных униполярных магнитных областей, лежащих в основе

корональных дыр, является источником усиления радиоизлучения на $\lambda = 1.76$ см. В работе [Shibasaki, 2013] автор предположил, что истечение нагретой атмосферы, вытекающей вдоль униполярного магнитного поля открытой конфигурации, является причиной уярчения полярной корональной дыры.

В работе [Wang et al., 2007] проведен анализ сложной лучеобразной структуры короны Солнца в белом свете по данным наблюдений фотографий солнечного затмения 29.03.2006 г. в белом свете и изображений, полученных с SOHO. Сделан вывод, что существуют 3 категории линейных особенностей солнечной короны в белом свете: “полярные и низкоширотные плюмы, которые лежат над маленькими магнитными диполями внутри корональных дыр; шлемовидные стримеры, которые лежат над большими аркадами петель и разделяют корональные дыры противоположной полярности; псевдостримерные лучи, которые лежат над двойными петельными аркадами и разделяют корональные дыры той же самой полярности”. Во время солнечного затмения 29.03.2006 г. в полярной области солнечной короны в белом свете наблюдался необычайно яркий плюм [Pasachoff et al., 2007]. По-видимому, все эти структуры также могут быть причиной усиления радиоизлучения полярных корональных дыр на коротких волнах.

5. ВЫВОДЫ

Сформулируем кратко результаты наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600.

1. Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 позволило впервые определить распределение яркостных температур над Северным полюсом Солнца в пределах полярной корональной дыры на Солнце в широком диапазоне сантиметровых длин волн ($\lambda = 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7$ см) на интервале расстояний ($\sim 1.005 - 2.0$) R_s от центра оптического диска Солнца и определить некоторые температурные характеристики радиоизлучения на этих волнах.

2. Обнаружено резкое уменьшение яркостных температур радиоизлучения полярной корональной дыры на длинах волн $\lambda \geq 6$ см вблизи солнечного лимба, что подтвердило реальную регистрацию полярной корональной дыры над Северным полюсом Солнца.

3. Полярная корональная дыра не видна на коротких сантиметровых длинах волн $\lambda = (1.03, 1.38, 2.7)$ см.

4. Совпадение яркостных температур полярной корональной дыры и больших низкоширотных корональных дыр на фоне спокойного Солнца на близких длинах волн сантиметрового радиоизлучения Солнца свидетельствует об идентично-

сти температурных свойств полярной КД и низкоширотных КД независимо от их расположения на Солнце и, следовательно, от механизма их организации в период минимума солнечной активности.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность группе радиоинженеров РАТАН-600, обеспечившей успешное наблюдение на прецизионной радиотехнической аппаратуре: Н.А. Нижельскому, Г.Н. Жеканису, П.Г. Цыбулеву, Н.Н. Бурсову.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН в части “Проведение Фундаментальных научных исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 558 с. 1964.
- Обридко В.Н., Соловьёв А.А. Магнитогидростатическая модель корональной дыры // Астрон. журн. Т. 88. № 12. С. 1238–1248. 2011.
- Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 528 с. 1967.
- Abramenko V.I., Fisk L.A., Yurchyshyn V.B. The rate of emergence of magnetic dipoles in coronal holes and adjacent quiet – sun regions // Astrophys. J. V. 641. L65–L68. 2006.
- Babin A.N., Gopasiuk S., Efanov V.A. et al. Enhancement of magnetic fields, radio brightness at mm-wavelengths and H-alpha activity at the polar regions of the Sun // Krymskaia Astrofizicheskaia Observatoriia, Izvestiia. V. 55. P. 3–13. 1976. (In Russian)
- Borovik V.N., Kurbanov M.S., Livshits M.A., Ryabov B.I. Coronal holes on the background of the quiet sun – Analysis of RATAN-600 observations in the 2–32-cm range // Soviet Astronomy. V. 34. P. 522–534. 1990.
- Cranmer S.R. Coronal Holes // Living Reviews in Solar Physics. V. 6. № 1. P. 3–66. 2009.
- Dulk G.A., Sheridan K.V. The structure of the middle corona from observations at 80 and 60 MHz // Solar Phys. V. 36. P. 191–202. 1974.
- Fisk L.A., Schwadron N.A. The behavior of the open magnetic field of the Sun // Astrophys. J. V. 560. P. 425–438. 2001.
- Golubchina O.A., Golubchin G.S. The Relay – Race Method // Astrofiz. Issled. Izv. Spets. Astrofiz. Obs. V. 14. P. 125–131. 1981.
- Golubchina O.A., Korzhavin A.N., Tokhchukova S. Brightness temperature distribution in solar corona based on RATAN-600 observations of the maximum phase of the March 29, 2006 solar eclipse // Astrophys. Bull. V. 66. № 4. P. 488–495. 2011.
- Golubchina O.A., Korzhavin A.N. Distribution of centimeter-wave brightness temperature of solar polar region // Astrophys. Bull. V. 68. № 2. P. 219–225. 2013.

- *Golubchina O.A.* Manifestation of the identity of brightness temperatures of the polar coronal hole and low-latitude zonal holes in the centimeter wave range // *Geomagn. Aeron.* V. 57. № 8. P. 964–967. 2017.
- *Gopalswamy N., Shibasaki K., Thompson J., DeForest C.* Microwave enhancement and variability in the elephant's trunk coronal hole: Comparison with SOHO observations // *J. Geophys. Res.* V. 104. N A5. P. 9767–9779. 1999.
- *Harvey J., Krieger A.S., Davis J.M., Timothy A.F., Valana G.S.* Comparison of Skylab X-ray and ground-based Helium observations // *The Bulletin of the American Astronomical Society (BAAS)*. V. 7. P. 358. 1975.
- *Kosugi T., Ishiguro Masato, Shibasaki Rioto.* Polar-cap and coronal-hole-associated brightenings of the Sun at millimeter wavelengths // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. V. 38. P. 1–11. 1986.
- *Lantos P., Avignon Y.* The metric quiet sun during two cycles of activity and the nature of the coronal holes // *Astron. Astrophys.* V. 41. P. 137–142. 1975.
- *Munro R., Withbroe G.* Properties of a coronal “hole” derived from extreme – ultraviolet observations // *Astrophys. J.* V. 176. P. 511–520. 1972.
- *Munro R.H., Jackson B.V.* Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 Rs // *Astrophys. J.* V. 213. P. 874–886. 1977.
- *Oliveira e Silva A.J., Selhorst C.L., Simões P.J.A., Giménez de Castro C.G.* Comparison of solar radio and extreme ultraviolet synoptic limb charts during the present solar maximum // *Astron. Astrophys.* V. 592. A91. 2016.
- *Pasachoff J. M., Rusin V., Druckmüller M., Saniga M.* Fine structures in the white – light solar corona at the 2006 eclipse // *Astrophys. J.* V. 665. P. 824–829. 2007.
- *Pohjolainen S.* On the origin of polar radio brightenings at short millimeter wavelengths // *Astron. Astrophys.* V. 361. P. 349–358. 2000.
- *Riehkainen A., Urpo S., Valtaoja E., et al.* Millimeter-radio, SOHO/EIT 171 – A features and the polar faculae in the polar zones of the Sun // *Astron. Astrophys.* V. 366. P. 676–685. 2001.
- *Selhorst C.L., Silva A.V.R., Costa J.E.R., Shibasaki K.* Temporal and angular variation of the solar limb brightening at 17 GHz // *Astron. Astrophys.* V. 401. P. 1143–1150. 2003.
- *Selhorst C.L., Silva A.V.R., Costa J.E.R.* Solar atmospheric model with spicules applied to radio observation // *Astron. Astrophys.* V. 440. P. 367–371. 2005.
- *Selhorst C.L., Giménez de Castro C., Varela Saraiva A.C., Costa J.E.R.* How are the EUV and radio polar limb-brightenings correlated? // *Astron. Astrophys.* V. 509. № A51. 2010.
- *Shimabukuro F.L., Wilson W.J., Mori T.T., Smith P.L.* 3.3 millimeter limb brightening measurements during the 30 June 1973 total solar eclipse // *Solar Phys.* V. 40. P. 359–370. 1975.
- *Shibasaki K., Alissandrakis C.E., Pohjolainen S.* Radio emission of the quiet Sun and active regions // *Solar Phys.* V. 273. P. 309–337. 2011.
- *Shibasaki K.* Long-term global solar activity observed by the Nobeyama radioheliograph // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. V. 65. S17. 2013.
- *Waldmeier M.* Synoptische Karten der Sonnenkorona. Mit 16 Textabbildungen // *Zeitschrift für Astrophysik*. V. 38. P. 219–236. 1956.
- *Wang Y.M., Biersteker J.B., Sheeley N.R. et al.* The Solar Eclipse of 2006 and the origin of raylike features in the white-light // *Astrophys. J.* V. 660. P. 882–892. 2007.
- *Withbroe G., Wang Y.* A model for the polar transition layer and corona for November 1967 // *Solar Phys.* V. 27. P. 394–401. 1972.

УДК 523.9-337

НИЗКИЕ ЗНАЧЕНИЯ КРИТИЧЕСКОГО ИНДЕКСА УБЫВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭРУПЦИЯХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

© 2022 г. Б. П. Филиппов*

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

*e-mail: bfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.03.2021 г.

После доработки 26.04.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Предпринята попытка с максимально возможной точностью оценить критическое значение индекса убывания коронального магнитного поля n_c при эрупциях волокон/протуберанцев. Рассмотрен ряд событий в тот период, когда космические аппараты STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory) находились на угловом удалении около 90° от линии Солнце–Земля (2010–2011 гг.). Из девяти эрупций волокон, происходивших вблизи центрального меридиана Солнца, для земного наблюдателя в двух случаях индекс равен единице, а в остальных – меньше, с минимальным значением $n_c = 0.2$. Такие низкие значения почти не приводятся в литературе. Вместе с тем, они характерны для развития неустойчивости магнитного жгута с закрепленными концами.

DOI: 10.31857/S0016794022010072

1. ВВЕДЕНИЕ

Эрупции (т.е. внезапный быстрый подъем) протуберанцев/волокон на Солнце обычно инициируют цепь явлений, заканчивающихся возмущениями космической погоды и геомагнитными бурями. Внезапное начало движения вверх ранее малоподвижного образования, как правило, наблюдается раньше других драматических проявлений спорадической солнечной активности: вспышек, корональных выбросов вещества [Zirin and Lackner, 1969; Dodson and Hedeman, 1970; Мартин и Рамзей, 1976; Sterling and Moore, 2005; Cheng et al., 2015; Grechnev et al., 2015; Kleint et al., 2015; Holman and Foord, 2015; Koleva et al., 2018]. Поэтому понимание причин начала эрупций является важной задачей не только в познавательном плане, но и в практическом смысле. Достаточной ясности в этом вопросе пока нет.

Наиболее вероятной причиной внезапных эрупций протуберанцев считается катастрофическая потеря равновесия магнитного жгута с продольным электрическим током в магнитном поле, создаваемым в короне подфотосферными источниками (токами) [Филиппов, 2007]. Спиральные силовые линии жгута образуют каркас, в котором накапливается плотное тяжелое вещество протуберанца. Этот каркас поддерживается высоко в короне диамагнетизмом фотосферы, эквивалентным действием зеркально отраженного в фотосфере коронального тока противоположной на-

правленности. Устойчивость равновесия жгута определяется вертикальным градиентом коронального магнитного поля, который принято описывать с помощью так называемого индекса убывания поля [Bateman, 1978; Филиппов и Ден, 2000; Filippov and Den, 2001; Kliem and Török, 2006]

$$n = -\frac{\partial \ln B_t}{\partial \ln h}, \quad (1)$$

где B_t – горизонтальная составляющая поля, перпендикулярная оси жгута.

Если жгут достаточно длинный и тонкий, его можно приближено считать прямым линейным электрическим током, и в этом случае критическое значение индекса убывания $n_c = 1$ [van Tend and Kuperus, 1978; Молоденский и Филиппов, 1987]. Изогнутый жгут испытывает действие дополнительной электромагнитной силы, направленной от центра кривизны. В случае, если ось жгута имеет форму окружности, неустойчивость наступает при значении $n_c = 1.5$, и в силу геометрии ее называют “тороидальной неустойчивостью” [Осовец, 1958; Bateman, 1978; Kliem and Török, 2006]. Для жгута с существенным поперечным сечением как с прямой осью, так и в виде окружности, критический показатель лежит в интервале 1.1–1.3, если сечение при эрупции увеличивается, и в интервале 1.2–1.5, если сечение постоянно [Demoulin and Aulanier, 2010]. Если концы изо-

гнутого жгута закреплены в плотной фотосфере (“вморожены” в плазму фотосферы), теоретическое значение критического индекса убывания может не только превышать единицу, но и быть меньше ее [Olmedo and Zhang, 2010; Green et al., 2018; Filippov, 2021]. Однако возможность начала эрупции при значении индекса убывания меньше единицы редко принимается во внимание. Большинство исследователей старается связать “тороидальную неустойчивость” со значениями индекса $n_c \approx 1.5$.

В настоящее время не существует методов надежного и точного измерения магнитного поля в солнечной короне. Значения индекса убывания поля в эруптивных явлениях оценивают обычно с помощью экстраполяции измерений в фотосфере в потенциальном или бессиловом приближении. Сравнение значений индекса на вершинах спокойных и эруптивных протуберанцев [Филиппов и Ден, 2000; Filippov and Den, 2001; Filippov and Zagnetko, 2008] показало, что спокойные протуберанцы находятся в области $n < 1$, тогда как эруптивные протуберанцы располагаются при $n \approx 1$. “Давление” теоретических представлений о развитии тороидальной неустойчивости при $n \geq 1.5$ побуждает многих авторов демонстрировать примеры событий с близкими к этому порогу значениями индекса. Например, Zuccarello et al. [2014a] первоначально сообщили о близости величины индекса на высоте начала эрупции протуберанца 4 августа 2011 г. к ожидаемому порогу ($n_c \approx 1.3–1.5$), но последующее более внимательное изучение этого события показало, что значения лежат скорее в интервале $n_c \approx 0.8–1.1$ [Zuccarello et al., 2014b]. В исследовании более сотни эрупций протуберанцев на лимбе в период с 2010 г. по 2014 г. критическое значение индекса оказалось в широком интервале 0.7–2 со средним значением $n_c \approx 1.1$ [McCauley et al., 2015]. В другой выборке за 2012–2013 гг. было получено среднее значение индекса $n_c \approx 0.84$ с разбросом от 0 до 2 [Aggarwal et al., 2018]. Среди 16 эрупций вблизи максимума 24-го солнечного цикла, изученных в работе [Filippov, 2020], более половины начались на высоте, где индекс убывания поля был меньше единицы.

Точность определения критического значения индекса убывания в большинстве работ не очень велика из-за трудностей одновременного измерения высоты, на которой начинается эрупция волокна, и магнитного поля в фотосфере. Кинематика эрупции лучше всего видна при расположении волокна вблизи лимба или на лимбе в виде протуберанца. В этом случае измерения магнитного поля в фотосфере под ним малонадежны или вообще недоступны из-за малого угла луча зрения к поверхности фотосферы. Приходится пользоваться данными о поле, полученными за несколько дней до или после события, предполагая несущественные изменения крупномасштабного поля за этот интервал. Напротив, при эрупции вблизи центра диска Солнца трудно достаточно точно определить высоту начала подъема волокна. Поэтому приводимые малые критические значения индекса можно было бы отнести на счет неточностей и разброса полученной величины.

Чтобы убедиться, что эрупции могут начинаться при значениях индекса, меньших единицы, мы рассмотрели ряд событий в тот период, когда космические обсерватории STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory) находились на угловом удалении $\sim 90^\circ$ от линии Солнце–Земля. При этом выбирались события, происходившие вблизи центрального меридиана Солнца для земного наблюдателя, так что можно было использовать магнитограммы именно в момент эрупции. STEREO наблюдали эти события как эрупции протуберанцев над лимбом в их системе координат, и таким образом высота, с которой начинается быстрый подъем протуберанцев, легко могла быть измерена.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Положение волокон на диске Солнца перед эрупцией определялось с помощью изображений, получаемых комплексом ультрафиолетовых телескопов AIA (Atmospheric Imaging Assembly [Lemen et al., 2012]) на борту космической обсерватории SDO (Solar Dynamic Observatory), а также H α -фильтрограмм наземных обсерваторий, входящих в глобальную систему GONG (Global Oscillation Network Group), которая была создана Национальной солнечной обсерваторией США (National Solar Observatory). В основном выбирались события, приведенные в Каталоге эрупций волокон, зафиксированных AIA (Filament Eruption Catalog, <http://aia.cfa.harvard.edu/filament/>) [McCauley et al., 2015]. В этот каталог включены эрупции, наблюдавшиеся в период с июня 2010 г. по сентябрь 2014 г., но по условию нахождения аппаратов STEREO на угловом удалении $\sim 90^\circ$ от линии Солнце–Земля, для наших целей пригодны были только события 2010–2011 гг.

На борту двух аппаратов STEREO (Ahead and Behind: STEREO A и STEREO B) установлены одинаковые оптические наблюдательные комплексы SECCHI (Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation), включающие ультрафиолетовые телескопы EUVI (Extreme Ultraviolet Imager) [Howard et al., 2008]. Частота съемки диска Солнца и окружающей короны до $1.7 R_\odot$ не слишком высока (1 кадр в 12 мин), но вполне достаточна, чтобы определить высоту, с которой эруптивный протуберанец начинает интенсивно ускоряться.

Магнитное поле в короне на высоте протуберанцев рассчитывалось в потенциальном приближении по данным измерения продольной (вдоль луча зрения) компоненты магнитного поля в фотосфере инструментами MDI (Michelson Doppler Imager) [Scherrer et al., 1995] на борту космической обс. SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) и HMI (Heliospheric and Magnetic Imager) [Schou et al., 2012] на борту SDO. Поскольку нас интересует магнитное поле на высотах, малых по сравнению с радиусом Солнца, то можно пренебречь сферичностью и воспользоваться известным решением внешней краевой задачи Неймана с плоской границей (см., например, [Тихонов и Самарский, 1972]), причем для граничного условия мы вырезаем из магнитограммы полного диска прямоугольную площадку, включающую основные элементы концентрации поля в окрестностях волокна. Подробности методики расчетов описаны в работах [Филиппов и Ден, 2000; Filipov and Den, 2001; Filipov, 2013].

Индекс убывания поля рассчитывался в виде двумерного распределения (карты) избранной области, окружающей волокно, на высоте, соответствующей началу эрупции волокна. Эта высота определялась по изображениям, полученным аппаратами STEREO, на которых данное волокно наблюдалось в виде протуберанца над лимбом Солнца, как наибольшая высота хребта протуберанца. Как правило, наибольшей высотой обладает средняя часть волокна, так как хребет перед началом эрупции имеет обычно вид плавной дуги с концами, связанными с хромосферой. Полученная карта накладывалась, с учетом эффекта проекции, на изображение солнечного диска с волокном, и в качестве критического значения индекса брались величины вблизи средней и соответственно самой высокой части волокна. Для других участков волокна, высота которых ниже центрального, значения индекса будут меньше, поскольку индекс обычно растет с высотой.

3. ПРИМЕРЫ ЭРУПЦИЙ С НИЗКИМ ЗНАЧЕНИЕМ ИНДЕКСА УБЫВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

3.1. Эрупция 13 ноября 2010 г.

Спокойное волокно эруптировало (т.е. внезапно начало быстро подниматься) вблизи центрального меридиана в северном полушарии после 04:00 UT 13 ноября 2010 г. Высота протуберанца над фотосферой на снимках STEREO A и B составляла 66 Мм и 64 Мм (рис. 1а, 1б) за несколько минут до начала эрупции в 04:00 UT. Аппараты STEREO A и B находились на угловом удалении от Земли в 84.5° and 83° соответственно. Верхняя граница протуберанца (хребет) — изогнутая, и луч зрения каждого аппарата касается его в

разных точках в соответствии с проекцией протуберанца на картинную плоскость в каждой системе координат. Поэтому мы выбираем большее значение высоты (66 Мм) в качестве критической высоты начала эрупции. На рисунке 1в показан участок магнитограммы SDO/HMI, полученной в 04:00 UT, который охватывает область с границами, удаленными примерно на ± 300 угловых секунд от центра волокна. На рисунке 1г показана та же область на изображении, полученном в канале 304 \AA телескопа SDO/AIA, на которую наложены изолинии индекса убывания магнитного поля на высоте 66 Мм в интервале значений от 0.5 до 1.5 (тонкие линии с цифровыми значениями). Нанесено также положение линий раздела полярностей на той же высоте в виде толстых сплошных линий, и штриховой линией показана ось волокна. Характерная величина индекса на высоте начала эрупции ~ 0.75 .

3.2. Эрупция 16 декабря 2010 г.

Эрупция спокойного волокна 16 декабря 2010 г. началась после 06:00 UT так же вблизи центрального меридиана в северном полушарии. Волокно было не очень плотным, но различимым на H α -фильтрограммах Удайпурской солнечной обсерватории. Аппараты STEREO A и B удалились к этому времени от Земли на 88° and 85° соответственно. Протуберанец на их снимках демонстрировал довольно большую исходную высоту над фотосферой ~ 90 Мм (рис. 2а, 2б). В окрестностях волокна, показанного штриховой линией на рис. 2г, значения индекса убывания всюду меньше единицы, кроме восточного конца изогнутой оси волокна. В области средней части и соответственно вершины волокна индекс равен ~ 0.7 .

3.3. Эрупция 9 июня 2011 г.

На рисунке 3 приведены данные об эрупции 9 июня 2011 г., начавшейся в 13:45 UT. Как и в предыдущих примерах, исходное волокно располагалось вблизи центрального меридиана в северном полушарии. Удаление аппаратов STEREO A и B от Земли составляло соответственно 93° и 95° . Вершина арки волокна была чуть западнее центрального меридиана, поэтому высота протуберанца над лимбом больше на снимках STEREO A — 47 Мм, против 32 Мм для STEREO B (рис. 3а, 3б). Бóльшее значение, 47 Мм, мы принимаем за критическую высоту эрупции. Волокно расположено в области довольно слабых полей, точность измерений которых не слишком велика. Возможно поэтому, волокно не очень точно следует линии раздела полярностей (рис. 3г). Отсутствие концентрированных источников поля вблизи волокна обуславливает малый вертикальный градиент

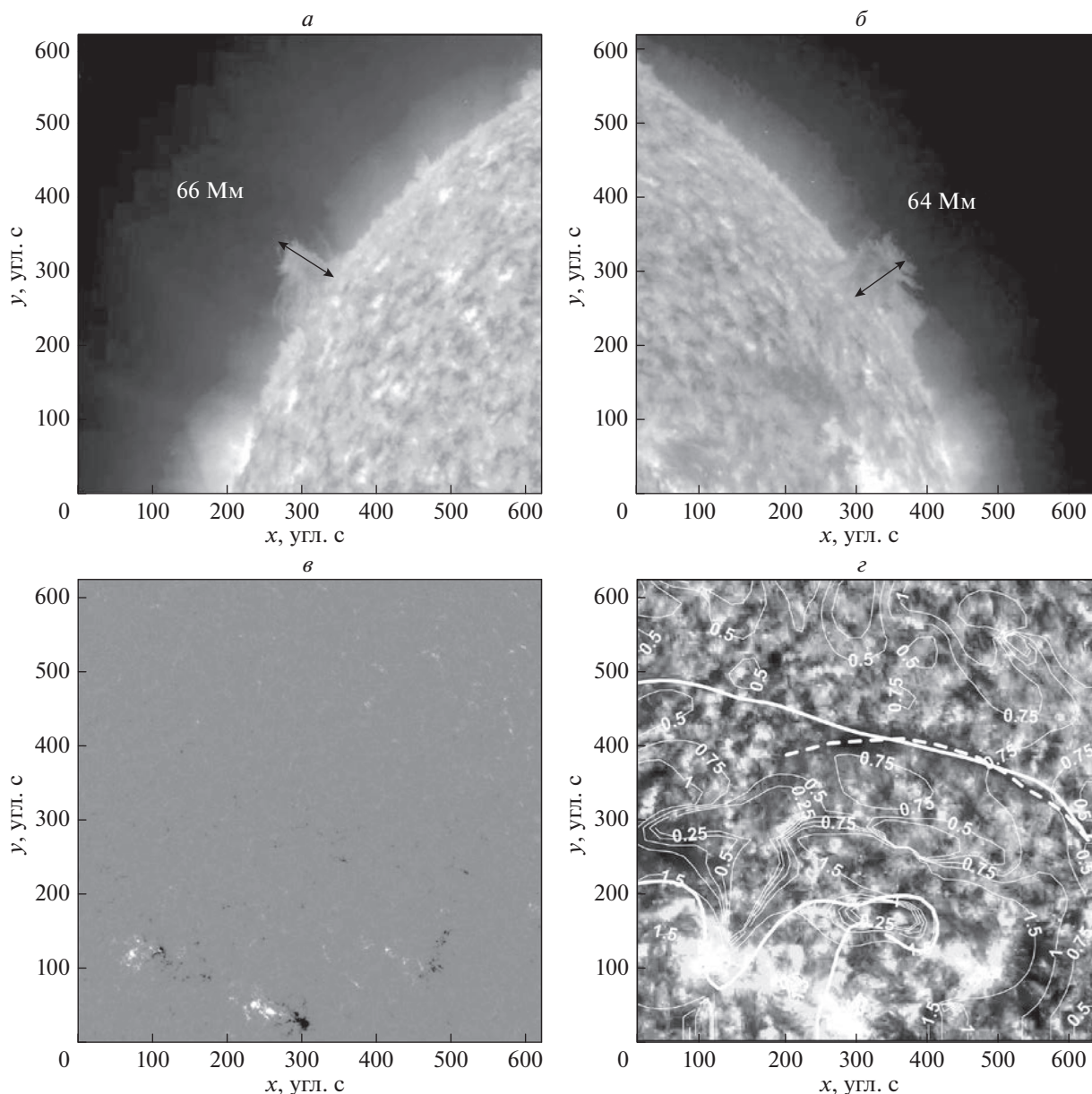


Рис. 1. Солнечный протуберанец 13 ноября 2010 г. в 04:00 UT в поле зрения космических обсерваторий STEREO A (*a*) и STEREO B (*б*) в канале 304 \AA телескопов EUVI; (*в*) – фрагмент магнитограммы SDO/HMI в окрестностях волокна в то же самое время (белые участки – положительная полярность, темные – отрицательная); (*г*) – тот же самый участок солнечной поверхности, что и на панели (*в*), наблюдаемый в канале 304 \AA телескопа SDO/AIA с наложенными изолиниями индекса убывания магнитного поля на высоте 66 Мм в интервале значений от 0.5 до 1.5 (тонкие линии с цифровыми значениями), линиями раздела полярностей на той же высоте (толстые сплошные линии) и осью волокна, показанной штриховой линией. (С разрешения консорциумов STEREO/SECCHI, SDO/AIA и SDO/HMI).

поля, так что индекс убывания на высоте 47 Мм составляет всего ~ 0.5 .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В таблице 1 приведены параметры эрупций волокон вблизи центрального меридиана как тех, что были рассмотрены в предыдущем разделе, так и ряда других, наблюдававшихся в благоприятный

период нахождения STEREO. Указаны даты событий, координаты центральных участков волокон перед эрупцией, время начала эрупций, длина волокон между основаниями, остающимися зафиксированными в фотосфере во время эрупций L , высота начала эрупций (критическая высота) h_c и значения индекса убывания магнитного поля на этой высоте около волокон n_c . Критическая высота меняется для рассмотренных собы-

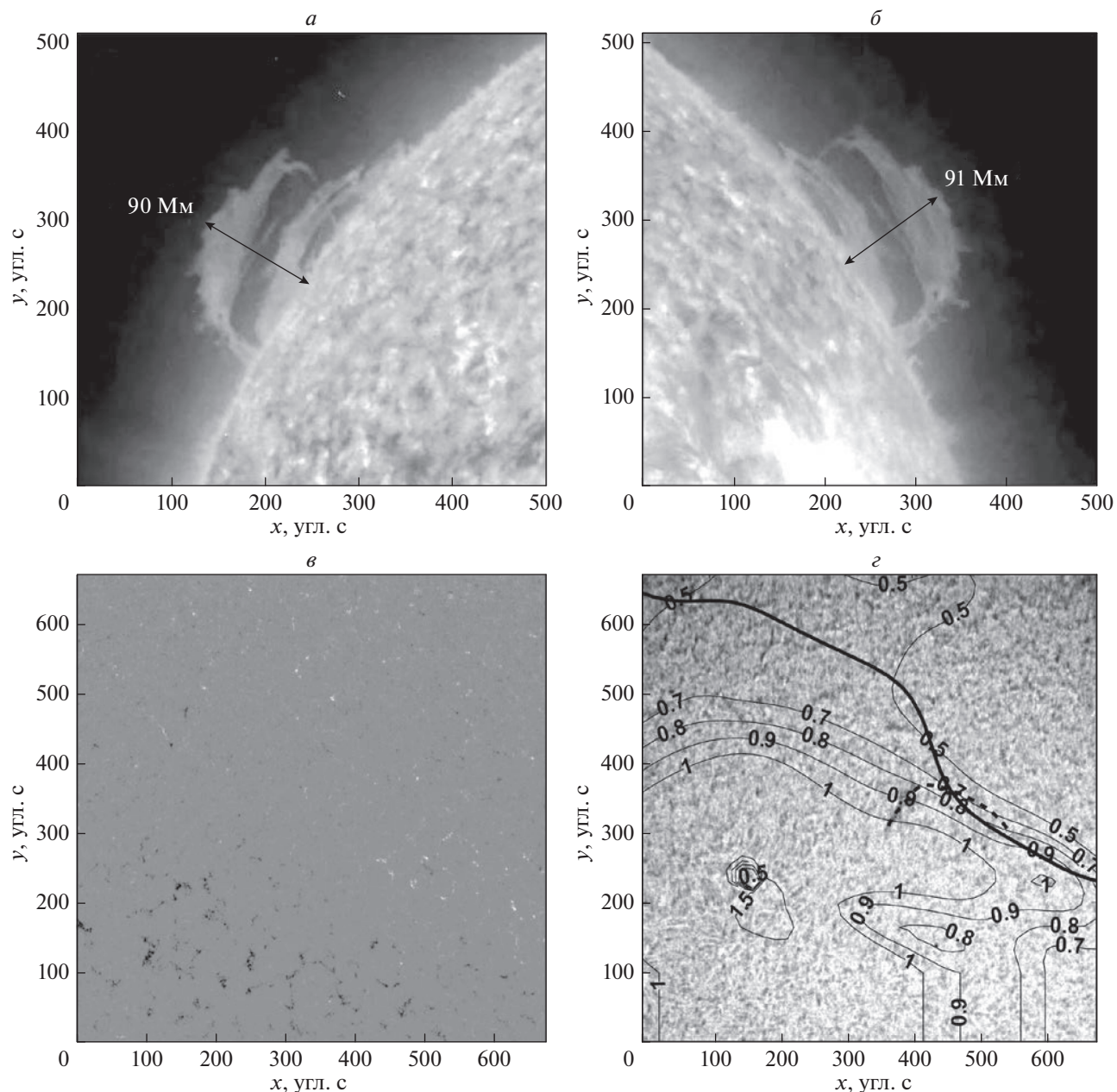


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для эрупции 16 декабря 2010 г. в 06:00 UT и высоты 90 Мм, за исключением панели (г), где использована H α -фильтрограмма Удайпурской солнечной обсерватории. (С разрешения консорциумов STEREO/SECCHI, SDO/HMI и Удайпурской солнечной обсерватории).

тий от 20 Мм до 120 Мм. Наибольшая критическая высота, как можно было ожидать, наблюдается у самых протяженных волокон, хотя самое короткое эруптивное волокно 16 декабря 2010 г. тоже имеет критическую высоту в 90 Мм. У этих протяженных волокон — также самое большое значение критического индекса убывания — около единицы. Самое низкое значение индекса ($n_c = 0.2$) — у эруптивного волокна 21 июня 2011 г. Следует отметить, что, несмотря на все наши старания как можно точнее определить значения

критических параметров, возможные ошибки и неточности составляют, по крайней мере, 10–20%.

Любопытно сравнить полученные результаты с теоретическими оценками индекса убывания. На рисунке 4 измеренные значения нанесены в виде символов, демонстрирующих зависимость критического значения индекса убывания магнитного поля от критической высоты h_c , нормированной на половинное расстояние между основаниями эруптивного волокна $L/2$. Теоретическая

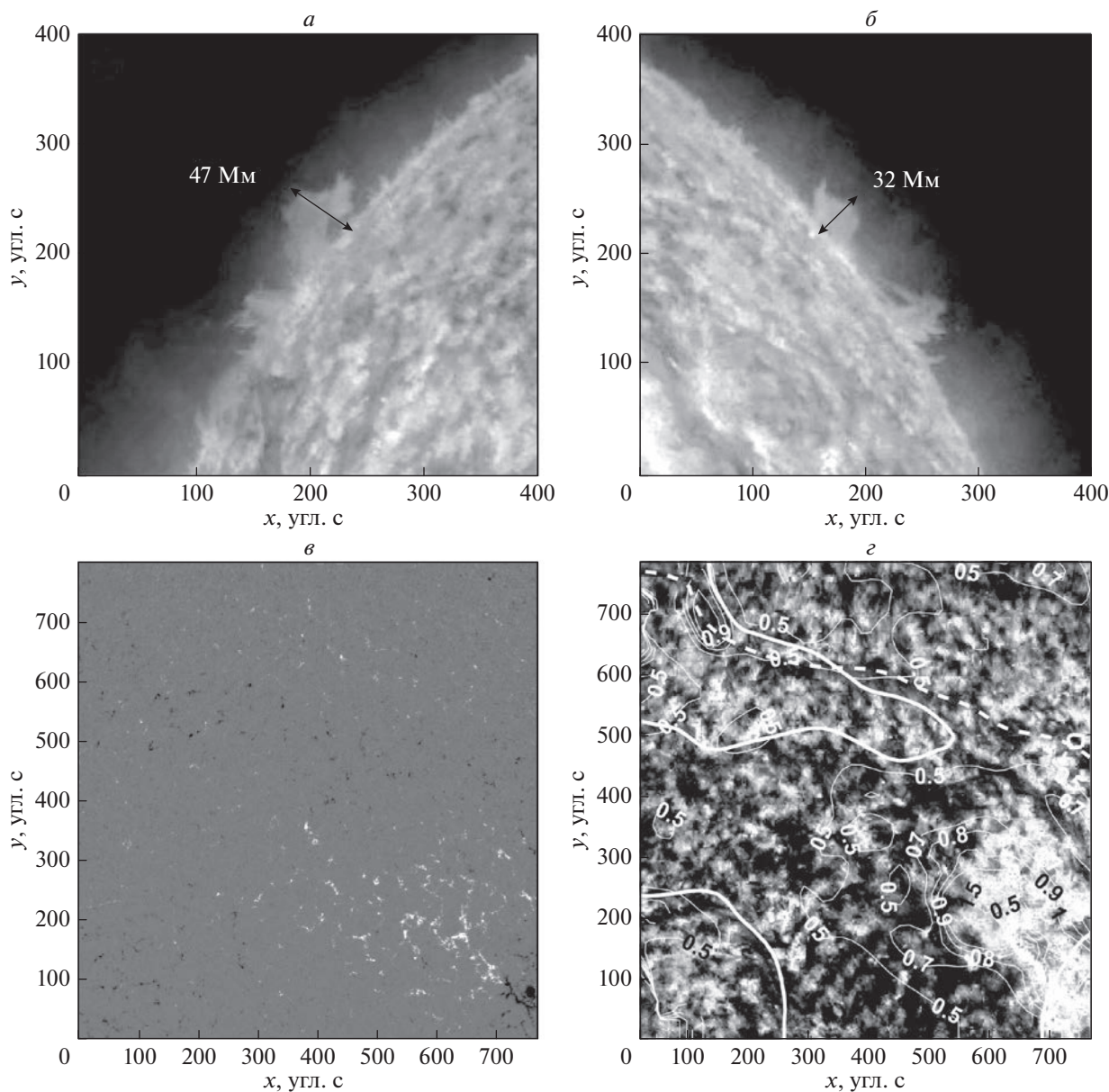


Рис. 3. То же, что на рис. 1 для эрупции 9 июня 2011 г. в 13:46 UT и высоты 47 Мм. (С разрешения консорциумов STEREO/SECCHI, SDO/AIA и SDO/HMI).

зависимость, следующая из модели эрупции магнитного жгута с закрепленными на поверхности концами, сохраняющего форму продольной оси в виде сегмента окружности [Filippov, 2021], показана сплошной кривой. Конечно, экспериментальные точки не ложатся точно на кривую, но находятся от нее достаточно близко и демонстрируют похожее поведение. Кривая взята непосредственно из работы [Filippov, 2021], и она отражает общее поведение индекса при изменении формы оси жгута. Для малой относительной высоты жгута, форма оси приближается к прямой линии, и

значение критического индекса близко к единице. Минимум критического индекса (возможны даже отрицательные значения) достигается при форме, близкой к полукругности. При больших значениях высоты вершины жгута форма стремится к полной окружности, а критический индекс – к 1.5 (эта часть кривой не показана на рис. 4, так как таких случаев в нашей выборке нет). Надо сказать, что модель имеет некоторые свободные параметры (например, толщина жгута), и можно было бы достигнуть лучшего соответствия, но это не было целью данной работы.

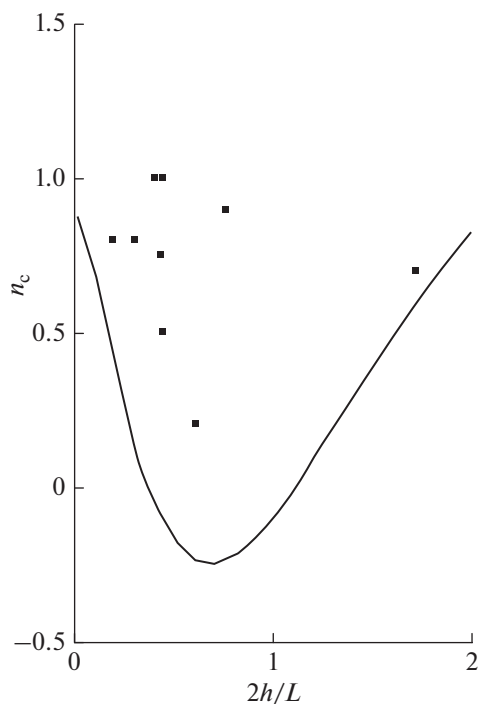


Рис. 4. Зависимость критического значения индекса убывания магнитного поля от критической высоты, нормированной на половинное расстояние между основаниями эруптивного волокна (символы). Сплошная кривая показывает теоретическую зависимость в модели [Filippov, 2021].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В литературе, посвященной исследованиям солнечных эрупций, довольно прочно утвердилось понятие “тороидальной неустойчивости”, характерной для равновесия кольцевого электрического тока во внешнем магнитном поле, убывающем с увеличением расстояния от центра кольца R как R^{-n} . Неустойчивость возникает при показателе $n_c = 1.5$. Хотя представление протуберанца в начале эрупции в виде кольца очень

схематично, многие исследователи пытаются связать инициацию эрупции со значением индекса $n = 1.5$. Вместе с тем, наблюдения свидетельствуют, что часто эрупции волокон/протуберанцев начинаются на высоте с показателем убывания поля около единицы и существенно ниже.

Мы постарались как можно точнее определить критическое значение индекса для событий, наблюдавшихся в период, когда космические обсерватории STEREO давали возможность видеть Солнце сбоку. Таким способом повышалась точность данных о магнитном поле в фотосфере для событий, происходящих вблизи центрального меридиана для Земли, и измерений высоты протуберанца, наблюдаемого сбоку. Из девяти подходящих по указанным критериям событий ни в одном не обнаружилось критическое значение индекса $n_c \approx 1.5$. В двух случаях индекс равен единице, а в остальных — меньше, с минимальным значением $n_c = 0.2$. Подобных результатов в литературе почти не встречается.

Вместе с тем, такие низкие значения критического индекса не дают оснований предполагать, что эти эрупции происходят в результате действия механизма, отличного от развития неустойчивости магнитного жгута во внешнем поле. В моделях жгутов с закрепленными в фотосфере концами возможна неустойчивость при значениях индекса меньше единицы [Olmedo and Zhang, 2010; Green et al., 2018; Filippov, 2021]. Сопоставление полученных нами значений критического индекса с теоретической кривой зависимости индекса от относительной высоты жгута в одной из моделей [Filippov, 2021] показывает похожее поведение.

Низкое значение критического индекса характерно для относительно небольших, но высоких волокон, имеющих форму, близкую к полуокружности. Правильная оценка потенциальной “эруптивности” наблюдаемых волокон важна для разработки методов прогнозирования эруптивных процессов на Солнце до начала каких-либо види-

Таблица 1. Параметры эрупций волокон, происходивших вблизи центрального меридиана

Дата	Координаты центра волокна	Время начала эрупции, UT	L , Мм	h_c , Мм	n_c
30.04.2010 г.	N 25 E 25	23:15	200	20	0.8
01.08.2010 г.	N 55 W 10	07:00	580	120	1
21.10.2010 г.	N 28 W 03	13:00	210	80	0.9
13.11.2010 г.	N 33 E 05	04:00	300	66	0.75
29.11.2010 г.	N 23 W 05	00:30	300	46	0.8
16.12.2010 г.	N 38 W 08	06:00	105	90	0.7
09.06.2011 г.	N 42 W 10	13:45	210	47	0.5
21.06.2011 г.	N 38 W 04	01:30	170	52	0.2
27.10.2011 г.	N 30 E 30	09:00	400	90	1

мых проявлений начала эрупции. Такая оценка может дать, вероятно, самый заблаговременный признак возможных возмущений космической погоды.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам Global Oscillation Network Group (GONG) Национальной Солнечной обсерватории США и научным группам проектов SOHO, STEREO и SDO за возможность доступа к материалам наблюдений. SOHO – совместный проект ESA и NASA. STEREO – третья миссия NASA в рамках программы Solar Terrestrial Probes. SDO – миссия NASA в рамках программы Living With a Star.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Мартин С.Ф., Рамзей Г.Е. Раннее обнаружение больших солнечных вспышек в H α / Наблюдения и прогноз солнечной активности. Ред. П. Мак-Интош, М. Драйер. Пер. с англ. М.: Мир. С. 301–388. 1976.
- Молоденский М.М., Филиппов Б.П. Быстрое движение волокон в солнечных активных областях. II // Астрон. журн. Т. 64. № 5. С. 1079–1087. 1987.
- Осовец С.М. Плазменный виток в электромагнитном поле / Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 2. Ред. М.А. Леонтович. М.: изд. АН СССР. С. 238–241. 1958.
- Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 736 с. 1972.
- Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце. М.: Физматлит, 216 с. 2007.
- Филиппов Б.П., Ден О.Г. Высота протуберанцев и вертикальный градиент магнитного поля // Письма в Астрон. журн. Т. 26. № 5. С. 384–390. 2000.
- Aggarwal A., Schanche N., Reeves K.K., Kempton D., Angrik R. Prediction of solar eruptions using filament metadata // *Astrophys. J. Suppl.* V. 236. P. 15. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/aab77f>
- Bateman G. MHD Instabilities. Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology, 270 p. 1978.
- Cheng X., Hao Q., Ding M.D., Liu K., Chen P.F., Fang C., Liu Y.D. A two-ribbon white-light flare associated with a failed solar eruption observed by ONSET, SDO, and IRIS // *Astrophys. J.* V. 809. P. 46. 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/1/46>
- Demoulin P., Aulanier G. Criteria for Flux Rope Eruption: Non-equilibrium Versus Torus Instability // *Astrophys. J.* V. 718. P. 1388–1399. 2010. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/718/2/1388>
- Dodson H.W., Hedeman E.R. Major H α flares in centers of activity with very small or no spots // *Solar Phys.* V. 13. P. 401–419. 1970.
- Filippov B. A filament eruption on 2010 October 21 from three viewpoints // *Astrophys. J.* V. 773. V. 10. 2013. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/773/1/10>
- Filippov B. Failed prominence eruptions near 24 cycle maximum // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* V. 494. P. 2166–2177. 2020. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa896>
- Filippov B. Critical decay index for eruptions of ‘short’ filaments // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* V. 503. P. 3926–3939. 2021. <https://doi.org/10.1093/mnras/stab756>
- Filippov B.P., Den O.G. A critical height of quiescent prominences before eruption // *J. Geophys. Res.* V. 106. № 11. P. 25177–25184. 2001. <https://doi.org/10.1029/2000JA004002>
- Filippov B., Zagnetko A. Prominence height shows the proximity of an ejection // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 70. P. 614–620. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.035>
- Grechnev V.V., Uralov A.M., Kuzmenko I.V., Kochanov A.A., Chertok I.M., Kalashnikov S.S. Responsibility of a filament eruption for the initiation of a flare, CME, and blast wave, and its possible transformation into a bow shock // *Solar Phys.* V. 290. P. 129–158. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11207-014-0621-8>
- Green L.M., Török T., Vrsnak B., Manchester W., Veronig A. The origin, early evolution and predictability of solar eruptions // *Space Sci. Rev.* V. 214. P. 46. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0462-5>
- Holman G.D., Foord A. Direct spatial association of an x-ray flare with the eruption of a solar quiescent filament // *Astrophys. J.* V. 804. P. 108. 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/804/2/108>
- Howard R.A., Moses J.D., Vourlidas A. et al. Sun Earth connection coronal and heliospheric investigation (SECCHI) // *Space Sci. Rev.* V. 136. P. 67–115. 2008. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9341-4>
- Kleint L., Battaglia M., Reardon K., Dalda A.S., Young P.R., Krucker S. The fast filament eruption leading to the X-flare on 2014 March 29 // *Astrophys. J.* V. 806. P. 9. 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/1/9>
- Kliem B., Török T. Torus Instability // *Phys. Rev. Lett.* V. 96. № 25. P. 255002. 2006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.255002>
- Koleva K., Duchlev P., Dechev M., Miteva R., Kozarev K., Veronig A., Temmer M. Filament eruptions associated with flares, coronal mass ejections and solar energetic particle events / Proc. of Tenth Workshop “Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere”. Primorsko, Bulgaria, June 4–8. Ed. K. Georgieva, B. Kirov, D. Danov. P. 19–24. 2018.
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* V. 275. P. 17–40. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>
- McCauley P.I., Su Y.N., Schanche N., Evans K.E., Su C., McKillop S., Reeves K.K. Prominence and filament eruptions observed by the Solar Dynamics Observatory: Statistical properties, kinematics, and online catalog // *Solar Phys.* V. 290. P. 1703–1740. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0699-7>
- Olmedo O., Zhang J. Partial torus instability // *Astrophys. J.* V. 718. P. 433–440. 2010. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/718/1/433>

- Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I. et al. The Solar oscillations investigation – Michelson Doppler Imager // Solar Phys. V. 162. P. 129–188. 1995.
<https://doi.org/10.1007/BF00733429>
- Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al. Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. V. 275. P. 229–259. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-011-9842-2>
- Sterling A.C., Moore R.L. Slow-rise and fast-rise phases of an erupting solar filament, and flare emission onset // Astrophys. J. V. 630. P. 1148–1159. 2005.
<https://doi.org/10.1086/432044>
- van Tend W., Kuperus M. The development of coronal electric current systems in active regions and their relation to filaments and flares // Solar Phys. V. 59. P. 115–127. 1978.
<https://doi.org/10.1007/BF00154935>
- Zirin H., Lackner D.R. The solar flares of August 28 and 29, 1966 // Solar Phys. V. 6. P. 86–103. 1969.
<https://doi.org/10.1007/BF00146799>
- Zuccarello F.P., Seaton D.B., Mierla M., Poedts S., Rachmeler L.A., Romano P., Zuccarello F. Observational evidence of torus instability as trigger mechanism for coronal mass ejections: the 2011 August 4 filament eruption // Astrophys. J. V. 785. P. 88. 2014a.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/88>
- Zuccarello F.P., Seaton D.B., Filippov B., Mierla M., Poedts S., Rachmeler L.A., Romano P., Zuccarello F. Erratum: “Observational evidence of torus instability as trigger mechanism for coronal mass ejections: the 2011 August 4 filament eruption” (2014, ApJ, 785, 88) // Astrophys. J. V. 795. P. 175. 2014b.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/175>

УДК 523.98+523.985

ПОВЫШЕННАЯ ЯРКОСТЬ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАК ПРИЗНАК ВСПЫШЕЧНО-ПРОДУКТИВНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 12371

© 2022 г. Н. Г. Петерова¹, *, Н. А. Топчило², **, Е. А. Курочкин¹, ***

¹Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН (СПбФ САО РАН),
г. Санкт-Петербург, Россия

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

*e-mail: peterova@yandex.ru

**e-mail: topchilona@yandex.ru

***e-mail: k-u-r-o-k@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.05.2021 г.

После доработки 12.08.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Продолжена разработка методов прогнозирования солнечных вспышек с использованием наблюдений в микроволновом диапазоне волн на радиотелескопах с высоким угловым разрешением. Приведены результаты анализа наблюдений активной области NOAA 12371, в квазиспокойном состоянии отличавшейся повышенной яркостью излучения в микроволновом диапазоне и породившей множественные эруптивные события. По наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 в период события 21.06.2015 г. зафиксировано резкое изменение структуры изображения источника микроволнового излучения над NOAA 12371, предположительно интерпретированное кратковременным нагревом плазмы над областью дельта-конфигурации магнитного поля в хвостовой части активной области. Благодаря высокой чувствительности РАТАН-600 при поляризационных измерениях удастся в рамках известных моделей магнитного поля локализовать положение облака, в котором происходит высвечивание или ускорение быстрых частиц.

DOI: 10.31857/S001679402201014X

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследовании солнечных вспышек одним из наиболее важных вопросов является механизм их образования. Существует ряд моделей возникновения вспышек (см., например, книгу [Филиппов, 2007]). Согласно этим моделям, особенности физических параметров солнечной плазмы перед вспышкой должны себя обнаруживать целым рядом проявлений. В числе такого рода признаков вспышечной активности находится заблаговременное (до 5 сут) увеличение яркости микроволнового излучения отдельных деталей структуры квазиспокойных источников, расположенных над активными областями (далее – АО). Такого рода явления были замечены еще при наблюдениях Солнца на БПР (Большой Пулковский радиотелескоп САО РАН) [Ихсанова, 1971], в дальнейшем одно из них было изучено особенно тщательно, уже по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 с использованием наблюдений на малых зеркалах во время затмения 1976 г. [Peterova and Korzhavin, 1998]. Оказалось, что

предвспышечную активизацию прежде всего “чувствуют” наблюдения на коротких волнах, а именно, на волне ~ 2 см, и причиной активизации является образование новой активной области в непосредственной близости от старого одиночного пятна.

Прогнозирование вспышечной активности Солнца по наблюдениям на РАТАН-600 регулярно ведется с сентября 2011 г. и публикуется на сайте (<http://www.spbf.sao.ru/prognoz/>). Метод базируется на известном критерии Танака–Еноме (далее – сокращенно КТ-Е) [Tanaka and Kakipuma, 1964; Tanaka and Énomé, 1975], который представляет собой набор характеристик микроволнового излучения, присущих вспышечно-активной АО. Согласно этому критерию, протонные вспышки могут возникать в АО, у которых: 1) спектральная плотность потока излучения на частоте 9.4 ГГц (F_3) больше 10 солнечных единиц потока ($F_3 \geq 10$ с.е.п.), 2) отношение потоков на частотах 9.4 ГГц и 3.75 ГГц (F_8) больше 1 ($F_3/F_8 \geq 1$) и 3) структура циркулярно-поляризованного из-

лучения на частоте 9.4 ГГц носит сложный (биполярный или мультиполярный) характер – так называемые E- и P-конфигурации. Одним из основных достоинств метода является возможность количественной оценки двух первых параметров, что позволило автоматизировать процесс обработки [Bogod and Tokhchukova, 2003] – к примеру, на известном прогностическом сайте (<https://www.solarmonitor.org>) окончательный прогноз составляется вручную.

Метод КТ-Е подвергался неоднократной проверке по наблюдениям на независимых инструментах [Emmoku, 1979; Коробчук и Петерова, 1980; Borisevich et al., 2004; Korzhavin et al., 2006], показавшей его высокую оправдываемость (0.7–0.9). Однако критерий еще не исчерпал своих возможностей и может быть усовершенствован. Перспективы в этом направлении связаны главным образом с использованием более широкого спектрального диапазона и более полным его заполнением, с учетом положения активной области на диске Солнца. Среди исследований в этом направлении особого внимания заслуживают работы [Максимов и др., 1996; Бакунина и др., 2008; Smolkov et al., 2009], в которых предложена оригинальная методика диагностики вспышечно-продуктивных АО – “Двухчастотный критерий нормальных долготных зон”, учитывающая так называемые “геометрические эффекты” смены знака (инверсию) поляризации. Аналогично КТ-Е [Épomé et al., 1969], предложенный метод двухчастотный, но работающий на частотах 17 ГГц и 5.7 ГГц и базирующийся на регулярных наблюдениях радиогелиографа NoRH (Nobeyama Radioheliograph) и радиоинтерферометра ССРТ (Сибирский солнечный радиотелескоп) соответственно. Была также модернизирована поляризационная составляющая КТ-Е. Благодаря более высокому пространственному разрешению используемых наблюдений выявлена тонкая структура циркулярно-поляризованного излучения и исследована ее динамика в зависимости от положения АО на диске Солнца. Оказалось, что при нахождении АО в центральной зоне (долготы $\sim \pm 35^\circ$ от ЦМ) на обеих волнах “нормальное распределение поляризации” соответствует E-конфигурации, а с приближением к лимбу преобразуется в S-конфигурацию. Изменение структуры объясняется в рамках известного эффекта инверсии знака поляризации при распространении циклотронного излучения через область поперечного магнитного поля (далее – МП) [Cohen, 1960; Takakura, 1961]. Прогноз вспышечной активности осуществляется путем сопоставления реально наблюдаемого распределения поляризации с “нормальным распределением”, зависящим от долготы АО.

Одновременно, с целью повышения оправдываемости прогнозов, издавна велись поиски и исследовались новые характеристики АО, к приме-

ру, скорость роста потока излучения [Гельфрейх и др., 1989]. В нашем исследовании, на примере АО 12371 также поставлена задача модификации методов прогнозирования не путем уточнения известных критериев, а введением нового, дополнительного параметра (яркость микроволнового излучения), позволяющего выявлять вспышечно-продуктивные АО.

Прошедший 24-й цикл солнечной активности отличался очень низким уровнем, что, однако, предоставляет дополнительные возможности для исследования мощных событий, особенно их предвсплесковой стадии, обеспечивая изолированность изучаемой АО, к примеру, для наблюдений в радиодиапазоне с недостаточным угловым разрешением (малые зеркала) и высоким одномерным разрешением (РАТАН-600). Здесь мы приводим результаты исследования АО 12371, наблюдавшейся на фазе спада 24-го цикла солнечной активности (июнь 2015 г.).

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ ОБРАБОТКА

В качестве основного наблюдательного материала использованы регулярные наблюдения радиоизлучения Солнца, взятые из архива данных двух крупнейших инструментов – радиотелескопа РАТАН-600 (<http://www.spbf.sao.ru/prognoz/>) и радиогелиографа NoRH (<https://solar.nro.nao.ac.jp/norh/archive.html>), разнесенных по долготе на ~ 6 ч времени – момент местного полдня LT = (02:44 \pm 00:15) UT (NoRH) и (09:15 \pm 00:15) UT (РАТАН-600). Обработка выполнялась с применением штатных программ. Сведения (ряд ежедневных значений) о максимальной яркостной температуре микроволнового излучения Солнца T_B (peak) были получены нами для 2015 г. из приводимых на сайте NoRH изображений полуденных карт. Обработка сканов РАТАН-600 велась по опробованным ранее методикам [Tokhchukova, 2011]. Точность измерения плотности потока излучения на РАТАН-600 зависит от интенсивности источника и составляет (10–30)%. Для отождествления отдельных деталей структуры радиоизображения активных областей использовались наблюдения Солнца в оптическом, ультрафиолетовом (УФ) и рентгеновском (X-ray) диапазонах, выставляемые в свободном доступе – SDO/(HMI и AIA) (<http://jsoc.stanford.edu/>), GOES/(SXI и SXR) (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/>) и др.

Выбор активной области для исследования не был случайным – он определялся из анализа поведения максимальной яркостной температуры T_B (peak), измеряемой ежедневно по наблюдениям на радиогелиографе NoRH примерно в момент местного полдня (02:44 UT). На рисунке 1 представлен график T_B (peak) для 2015 г.

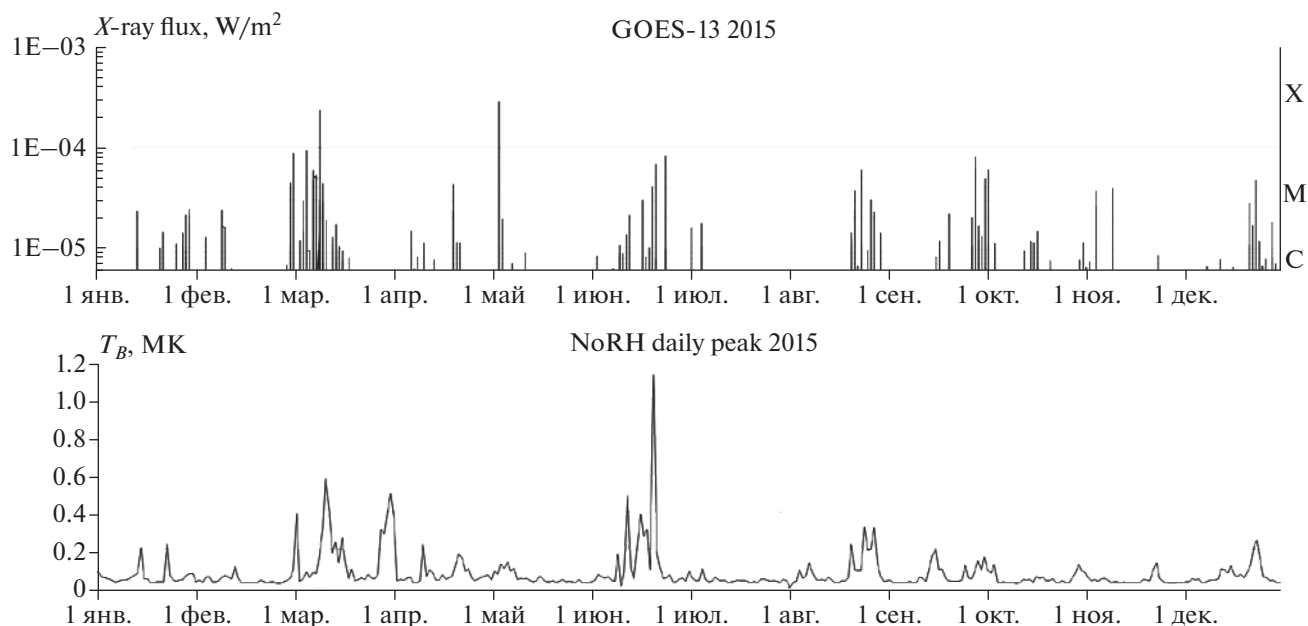


Рис. 1. Мощность X-гау потока в диапазоне вспышек M- и X-классов (вверху) и значение максимальной яркости радиоизлучения Солнца T_B (peak) по наблюдениям на NoRH в 2015 г.

Для исследования выбрана АО 12371, для которой во время наблюдений на NoRH (21.06.2015 г.) произошла вспышка класса M и были зарегистрированы рекордные значения T_B (peak) – >1 МК (см. рис. 1).

3. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА NOAA 12371

Активная область NOAA 12371 принадлежит к разряду быстро развивающихся АО – она существовала только в течение одного оборота Солнца и наблюдалась в период 16.06.2015 г. (восход) – 29.06.2015 г. (заход). Ее широта $\phi = N13$, момент прохождения через ЦМ Солнца ПЦМ = 21.06.2015 г., морфологический класс – F, магнитный класс – β , максимальная площадь пятен $S_p = 1150$ м.д.п. (в момент ПЦМ). Величина МП в отдельных пятнах достигала 2.5 КГс. Отличительной особенностью являлась δ -конфигурация МП в хвостовой части АО. Вспышечная активность была высокой – всего за весь период существования отмечено ~ 30 вспышек, 5 из них класса M (M2.0–M7.9).

Динамика структуры источника микроволнового излучения над АО 12371 по наблюдениям на РАТАН-600 (сканы) и NoRH (карты) показана на рис. 2. Выбраны моменты квазиспокойного состояния, когда в АО отсутствовали вспышки балла $>C4$, однако в радиодиапазоне яркость ее излучения была достаточно высокой, в период восхода (18.06.2015 г.) над головным пятном в АО по данным NoRH она достигает 270 КК, т.е. превы-

шает яркость фонового излучения (10 КК) более чем на 1.5 порядка.

Анализ характеристик радиоисточника над АО 12371 (см. рис. 3), показывает, что все 3 параметра КТ-Е в данном случае оправдываются. Действительно, значение потока излучения $Flux$ (3 см) > 10 с.е.п. (1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/(м² Гц)), отношение потоков $Flux$ (3 см)/ $Flux$ (10 см) > 1 . А структура поляризационного изображения характеризуется типом Р или Е, что достаточно хорошо согласуется с “Двухчастотным критерием нормальных долготных зон” [Бакунина и др., 2008; Smolkov et al., 2009]. На рисунке 2 хорошо видно, что вблизи Е-лимба наблюдается инверсия знака поляризации над хвостовой частью АО, вследствие чего общая структура изображения приобретает вид S-конфигурации.

4. СОБЫТИЕ 21.06.2015 г.

Согласно данным GOES (см. рис. 4), весь день 21.06.2015 г. был очень активным, в первой половине дня уровень активности определяла АО 12371, а во второй – находившаяся на заходе АО 12367. Вспышка класса M в АО 12371 была длительной – более 5 ч. Различные ее стадии наблюдались сначала на NoRH, а затем на РАТАН-600 (периоды отмечены на рис. 4). Мощность рентгеновского излучения в этом событии достигала в максимуме значения M2.6, к моменту наблюдений на РАТАН-600 уровень активности снизился до C1.0.

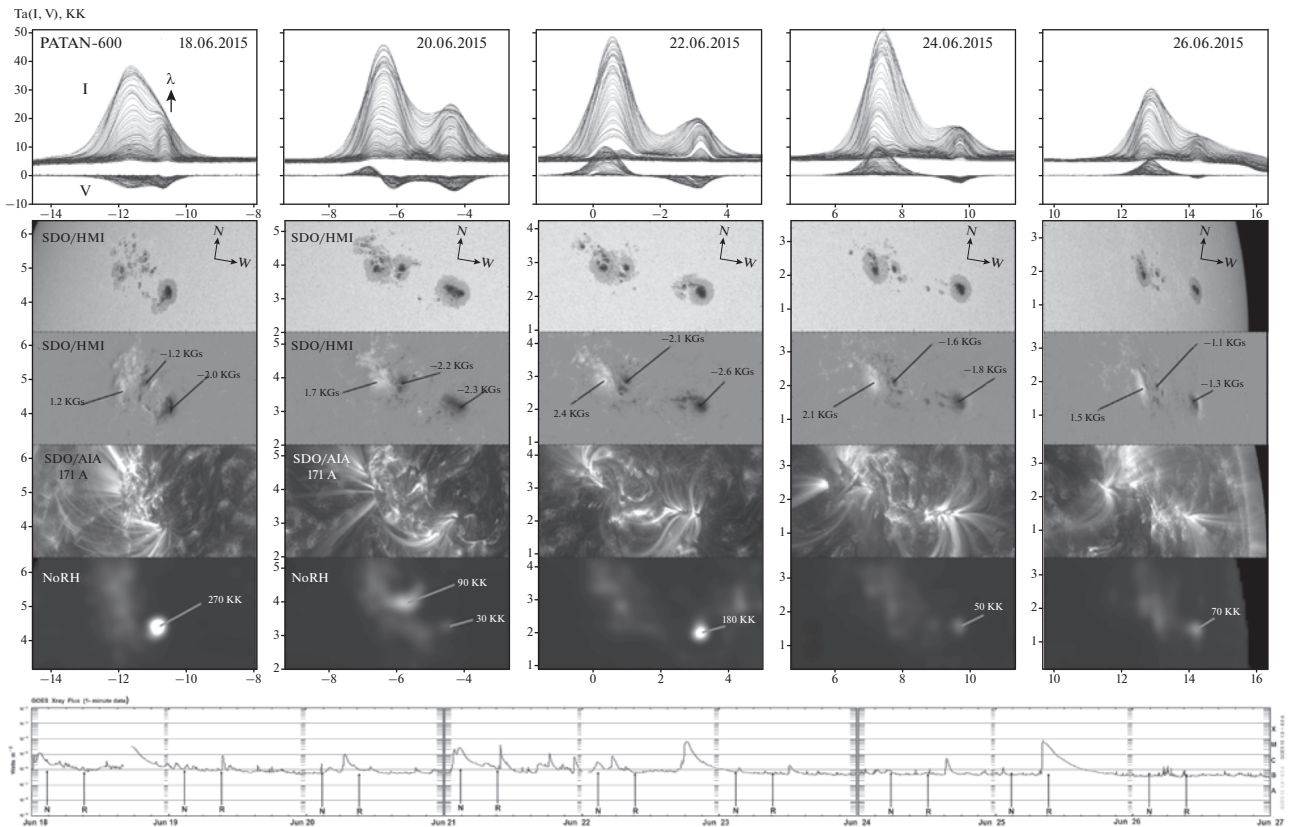


Рис. 2. Динамика АО 12371 по наблюдениям на ПАТАН-600 (09:15 UT) и NoRH (02:44 UT) вблизи момента местного полдня, прослеженная от восхода до захода АО. Здесь же представлена динамика изображений по наблюдениям в оптическом, X-ray (GOES) и УФ-диапазонах (SDO) на момент (09:15 UT). Оси абсцисс на картах в угловых минутах.

Подробное описание, анализ и сценарий начального этапа события, наблюдавшегося на NoRH, приведены в работе [Lee et al., 2018]. Авторы разделили этот этап на две фазы: 1) импульсная и 2) всплеск типа Post Burst Increase (PBI). Граница (~01:40 UT) между ними хорошо видна (см. рис. 5), на ней меняется характер спектра: импульсная фаза отличается сильным смещением максимума спектра в сторону коротких волн. В дальнейшем наблюдается увеличение потока с ростом длины волны. Благодаря высокому временному разрешению NoRH также видно, что в ходе события происходили очень кратковременные выбросы (типа δ -функции). В конце события на длинных волнах регистрируется целый пакет выбросов, возможно связанных со всплесками в метровом диапазоне волн (типа II и IV).

Наблюдения на ПАТАН-600 пришлось на момент самого конца вспышки M2.6. В этот период удалось выявить интересные особенности динамики характеристик источника микроволнового излучения над АО 12371 – это депрессия излучения, особенно хорошо проявившая себя в яркости отдельных деталей структуры источника над АО 12371 (см. рис. 6a). ПАТАН-сканы АО 12371

приведены к одному масштабу, депрессия излучения наиболее заметна в хвостовой части АО на коротких волнах (минимум в 09:15 UT). Обращает на себя внимание необычный вид (см. рис. 6b) профиля ПАТАН-сканов, фиксируемый в 09:15 UT, который мы интерпретируем как аппаратный дефект, возникающий вследствие недостаточности динамического диапазона при резком кратковременном увеличении амплитуды принимаемого сигнала. По положению относительно пятен, эффект приходится на пространство между разнополярными пятнами. Согласно наблюдениям на ПАТАН-600 (см. рис. 2), после того, как к 19.06.2015 г. в хвостовой части группы АО 12371 из большого набора мелких пор, теней и полутеней сформировались достаточно локализованные пятна, все оставшиеся дни в хвостовой части регистрировался источник с преобладанием яркости над пятном N-полярности.

Анализ магнитного поля АО на момент самой глубокой депрессии (09:15 UT, см. рис. 6) не выявляет никаких особенностей в величине МП – согласно SDO/HMI во всех пятнах оно составляет ~2 КГс, и только в главном пятне достигает значения 2.5 КГс.

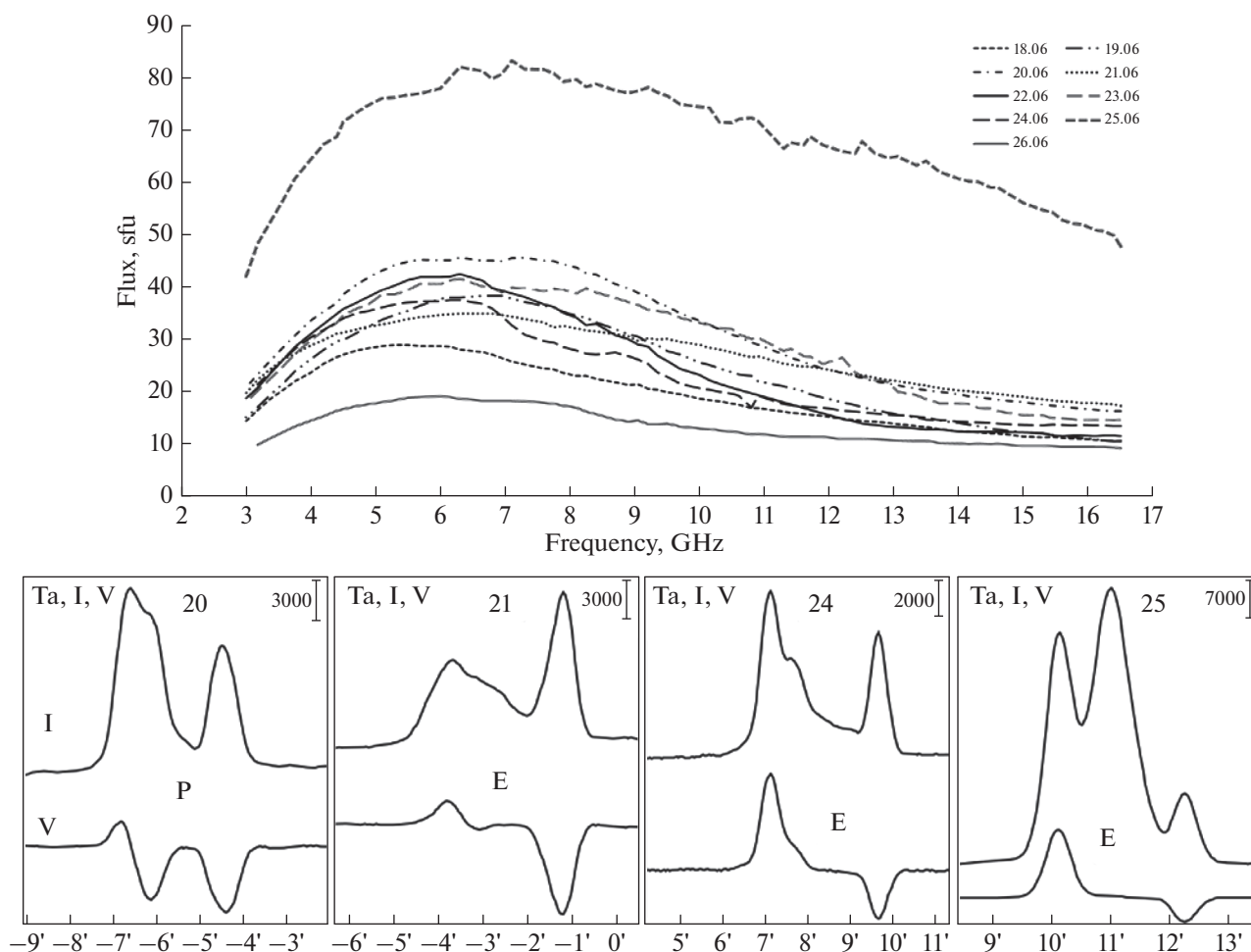


Рис. 3. Характеристики источника микроволнового излучения над АО 12371 на все дни периода (18–26).06.2015 г. по наблюдениям на РАТАН-600 в момент местного полдня ~09:15 UT. Вверху – спектральная плотность потока излучения (*Flux*), внизу – структура поляризационного изображения в параметре Стокса V (тип S, E, P). Наблюдения 25.06.2015 г. попали на момент вспышки. Оси абсцисс на графиках в угловых минутах.

Сопоставление с наблюдениями в УФ-диапазоне тоже не выявляет, на первый взгляд, заметных изменений в крупномасштабной структуре излучения (вроде выброса холодного вещества, см. верхний ряд рис. 7 в линии 304 \AA , логарифм эффективной температуры образования линии $\lg T = 4.7$). В линии 171 \AA отчетливо видна устойчивая аркада петель над искривленной нейтральной линией магнитного поля АО. Динамика этой аркады проявляется в изменении яркости отдельных петель.

В процессе формирования хвостовых пятен наблюдаются разнонаправленные вращательные движения отдельных частей АО. В целом хвостовая часть немного поворачивается против часовой стрелки, растягивая группу. С другой стороны, формирующееся левое пятно (той же полярности, что и головное) вращается по часовой стрелке, деформируя нейтральную линию фото-

сферного МП, что в конечном итоге, вероятно, и привело к вспышке 21.06.2015 г.

Считается, что всплески связаны со всплыванием МП, и с этой точки зрения обращают на себя внимание процессы типа Emerging Flux. Служба эруптивных процессов на Солнце НЕК (Helio- physics Events Knowledgebase) (<https://www.lmsal.com/isolsearch>) отмечает, что в момент времени ~03:00 UT в АО 12371 наблюдается явление типа EMERGING FLUX. Явления этого типа начали наблюдаться с самого момента восхода АО 12371, и их количество вплоть до захода АО составляло (3–5) в сутки, с резким увеличением (вдвое) для 21.06.2015 г. Согласно Parker [1977], типичный сценарий явления типа Emerging Flux состоит в том, что “magnetic fields are twisted underneath the photosphere due to flows and rise to form an Ω -loop due to magnetic buoyancy”.

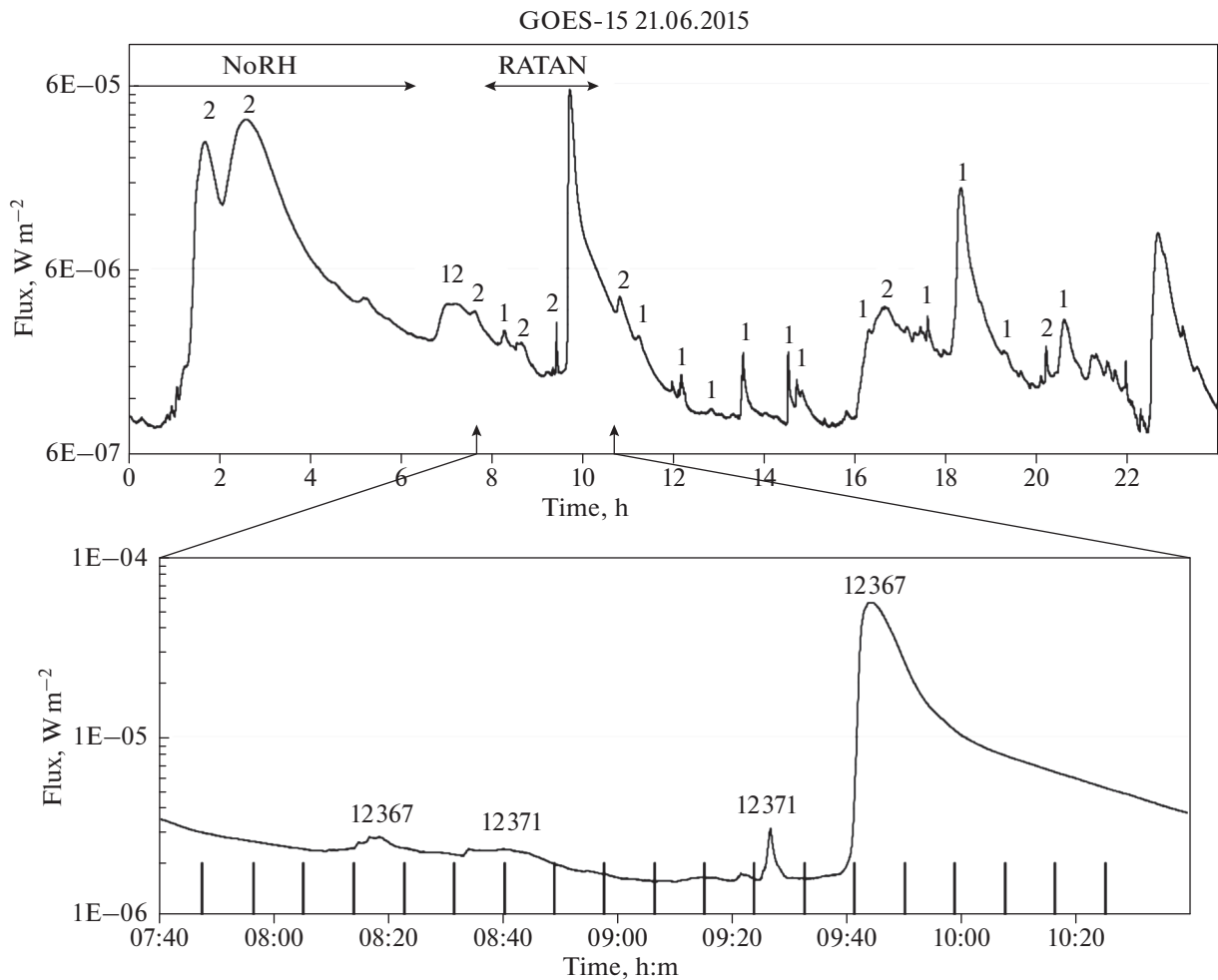


Рис. 4. Данные GOES-15, на верхнем рисунке в период всего дня 21.06.2015 г., а на нижнем более подробно – в период наблюдений на РАТАН-600, моменты начала и конца которых показаны вертикальными линиями. На верхнем рисунке показано отождествление отдельных пиков – цифра 1 соответствует АО 12367, цифра 2 – АО 12371.

Следует заметить, что выявленное нами резкое искажение профиля РАТАН-сканов было очень кратковременным, его длительность составляет (2–3) с. В то же время скважность наблюдений в УФ, необходимая для сопоставления, составляет в лучшем случае 12 с, что недостаточно для надежного отождествления источника и выяснения причин, вызвавших эти искажения. Их можно уточнить при наличии некоторых предположений с учетом наблюдений, выполненных на NoRH с высоким двумерным разрешением. Согласно Lee et al. [2018], в период начальной фазы события 21.06.2015 г. на NoRH-картах регистрируется источник, вытянутый вдоль нейтральной линии МП с максимумом яркости, достигающей очень больших значений – 87 МК (в момент 01:36 UT). Положение этой точки (см. рис. 8) приходится на область δ -конфигурации МП и сохраняется практически неизменным в течение

длительного времени (01:25–02:40) UT. Возможно, и через 6 ч эта область продолжала быть неустойчивой и могла породить выброс, зарегистрированный в наблюдениях на РАТАН-600.

Согласно Lee et al. [2018], магнитное поле АО 12371 можно представить в виде совокупности из 5 взаимодействующих систем силовых линий (C0, C1, C2, C3 и C4 – см. левый кадр на рис. 8), из которых наиболее вспышечно-опасной является highly sheared-система C1. Она была расположена вдоль нейтральной линии МП и ортогональна по отношению к системе петель C2. Видно, что перед самым началом вспышки (в 01:25 UT) наибольшая яркость на NoRH-картах отмечается в основаниях этой петли, затем положение точки максимальной яркости (X) смещается к середине этой петли, что позволяет интерпретировать ее как вершину системы C1. Эта точка хорошо ложится на область локальной депрессии изображе-

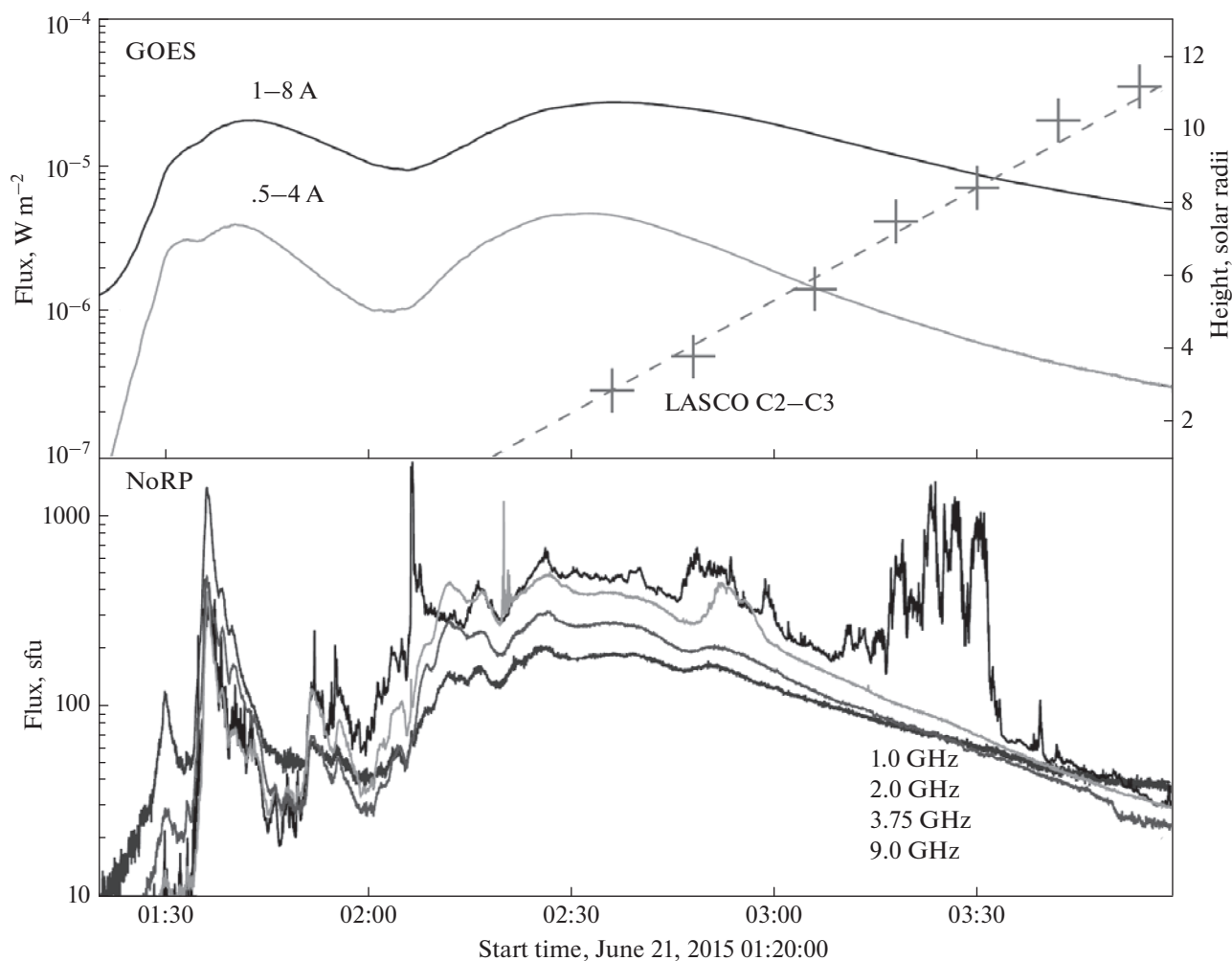


Рис. 5. Наблюдения на поляриметре NoRP, взяты из работы [Lee et al., 2018].

ния АО 12371 на РАТАН-сканах, таким образом, косвенно уточняя одномерные наблюдения.

5. ДИСКУССИЯ

Для решения поставленной задачи выбор активной области NOAA 12371 был удачным — она оказалась принадлежащей к тому типу групп пятен, которые издавна привлекают внимание исследователей Солнца, прежде всего, своей высокой вспышечной активностью. События класса X случаются достаточно редко, в 2015 г. их было всего 2 (см. рис. 1), причем одно из них (вспышка 05.05.2015 г.) — из разряда не отождествленных. Трудно ожидать, что прогнозирование единичных событий класса X в настоящее время возможно с достаточной временной точностью. Другое дело, когда иногда они подряд происходят в течение нескольких дней, однако обычно не более 2–4 сут. События класса M гораздо более многочисленны (см. рис. 1) и демонстрируют тенденцию

группироваться и существовать в течение нескольких дней (порядка жизни отдельной АО). В такую группу (16–27 июня 2015 г.) попадает и выбранная нами АО 12371, возникшая в период слабой вспышечной активности Солнца (<C7), длившейся с апреля по август 2015 г. В ней не было крупных событий класса X, однако метод КТ-Е, для выявления которых он предназначен, полностью оправдался. Это позволяет расширить диапазон действия КТ-Е в его классическом виде и распространить его на АО меньшей площади (~300 м.д.п.) для центральной зоны диска. Применимость модифицированного метода КТ-Е [Бакунина и др., 2008] на данных радиотелескопа РАТАН-600 нами не исследовалась.

Что отражает новый параметр T_B (peak), предлагаемый нами в качестве прогностического? На примере исследования АО 12371 можно видеть (см. рис. 2), что максимальная температура излучения, как правило, отмечается в главном пятне АО. Особенно она велика 18.06.2015 г. еще

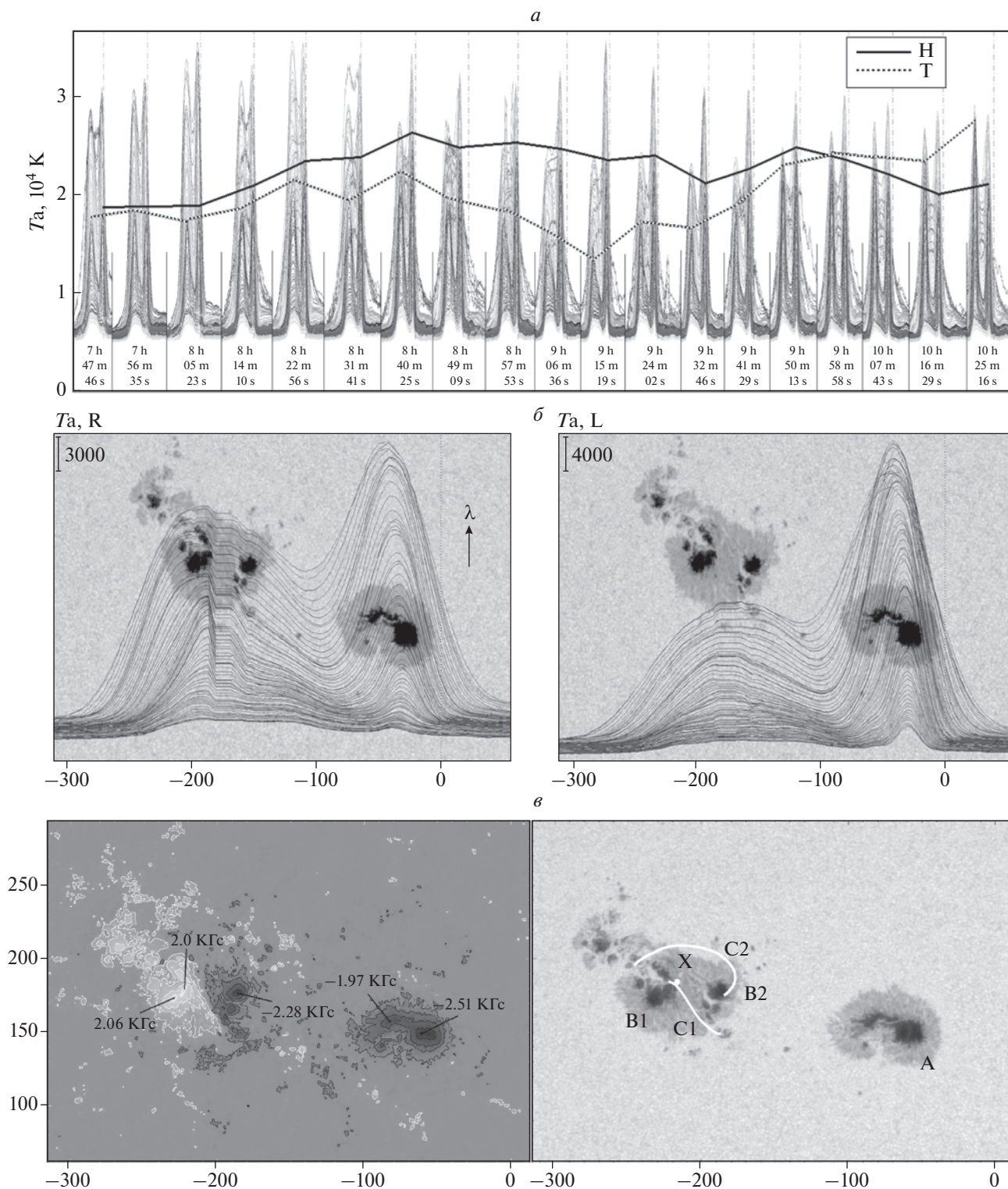


Рис. 6. Наблюдения АО 12371 в азимутах на РАТАН-600 21.06.2015 г.: (а) – динамика яркости излучения над головным и хвостовыми пятнами АО (кривые Н и Т соответственно) по наблюдениям на частоте 10 ГГц; (б) – РАТАН-сканы на момент 09:15 UT в R- и L-поляризации, наложенные на изображение в белом свете (SDO/HMI); (в) – магнитограмма (слева) и фотогелиограмма (справа) АО 12371 (SDO/HMI). На фотогелиограмме двумя белыми кривыми показаны характерные линии магнитного поля для системы петель C1 и C2 в модели [Lee et al., 2018] в предвысвещный период. Координаты на графиках (б) и картах (в) даны в угловых секундах.

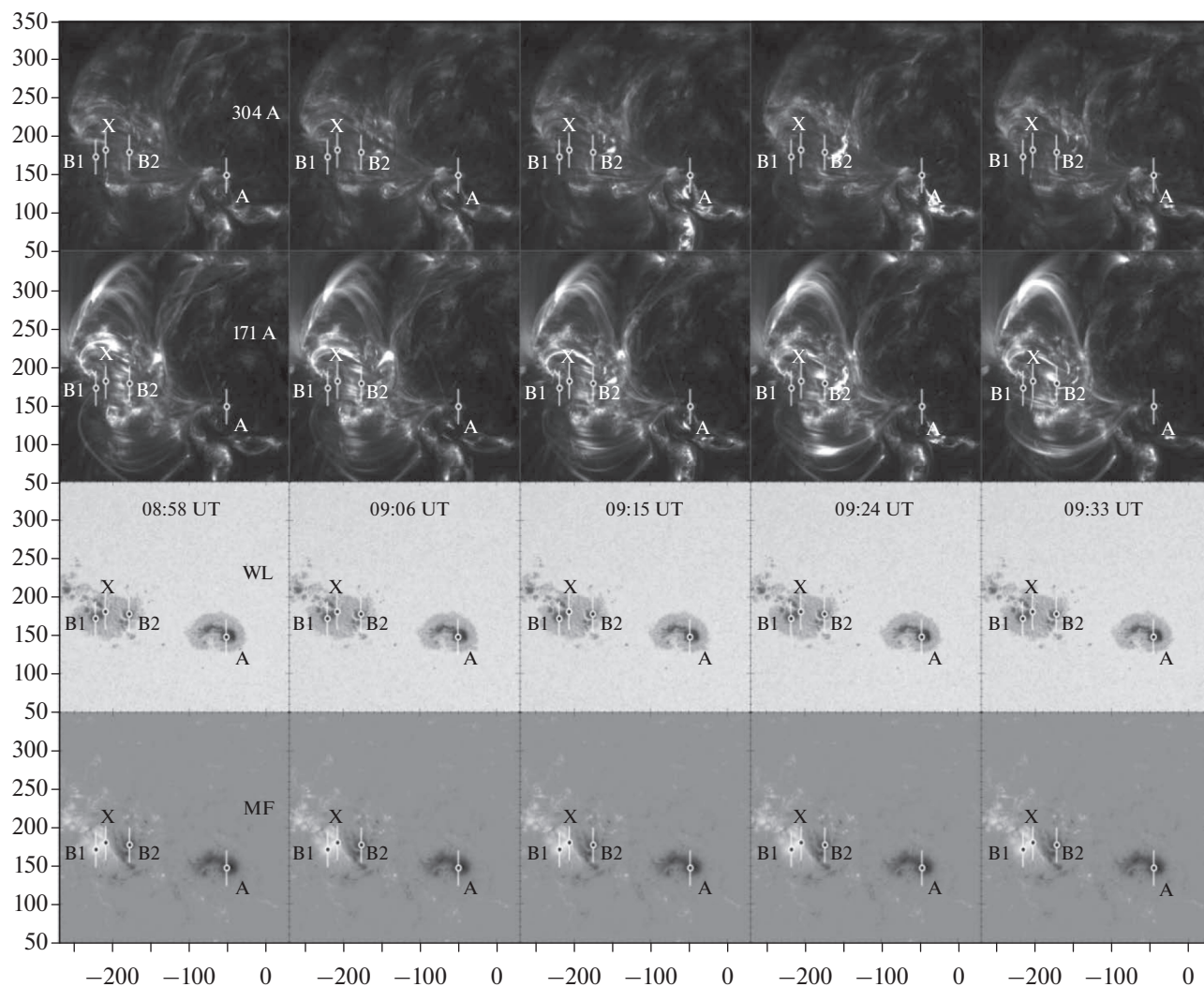


Рис. 7. Динамика структуры изображения АО 12371 в период максимального значения депрессии микроволнового излучения, зарегистрированной при наблюдениях на РАТАН-600 21.06.2015 г. (08:58–09:33) UT. В эти моменты на всех изображениях отмечено положение максимума магнитного поля (белые круги с вертикальными линиями) для головного пятна (A), хвостовых пятен (B1 и B2), а также положение наиболее яркой точки (X), выявляемой на NoRH-картах, полученных в период начальной фазы события (01:25–02:40) UT. Координаты на графиках даны в угловых секундах.

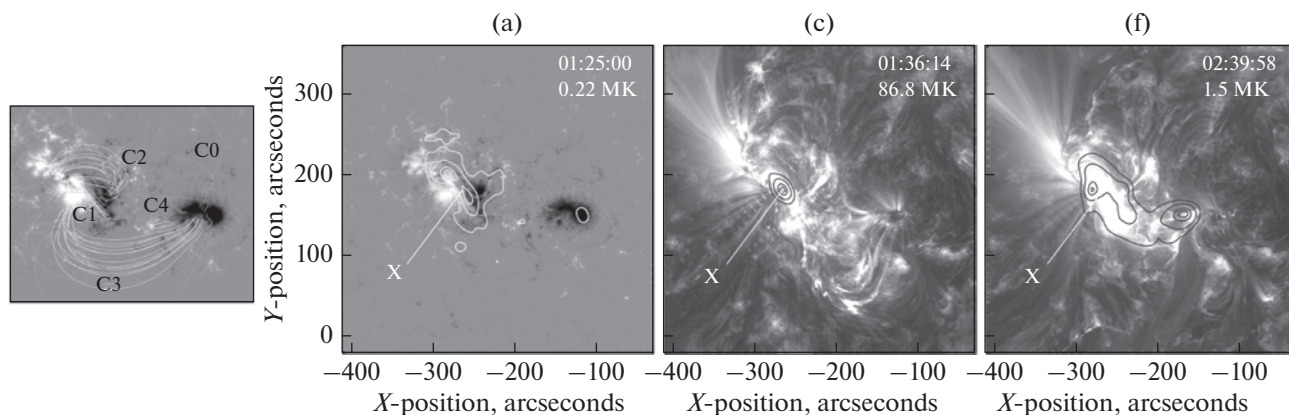


Рис. 8. Иллюстрация к наблюдениям начальной фазы события 21.06.2015 г. в АО 12371. Слева – модель коронального МП, взятая из [Lee et al., 2018]. Справа – изолинии NoRH-карт наложены на магнитное поле (SDO/HMI) и УФ-изображения в линии 171 Å (SDO/AIA).

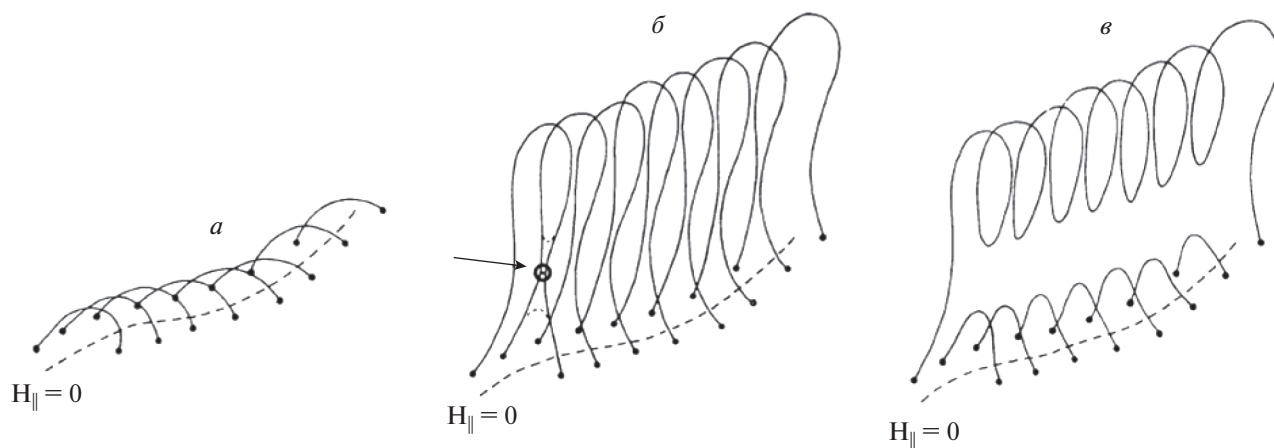


Рис. 9. Модель коронального магнитного поля над нейтральной линией ($H_{\parallel} = 0$) в активной области и процесса перезамыкания соседних силовых линий как причины возникновения вспышки (из [de Jager and Svestka, 1985]).

до главных вспышек (21.06.2015 г. и 25.06.2015 г.), в период развития АО. Накануне первой из этих вспышек (20.06.2015 г.) наиболее яркой деталью структуры оказывается хвостовая часть АО. Самой яркой она остается и во время вспышки (см. рис. 8), только к концу микроволнового всплеска такой же яркости достигает и деталь над главным пятном. Случай АО 12371 показывает, что если бы “синоптик” из Службы Космической Погоды (Space Weather Prediction Center (<https://www.swpc.noaa.gov/>)), увидев яркую АО на самом ее восходе, дал бы положительный прогноз на весь период до ее захода, то этот прогноз оправдался бы.

На основе наблюдений за весь 2015 г. (см. рис. 1) можно сделать оценку величины параметра T_B (peak), характерную для АО, способных производить события класса M, предварительно она составляет ~ 0.3 МК. Статистически значимую оценку можно надеяться получить, если использовать в большем объеме архив наблюдений на NoRH (архив ведется с 1992 г.). Возможно развитие работы в таком же направлении и по наблюдениям на РАТАН-600 с расширением диапазона частот в сторону миллиметровых волн.

Для интерпретации результатов наблюдений события 21.06.2015 г. в АО 12371, выполненных на радиогелиографе NoRH и радиотелескопе РАТАН-600, вполне подходящей оказалась одна из наиболее ранних работ, посвященных вспышечно-продуктивным АО, а именно [de Jager and Svestka, 1985], в которой собран весь имевшийся на тот момент материал наблюдений события 21.05.1980 г. и дана модель аркады петель над нейтральной линией МП, объясняющая особенности динамики структуры в процессе вспышки.

Согласно этой модели, если предвспышечная нейтральная линия искривлена и расширяется вверх, может произойти перезамыкание (kink)

между соседними петлями, в результате которого, кроме нижней системы петель, образуется еще и верхняя. Такая модель хорошо согласуется с наблюдениями АО 12371 на микроволнах и в УФ-диапазоне (см. рис. 8) — изначально компактный источник над нейтральной линией постепенно расширяется.

Работа [de Jager and Svestka, 1985] выполнена еще во времена доспутниковой астрономии. Используя современные возможности (SDO, NoRH), авторы [Lee et al., 2018] уже показывают, как реально выглядит аркада петель над нейтральной линией МП (в АО 12371) и могут определить место, где находится “kink” — источник первичного выделения энергии в период начальной фазы вспышки 21.06.2015 г. Оно соответствует области наибольшего градиента МП (δ -конфигурация) и излому нейтральной линии (см. рис. 7). Радиотелескоп РАТАН-600, благодаря высокому спектральному разрешению ($\sim 1\%$) и высокой чувствительности поляризационных наблюдений, дает возможность оценить, на какой высоте над уровнем фотосферы находилась область, которая высветилась в результате кратковременного пролета ускоренных электронов (09:15:19 UT). Вид РАТАН-сканов АО 12371 на этот момент (см. рис. 6) показывает, что наибольший эффект регистрируется в R-поляризации излучения, которая соответствует необыкновенной (e-) моде для МП основного пятна В1 с N-полярностью в хвостовой части АО. Кроме того, видно, что эффект максимален в диапазоне (6–7) ГГц. В рамках теории циклотронного излучения и модели МП солнечных пятен можно сделать вывод, что толщина слоя, в котором пролетел пучок ускоренных электронов, составляет ~ 3 тыс. км. Считается, что циклотронное излучение генерируется достаточно низко над уровнем фотосферы в переходной

области хромосфера–корона (2–15 тыс. км), и наиболее достоверные оценки абсолютного значения высоты можно получить только во время солнечных затмений или на основе модельного МП.

В целом, активную область 12371 можно причислить к разряду вспышечно-продуктивных и сформулировать перечень характеристик для АО такого типа:

1. Динамичность развития площади пятен до значения >300 м.д.п.
2. Сложность МП, искривленная нейтральная линия, иногда наличие δ -конфигурации.
3. Явления типа Emerging Flux.
4. Повышенная яркость микроволнового излучения (>0.3 МК) на частоте ~ 15 ГГц.
5. Особенности микроволнового спектра и структуры поляризованного изображения.

В настоящее время оправдываемость прогноза вспышечной активности Солнца составляет (70–75)%. В работе [Bogod et al., 2018] исследуется точность прогнозирования (Ассигасы – АСС) на основе метода КТ-Е, если менять его входные параметры. Анализ прогнозирования таким методом с использованием РАТАН-наблюдений показал [Курочкин и др., 2020], что точность меняется от 50% до 80%, и это верно по отношению как к положительному прогнозу “вспышка будет”, так и отрицательному. Индекс же True skill statistics (TSS) имеет смысл разности оценок вероятностей прогнозов верного (POD – Probability of Detection) события и ложного (POFD – Probability of False Detection) события соответственно. Он является более подходящим для редких событий типа вспышек. Уменьшать вероятность ложного прогнозирования, связанную как с инструментальными особенностями приемной аппаратуры, так и с особенностями обработки больших массивов данных, можно с помощью автоматизированных средств обработки.

Вряд ли в ближайшее время станет возможным предсказывать точный момент единичной вспышки, даже самой мощной. Сейчас, однако, уже имеется достаточно оснований для выявления вспышечно-продуктивных АО [Bogod and Tokhchukova, 2002], но только потенциальной возможности возникновения эруптивных событий. Здесь у микроволнового диапазона есть ценные преимущества, одно из которых – опережающее развитие АО в радиодиапазоне (например, рост радиопотока начинается раньше роста площади пятен [Гельфрейх и др., 1970]), и более высокая контрастность эруптивных событий в нем, по сравнению с проявлением в других частотных диапазонах (см., например, [Nakariakov et al., 2018]). Полученные нами результаты исследования АО 12371 могут быть полезны для модернизации существующих методов и разработки многопараметрического алгоритма прогнозирования.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

С целью изучения и поиска новых параметров, имеющих прогностическое значение, проанализированы наблюдения вспышечно-продуктивной АО NOAA 12371, породившей множественные эруптивные события, и получены следующие характеристики излучения этой активной области:

1. Квазиспокойный источник микроволнового излучения Солнца над АО в коротковолновом диапазоне (~ 2 см) обладает повышенной яркостью 270 КК с опережением на (2–3) дня крупных вспышек (класса М). Иными словами, предлагается новый количественный параметр, позволяющий увеличить долгосрочность прогноза до 7–10 сут.

2. Весь период существования АО на диске Солнца регистрируются эруптивные явления типа Emerging Flux, согласно Parker [1977], являющиеся наиболее прямым следствием подфотосферных динамических процессов, которые проявляются в структуре и напряженности магнитного поля АО, из которого и черпается энергия солнечной вспышки.

3. Оправдываются все 3 параметра классического КТ-Е: значение потока излучения $Flux(3\text{ см}) > 10$ с.е.п, отношение потоков $Flux(3\text{ см})/Flux(10\text{ см}) > 1$. А структура поляризованного изображения при нахождении АО вблизи ПЦМ характеризуется типом Р или Е, что не противоречит и модифицированному критерию Танака–Эноме [Бакунина и др., 2008].

4. Указано, что выявление вспышечно-продуктивных АО обеспечивает только потенциальную возможность вспышки, без точного указания момента, когда она произойдет. Необходимо дальнейшее развитие методов прогнозирования.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем свое глубочайшее уважение и сердечную признательность всему коллективу радиотелескопа РАТАН-600 и научному консорциуму Радиогелиографа Нобейма (NoRH), обеспечивающих многолетнюю работу этих инструментов и выставляющих свои данные в свободном доступе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, по теме “Исследования динамических характеристик активных образований в атмосфере Солнца в широком диапазоне волн”, регистрационный номер: 0037-2021-0010.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бакунина И.А., Смольков Г.Я., Снегирев С.Д. О “геометрических” эффектах в микроволновом излучении активных областей при их прохождении по солнечному диску // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 51. № 8. С. 641–659. 2008.
- Гельфрейх Г.Б., Ахмедов Ш.Б., Боровик В.Н., Гольнев В.Я., Коржавин А.Н., Нагнибеда В.Г., Петерова Н.Г. Исследование локальных источников медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне // Изв. ГАО. № 185. С. 165–182. 1970.
- Гельфрейх Г.Б., Петерова Н.Г., Цветков С.В. О методике прогнозирования солнечных протонных вспышек на БПР на основе критерия Танака–Эноме // Солнечные данные. № 10. С. 89–98. 1989.
- Ихсанова В.Н. О связи радиоизлучения локальных источников в короне со вспышечной активностью групп пятен // Солнечные данные. № 4. С. 100–104. 1971.
- Коробчук О.В., Петерова Н.Г. Спектральные исследования протонно-активных областей на Солнце в сантиметровом диапазоне волн / Радиоизлучение Солнца. Л. Вып. 5. С. 102–113. 1980.
- Курочкин Е.А., Петерова Н.Г., Топчило Н.А., Шендрик А.В. О физическом смысле критерия Танака–Эноме / Тез. Пятнадцатой ежегодной конференции “Физика плазмы в солнечной системе”. Москва, 10–14 февраля 2020 г. М.: Изд.-во ИКИ РАН. С. 287. 2020.
- Максимов В.П., Бакунина И.А., Нефедьев В.П., Смольков Г.Я. Способ краткосрочного прогноза мощных солнечных вспышек / Патент № 2114449 от 27.06.1998 г. // Бюллетень изобретений. № 216. С. 131–134. 1996.
- Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце. М.: Физматлит, 216 с. 2007.
- Bogod V.M., Svidskiy P.M., Kurochkin E.A., Shendrik A.V., Everstov N.P. A Method of forecasting solar activity based on radio astronomical observations // *Astrophys. Bull.* V. 73. № 4. P. 478–486. 2018. <https://doi.org/10.1134/S1990341318040119>
- Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh. About microwave emission of flare-productive active regions / Тр. междунар. конф. “Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца”. ГАО РАН, Пулковое, 17–22 июня 2002 г. С. 63–70. 2002.
- Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh. Peculiarities of the Microwave Emission from Active Regions Generating Intense Solar Flares // *Astron. Lett.* V. 29. № 4. P. 263–273. 2003. <https://doi.org/10.1134/1.1564858>
- Borisevich T.P., Il'in G.N., Korzhavin A.N., Peterova N.G., Topchilo N.A., Shpitalnaya A.A. The Tanaka-Enome criterion and solar activity in October–November 2003 as observed by the Large Pulkovo Radio Telescope // *Cosmic Res.* V. 42. № 6. P. 561–570. 2004. <https://doi.org/10.1007/s10604-005-0003-y>
- Cohen M.N. Magnetoionic mode coupling at high frequencies // *Astrophys. J.* V. 131. P. 664–680. 1960.
- de Jager C., Svestka Z. 21 May 1980 flare review // *Solar Phys.* V. 100. P. 435–463. 1985.
- Emmoku S. // *Rev. Radio Res. Laboratory.* V. 25. № 134. P. 172–176. 1979.
- Énomé Sh., Kakinuma T., Tanaka H. High-resolution observations of solar radio bursts with multi-element compound interferometers at 3.75 and 9.4 GHz // *Solar Phys.* V. 6. P. 428–441. 1969.
- Korzhavin A.N., Borisevich T.P., Peterova N.G. The flare of October 23, 2003: A comparison of X-ray and radio observations // *Solar Syst. Res.* V. 40. № 2. P. 163–168. 2006. <https://doi.org/10.1134/S0038094606020109>
- Lee J., White S.M., Liu C., Kliem B., Masuda S. Magnetic structure of a composite solar microwave burst // *Astrophys. J.* V. 856. № 1. ID. 70. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaadbc>
- Nakariakov V.M., Anfinogentov S., Storozhenko A.A., Kurochkin E.A., Bogod V.M., Sharykin I.N., Kaltman T.I. Quasi-periodic pulsations in a Solar Microflare // *Astrophys. J.* V. 859. № 2. ID. 154. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabfb9>
- Parker E.N. The origin of solar activity // *Annu. Rev. Astron. Astr.* V. 15. P. 45–68. 1977.
- Peterova N.G., Korzhavin A.N. Microwave sources with anomalous polarization and high temperature of complex active regions on the Sun // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* V. 44. P. 71–82. 1998.
- Smolkov G.Ya., Uralov A.M., Bakunina I.A. Radio-heliographic diagnostics of the potential flare productivity of active regions // *Geomagn. Aeronomy.* V. 49. № 8. P. 1101–1105. 2009. <https://doi.org/10.1134/S0016793209080106>
- Takakura T. Limiting polarization of solar microwave emission // *Publ. Astron. Soc. Japan.* V. 13. P. 312–320. 1961.
- Tanaka H., Énomé Sh. The microwave structure of coronal condensations and its relation to proton flares // *Solar Phys.* V. 40. P. 123–131. 1975.
- Tanaka H., Kakinuma T. The relation between spectrum of slowly varying component of solar radio emission and solar proton event // *Rep. Ionos. Space Res.* V. 18. P. 32–44. 1964.
- Tokhchukova S.Kh. RATAN-600 radio telescope in the 24th solar activity cycle. IV. Information system for RATAN-600 solar observations // *Astrophys. Bull.* V. 66. № 3. P. 409–419. 2011.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ, ВАРИАЦИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ГЛОБАЛЬНАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗЕМЛИ

© 2022 г. В. В. Хегай¹, А. Д. Легенька¹, А. А. Абуни¹*, М. А. Абунина¹, **, А. В. Белов¹, С. П. Гайдаш¹

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

*e-mail: abunin@izmiran.ru

**e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 09.12.2020 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Выполнен сопоставительный корреляционный анализ с 21 по 24 цикл солнечной активности между числом сильных (магнитуда $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году ($N_{EQ/Year}$), отражающим глобальную сейсмическую активность Земли, и суммарным годовым потоком солнечного излучения на длине волны 10.7 см ($F10.7_{Year}$), интегрально характеризующим уровень солнечной активности. Статистически значимый коэффициент линейной корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year}) = -0.414$. Рассмотрена корреляция между $N_{EQ/Year}$ и среднегодовой вариацией интенсивности потоков галактических космических лучей δ_{Year} на этом же временном интервале, при этом $\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year}) = 0.459$, что позволяет объяснить ~20% изменений $N_{EQ/Year}$ в рамках линейной однофакторной модели изменениями δ_{Year} , и при рассмотрении солнечной активности и интенсивности галактических космических лучей как независимых факторов, формирующих сейсмическую активность Земли, теснота связи между интенсивностью галактических космических лучей и сейсмической активностью Земли оказывается больше, чем между солнечной активностью и сейсмической активностью Земли на изученном интервале времени для массива сильных землетрясений с $M \geq 5.0$. Такая умеренная корреляция может быть обусловлена соответствующим перераспределением давления на уровне тропосферы, связанным с увеличением облачности при росте интенсивности потоков галактических космических лучей в периоды низкой солнечной активности, непосредственно ионизирующих нижние слои атмосферы и опосредовано влияющих на динамические процессы в них. При этом происходят такие изменения режима глобальной циркуляции в тропосфере, которые способствуют активации “созревших” очагов сильных землетрясений основными барическими структурами атмосферы – циклонами и антициклонами.

DOI: 10.31857/S0016794022010102

1. ВВЕДЕНИЕ

Связь сейсмической активности Земли (САЗ) с уровнем солнечной активности (СА) уже давно является предметом научных исследований и обсуждений [Сытинский, 1963]. В цикле работ А.Д. Сытинского, выполненных на интервале с 1963 по 1989 г. ([Сытинский, 1989] и ссылки там), был достоверно установлен сам факт влияния СА на САЗ и приведены важные количественные эмпирические соотношения между уровнем СА и интенсивностью САЗ. Более того, в одной из последних ключевых работ этого цикла [Сытинский, 1989] было указано, что, исходя из анализа всех имеющихся у автора данных, можно сделать вывод о том, что влияние СА на землетрясения осуществляется через *атмосферные процессы*. Особо было отмечено, что в среднем, сильные

землетрясения опережают сильные магнитные возмущения на один день, что указывает на различие механизмов передачи энергии солнечного ветра магнитосфере и атмосфере Земли. Позднее, на основании проведенного в работе [Барляева и др., 2000] исследования ряда интенсивных ($M \geq 7.0$) землетрясений с 1962 по 1995 гг., предложенная Сытинским схема вероятного воздействия СА на развитие интенсивных землетрясений, была следующим образом детализирована: изменение солнечной активности влечет за собой изменение межпланетного магнитного поля (ММП) вблизи Земли, которое влияет на интенсивность ($I_{ГКЛ}$) галактических космических лучей (ГКЛ). Изменение $I_{ГКЛ}$ вызывает атмосферные перестройки, вследствие которых нарушается баланс давлений на стыке блоков; если накоплен-

ные упругие деформации уже достаточно велики на границе рассматриваемых блоков, то они становятся больше предела прочности, который может выдержать горная порода, блоки смещаются друг относительно друга и тогда, согласно теории упругой отдачи [Reid, 1910], происходит землетрясение. В статье [Барляева и др., 2000] эта схема упрощенно выглядит следующим образом:

Вариации магнитного поля Солнца ⇒ Вариации магнитного поля гелиосферы ⇒ Вариации ГКЛ в земной атмосфере ⇒ Вариации распределения атмосферного давления ⇒ Землетрясение.

При этом, в качестве меры интенсивности СА так же, как и в работах Сытинского, были выбраны числа Вольфа (например, [Сытинский, 1989]). В эту схему, как видно из рис. 13 в работе [Барляева и др., 2000], включены также и солнечные космические лучи (СКЛ), которые в тексте работы обсуждаются очень кратко, однако указано, что, по сути, интенсивность СКЛ ($I_{СКЛ}$) большая в периоды высокой СА и маленькая во время низкой СА отображается (косвенно) числами Вольфа (W), а интенсивность ГКЛ практически антикоррелирует с ними: коэффициент корреляции на исследуемом временном интервале для сглаженного по пяти годам в одиннадцатилетнем цикле ряда $I_{ГКЛ}$ с W , $\rho(I_{ГКЛ}, W) = -0.81$. Это означает, что, когда высока интенсивность ГКЛ, мала интенсивность СКЛ, и наоборот.

В работе [Боков и Сытинский, 2002] на основе изучения вариаций барических распределений, связанных с СА, как основных агентов, “провоцирующих” сильные землетрясения, были представлены результаты испытания разработанного сейсмо-синоптического метода для краткосрочного (2–4 сут до толчка) прогнозирования землетрясений. Анализ качества прогнозов землетрясений показал, что по времени (интервал: 1 день + 23 ч) их оправдываемость составила 69.3%, а для отдельных регионов (Турция; США (Калифорния) и ряда других) около 80%. Было достигнуто также неплохое качество прогнозирования места эпицентра землетрясений. Более того, авторы далее делают вывод, что барические перестройки, обусловленные физическими законами и связями в системе “Солнце–атмосфера Земли–твердая Земля”, инициируют поверхностные землетрясения с магнитудой $M > 5$ в 90–95% случаев. Дальнейшее развитие этого сейсмо-синоптического метода краткосрочного прогнозирования землетрясений представлено в работах [Боков, 2011; Боков и др., 2011; Боков и Воробьев, 2014; 2016]. В рамках настоящей работы наиболее важным элементом оказывается следующий тезис, сформулированный в работе [Боков и др., 2011]: “Быстрые смещения крупных воздушных масс увеличивают или снимают нагрузки на земную кору и приводят к ее деформации. Образовавши-

еся дополнительные деформации коры между геоблоками служат спусковым механизмом землетрясений, которые уже предварительно подготовлены эндогенными процессами”. При этом активизация очага уже “созревшего” землетрясения решающим образом зависит от коллинеарности границы между областями высокого (антициклональной) и низкого (циклонической) давлений с ориентацией разлома. Оптимально для этого процесса необходимо, чтобы линия нулевой барической нагрузки проходила вдоль активного разлома, вертикальная проекция вблизи некоторой точки которого на поверхность Земли будет соответствовать эпицентру инициируемого землетрясения (рис. 8 в [Боков, 2011]). Кроме этого, необходимо также, чтобы перепад давления в атмосферных барических образованиях нужным образом соответствовал напряжениям на границах блоков разлома, только в этом случае он может стать триггером подземного толчка. Методология расчета барических нагрузок на земную поверхность, которые необходимо определить для выявления атмосферно-циркуляционных предвестников (АЦП) землетрясений на основании актуальных карт распределения давления в заданном регионе, приведена в работе [Боков и Воробьев, 2014].

В работе [Сытинский и др., 2003], посвященной исследованию геоэффективности параметров солнечного ветра при изучении солнечно-атмосферных связей, прямо сказано, что атмосферная циркуляция в значительной мере контролируется процессами на Солнце и в межпланетной среде. При этом в качестве одного из основных выводов указывается, что энергия солнечно-атмосферных возмущений соответствует энергии циклонов и, следовательно, влияет на погоду. Поэтому в физических и прогностических моделях атмосферы, а также при разработке методов прогноза времени и места возникновения сильных землетрясений необходимо учитывать СА и состояние межпланетной среды.

ГКЛ являются постоянно присутствующей компонентой межпланетной среды, пронизывающей всю толщу земной атмосферы, их роль в образовании облачности непосредственно [Pudovkin and Veretenenko, 1995] и в формировании барических перестроек в тропосфере опосредовано [Веретененко и Огурцов, 2015a] весьма значима, так как облачные массивы различного масштаба являются неотъемлемыми элементами фундаментальных барических структур атмосферы (циклонов, антициклонов, ложбин), определяющих атмосферную циркуляцию. Естественным образом возникает вопрос о соотношении интенсивности ГКЛ и количеством сильных землетрясений. Частично ответ на этот вопрос для временного интервала с 1962 по 1995 гг. (чуть более чем три одиннадцатилетних цикла СА) и зем-

летрясений с $M \geq 7.0$ был получен в работе [Барляева и др., 2000]. Оказалось, что для всей Земли в целом коэффициент корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, I_{ГКЛ}) = 0.35$ (таблица на стр. 18 в работе [Барляева и др., 2000]).

В первой части настоящего исследования проводится сопоставительный (корреляционный) анализ между числом сильных (магнитуда $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году ($N_{EQ/Year}$) и годовым уровнем СА (годовой поток солнечного излучения на длине волны 10.7 см, взятый как сумма соответствующих среднемесячных потоков – $F10.7_{Year}$) на временном интервале, охватывающем с 21 по 24 цикл (четыре одиннадцатилетних) солнечной активности (с 1973 по 2018 гг.). Такой выбор корреляционной пары обусловлен, во-первых, достаточно высокой надежностью каталога Национального Центра информации о землетрясениях Геологической службы США (NEIC, USGS, (<https://www.usgs.gov/>)) с 1973 г., во-вторых, тем, что параметр $F10.7$, хорошо коррелирующий с числами Вольфа, сам по себе является интегральным энергетическим (в отличие от чисел Вольфа) параметром, характеризующим СА в целом.

Во второй части работы проводится такое же сопоставление с интенсивностью годового потока ГКЛ, который сначала оценивается через суммарное количество Форбуш-понижений в году ($FDS_{Year\Sigma}$), а затем – через относительную, усредненную за год по среднемесячным данным, величину – через среднегодовую вариацию интенсивности потоков галактических космических лучей (δ_{Year} , %), характеризующую интенсивность изотропной составляющей потока ГКЛ:

$$\delta_{Year} = 100 \times [\langle A_0 \rangle_{Year} - \langle A_0 \rangle_{2008}] / \langle A_0 \rangle_{2008}, \quad (1)$$

где A_0 – вариация интенсивности ГКЛ на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли, полученная методом глобальной съемки по данным всей мировой сети нейтронных мониторов [Белов и др., 2018; Belov et al., 2018]. В качестве базового периода для нормировки выбран 2008 год, когда наблюдалась минимальная СА по величине годового потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см в течение изучаемых в данной работе циклов. С математической точки зрения, величина A_0 есть амплитуда нулевой гармоники вариации интенсивности ГКЛ (стр. 4, уравнение 7 в работе [Белов и др., 2018]), полученная в результате разложения этой интенсивности по сферическим гармоникам (напр., [Yasue et al., 1982]).

2. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ С 21-го ПО 24-й ЦИКЛ И ГЛОБАЛЬНАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗЕМЛИ

В работе [Шестопапов и Харин, 2004] исследовалась взаимосвязь между СА и САЗ за период 1900–2002 гг. В основе этих исследований лежало представление о сейсмичности как о части единого физического процесса в системе “Солнце–Земля”. При таком подходе сейсмические явления определяются процессами как солнечного, так и земного происхождения. В работе было показано, что существуют 11-летние циклы сейсмической активности на Земле, которые имеют существенную отрицательную корреляцию с циклами солнечной активности (с циклами солнечных пятен), а на протяжении 11-летнего солнечного цикла САЗ возрастает в периоды минимальной СА и во время крупных солнечных вспышек. В качестве меры уровня СА в этой работе рассматривались годовые числа Вольфа (W), а САЗ оценивалась по величине годового энерговыделения сейсмической энергии (E) в сильных землетрясениях. Оказалось также, что минимальная наблюдаемая абсолютная величина коэффициента корреляции в этой паре (отрицательного) $|\rho(E, W)|$ равна 0.54, что по шкале Чеддока, характеризующей тесноту связи, определяется как “заметная” ($0.5 < |\rho| < 0.7$).

Далее, в работе [Хегай, 2018], для более короткого временного интервала, охватывающего 21–23 циклы солнечной активности, было получено, что в соответствии со статистикой Стьюдента с уровнем значимости $\alpha = 0.05$, получается статистически значимая величина коэффициента корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year}) = -0.392$, если $N_{EQ/Year}$ – число сильных (магнитуда $M \geq 6.0$) коровых землетрясений в году. Таким образом, теснота связи между $N_{EQ/Year}$ и $F10.7_{Year}$ на этом временном отрезке определяется как “умеренная” ($0.3 < |\rho| < 0.5$) и оказывается в диапазоне на ранг ниже, чем наименьшая из абсолютных величин ρ , приводимых в статье [Шестопапов и Харин, 2004]. Тем не менее, этот результат в целом согласуется с выводами, полученными в работе [Шестопапов и Харин, 2004] о наличии устойчивой антикорреляции между СА и САЗ в циклах на более длинном временном интервале.

Прежде чем продолжить корреляционный анализ связи САЗ и СА на выбранном нами временном интервале, необходимо сделать дополнительное разъяснение относительно характеристик землетрясений, входящих в это рассмотрение. Граница между сильными и слабыми землетрясениями по величине магнитуды (M) может быть проведена различным образом. Так, в монографии [Шебалин, 1997] к сильным отнесены уже такие землетрясения, для которых $M \geq 4.0$. Однако, так как землетрясений, для которых

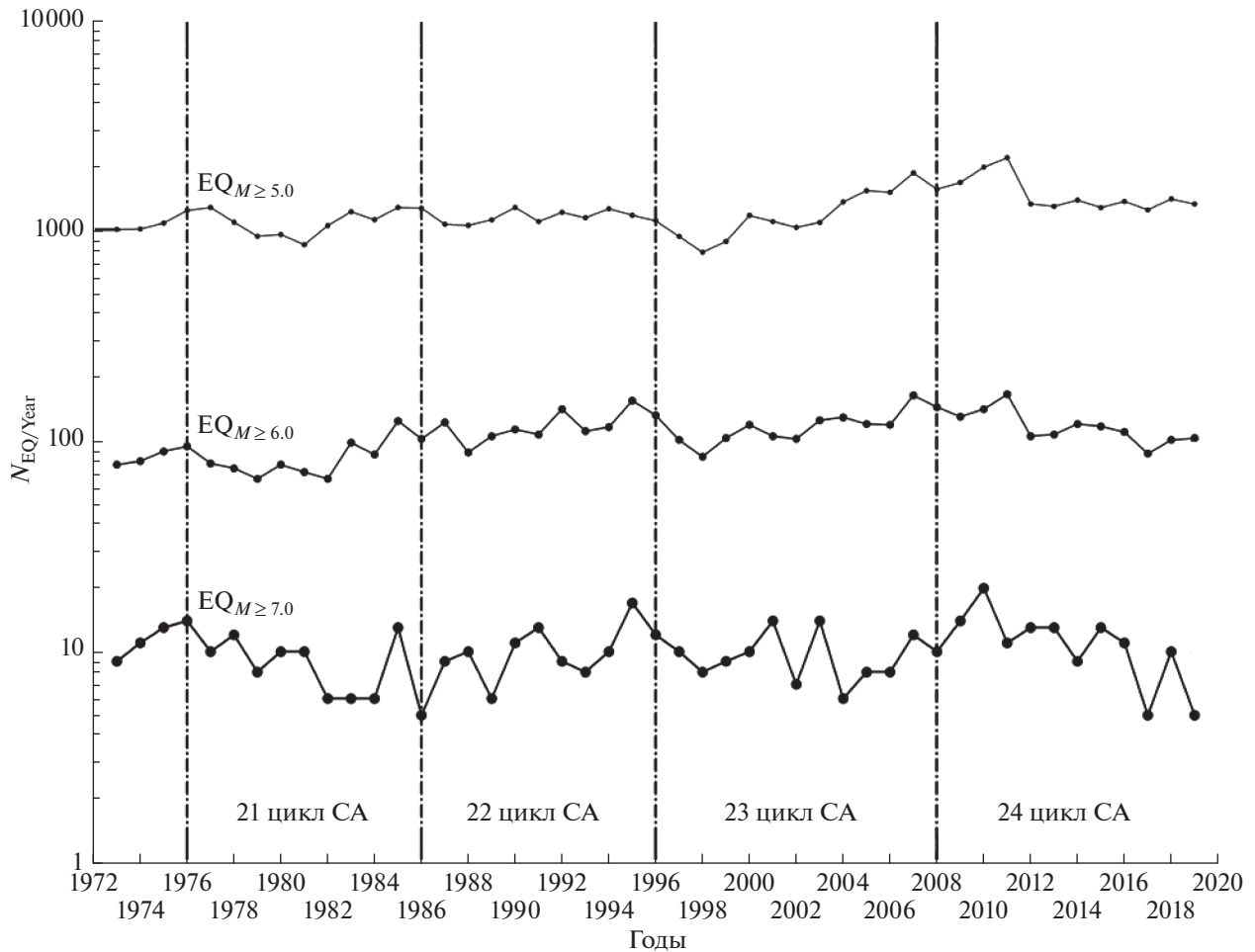


Рис. 1. Распределение количества землетрясений по годам $N_{EQ/Year}$, в зависимости от величины магнитуды M . Верхняя кривая отображает число землетрясений в году с $M \geq 5.0$ ($EQ_{M \geq 5.0}$), средняя – с $M \geq 6.0$ ($EQ_{M \geq 6.0}$), а нижняя – с $M \geq 7.0$ ($EQ_{M \geq 7.0}$). Границы циклов СА (вертикальные штрихпунктирные линии) взяты в соответствии с работой [Ишков, 2013].

$4.0 < M < 5.0$ происходит, по различным оценкам [Апродов, 2000], от 5000 до 15000 в год, то не все они могут быть надежно зафиксированы в каталогах. В нашем дальнейшем анализе будут учтены только землетрясения, для которых $M \geq 5.0$, занесенные в каталог NEIC, USGS с 1973 г. Именно число таких землетрясений в году будет количественной мерой глобальной САЗ в нашем исследовании, как это уже было указано во Введении.

На рисунке 1 приведена картина распределения числа землетрясений по годам $N_{EQ/Year}$, в зависимости от величины магнитуды. Верхняя кривая отображает число землетрясений в году с $M \geq 5.0$ ($EQ_{M \geq 5.0}$), средняя – с $M \geq 6.0$ ($EQ_{M \geq 6.0}$), а нижняя – с $M \geq 7.0$ ($EQ_{M \geq 7.0}$). Хорошо видно, что с увеличением магнитуды на единицу число землетрясений в году уменьшается примерно на порядок величины. Точные границы оказываются следующими: $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) \in [782; 2196]$; $N_{EQ/Year}(M \geq 6.0) \in [66; 166]$; $N_{EQ/Year}(M \geq 7.0) \in [5; 20]$.

Рисунок 2 показывает поведение $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (левая ось ординат, сплошная линия, затемненные кружки) и $F10.7_{Year}$ (правая ось ординат, точечная линия, незатемненные кружки) на временном интервале с 1973 г. по 2019 г. Для этой пары параметров статистически значимый (с уровнем значимости $\alpha = 0.05$ в соответствии со статистикой Стьюдента) коэффициент линейной корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year}) = -0.414$, т. е. наблюдается антикорреляция с “умеренной” теснотой связи между $N_{EQ/Year}$ и $F10.7_{Year}$ на этом временном отрезке. Данные по величине среднего за месяц потока $F10.7$ (в *sfu* – solar flux units) с января 1973 г. по февраль 2015 г. были взяты с интернет-ресурса (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/noontime-flux/penticton/penticton_averaged/) NOAA National Centers for Environmental Information (NCEI), USA, а с февраля 2015 г. по декабрь 2019 г. – с электронного адреса (<https://www.swpc.noaa.gov/>

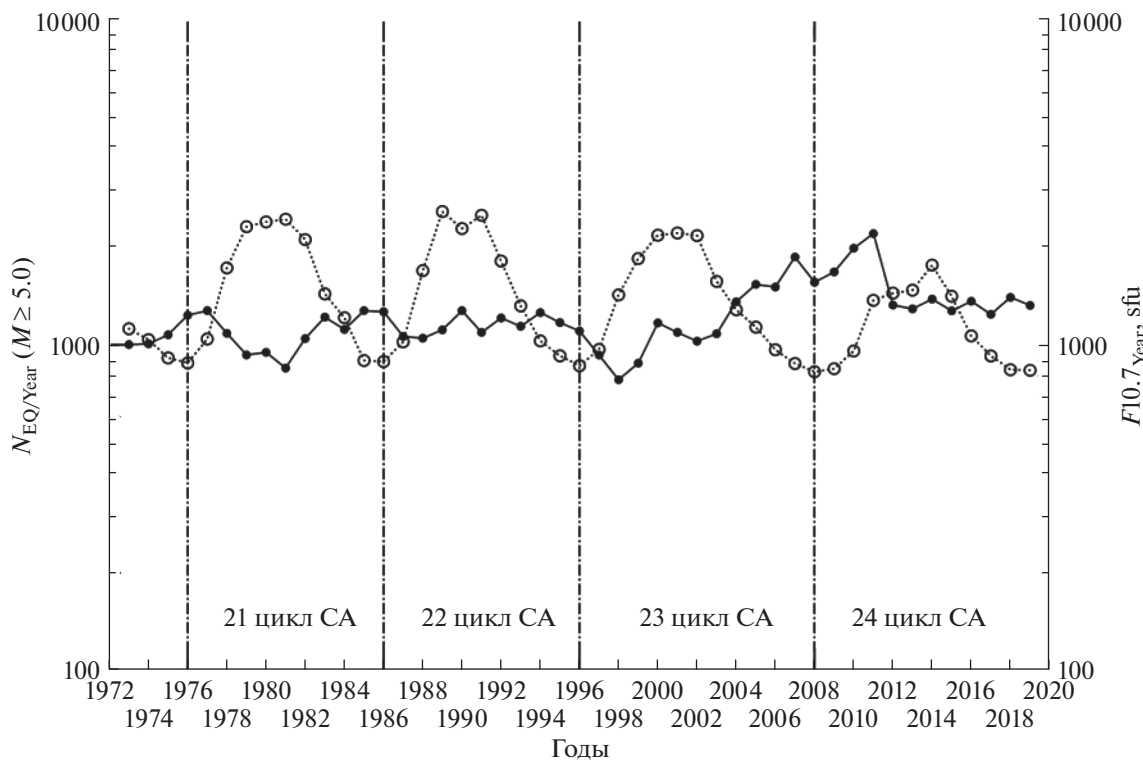


Рис. 2. Поведение $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (левая ось ординат, сплошная линия, затемненные кружки) и $F10.7_{Year}$ (правая ось ординат, точечная линия, незатемненные кружки) на временном интервале с 1973 по 2019 гг. (ось абсцисс). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

products/solar-cycle-progression) Space Weather Prediction Center National Oceanic and Atmospheric Administration, USA.

Интересно отметить следующий момент, что, если сопоставить последовательно коэффициенты корреляции (при том же уровне значимости $\alpha = 0.05$) между $N_{EQ/Year}$ и $F10.7_{Year}$, получаемых по массивам землетрясений с $M \geq 6.0$, $M \geq 5.5$ и $M \geq 5.0$, то можно видеть увеличение абсолютной величины коэффициента корреляции от 0.327 до 0.414, что означает увеличение тесноты обнаруживаемой связи по мере увеличения количества учитываемых землетрясений (рис. 3).

Таким образом, оценка тесноты связи между СА и глобальной САЗ по числу сильных землетрясений в году с $M \geq 5.0$, оказывается наиболее подходящей как с точки зрения возможности учета всех таких землетрясений в каталогах, так и по абсолютной величине полученного коэффициента корреляции. В рамках линейной однофакторной модели получается, что на исследованном временном интервале примерно 17% изменений числа сильных землетрясений во всем мире ($N_{EQ/Year}$ с $M \geq 5.0$) в году может быть объяснено вариациями в $F10.7_{Year}$, т.е. общим уровнем СА.

3. ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОТОКА ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С 21-го ПО 24-й ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ГЛОБАЛЬНАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗЕМЛИ

Наиболее просто в течение циклов СА можно оценить вариации интенсивности ГКЛ по суммарному количеству выделенных Форбуш-понижений в году ($FDS_{Year\Sigma}$). Форбуш-понижения (или Форбуш-эффекты) — это самые разнообразные явления в вариациях ГКЛ (напр., [Lockwood, 1971; Belov, 2009; Абунин и др., 2012]), обусловленные, в основном, выбросами солнечного вещества (СМЕ — *Coronal Mass Ejection*) и/или высокоскоростными потоками солнечного ветра из корональных дыр. Частота и величина Форбуш-понижений отражают изменения СА и могут использоваться для анализа и прогноза всплесков СА [Belov et al., 2008]. Все Форбуш-эффекты, выделенные по данным мировой сети нейтронных мониторов, собраны в базу данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID — *Forbush effects and interplanetary disturbances database*) [Belov et al., 2019; Abunin et al., 2019], совместно со всеми сопутствующими параметрами солнечного ветра, межпланетного магнитного поля, геомагнитной активности и космических

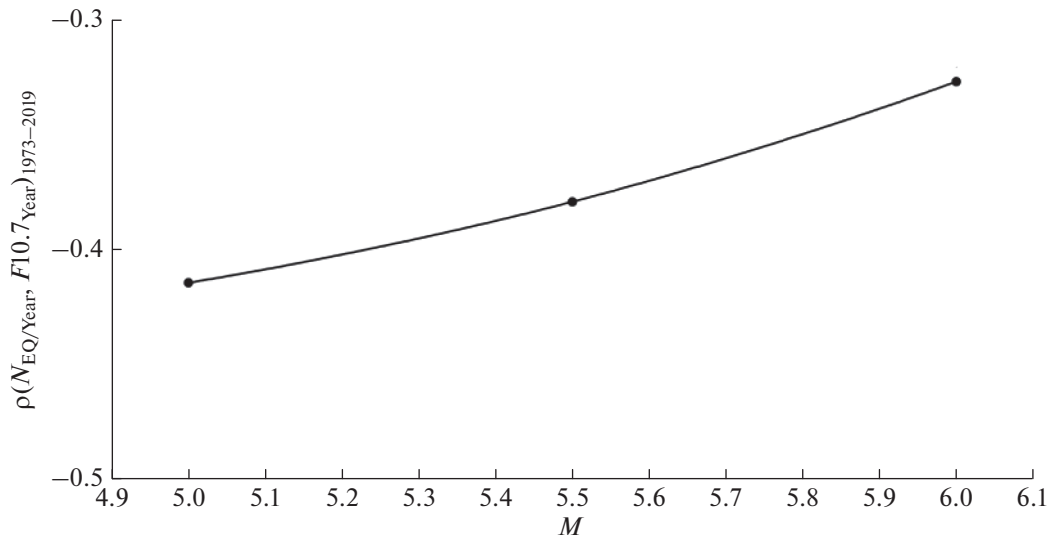


Рис. 3. Изменение коэффициента корреляции (при том же уровне значимости $\alpha = 0.05$ в соответствии со статистикой Стьюдента) между $N_{EQ/Year}$ и $F10.7_{Year}$, получаемые по массивам землетрясений с $M \geq 6.0$, $M \geq 5.5$ и $M \geq 5.0$.

лучей. Параметры космических лучей получены при помощи метода глобальной съемки [Белов и др., 2018; Belov et al., 2018] для фиксированной жесткости частиц 10 ГВ. Открытая сетевая версия базы данных FEID в интернете находится по адресу (<http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html>).

Анализ этой базы данных с 1973 г. по 2018 г. обнаруживает статистически значимый коэффициент корреляции (уровень значимости $\alpha = 0.05$) $\rho\{N_{EQ/Year}(M \geq 5.0), FDS_{Year\Sigma}\} = -0.379$. Квадрат коэффициента корреляции называется коэффициентом детерминации, и он показывает долю вариации результативного признака, объясненную вариацией факторного признака. Такая умеренная антикорреляция означает, что уменьшение интенсивности потока ГКЛ (т.е. $FDS_{Year\Sigma}$ возрастает) приводит примерно в 14% случаев к уменьшению числа сильных землетрясений с $M \geq 5.0$ в году на исследуемом временном интервале.

Количество $FDS_{Year\Sigma}$ отображает понижения интенсивности ГКЛ в разные годы, однако хотелось бы получить более прямую и непосредственную оценку изменений этой интенсивности. Такая оценка может быть получена на основании уравнения (1), которое характеризует изотропную часть вариации интенсивности потоков ГКЛ на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли (δ_{Year}). На рисунке 4, аналогично рис. 2, дано сравнение поведения $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (левая ось ординат, сплошная линия, затемненные кружки) и δ_{Year} (правая ось ординат, пунктирная линия) на временном интервале с 1973 г. по 2019 г. (ось абсцисс).

Для этой пары параметров коэффициент корреляции $\rho\{N_{EQ/Year}(M \geq 5.0), \delta_{Year}\} = 0.459$, т.е. на-

блюдается прямая корреляция при умеренной тесноте связи. На рисунке 5 представлена соответствующая рис. 4 линейная регрессия. Стандартная ошибка регрессии S , характеризующая меру разброса $N_{EQ/Year}$ вокруг линии регрессии, равна 254.08. Соответствующее уравнение регрессии, полученное методом наименьших квадратов, выглядит следующим образом:

$$N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) = 24.1203\delta_{Year} + 1410.397, \quad (2)$$

при этом статистическая значимость уравнения регрессии проверена с помощью критерия Фишера. Установлено, что в исследуемой ситуации примерно 21% общей вариабельности $N_{EQ/Year}$ может быть объяснен изменениями δ_{Year} в рамках линейной однофакторной модели.

Оценим теперь тесноту и характер связи между δ_{Year} и $F10.7_{Year}$ на изучаемом нами временном промежутке. На рисунке 6 показано сравнение поведения $F10.7_{Year}$ (левая ось ординат, сплошная линия) и δ_{Year} (правая ось ординат, пунктирная линия) на временном интервале с 1973 г. по 2018 г. (ось абсцисс). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1. На глаз отчетливо видна высокая степень антикорреляции.

Как указано выше, в работе [Барляева и др., 2000] получено, что $\rho(I_{ГКЛ}, W) = -0.81$, т.е. наблюдается высокая теснота связи ($0.7 < |\rho| < 0.9$) и антикорреляция между интенсивностью ГКЛ и СА на временном интервале с 1962 по 1995 гг. В данном же анализе получается, что коэффициент линейной корреляции $\rho(\delta_{Year}, F10.7_{Year}) = -0.878$, что хорошо согласуется с результатами этой работы, т.е. в периоды высокой СА падает интенсивность ГКЛ. Т.к. мы используем как меру

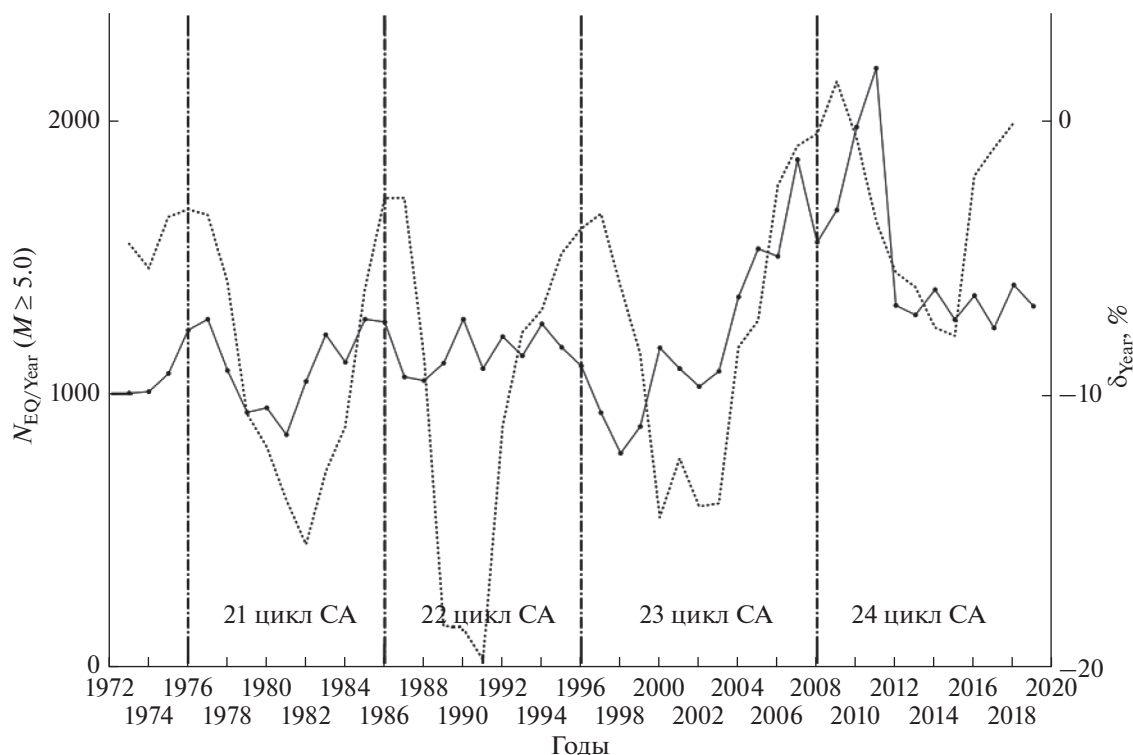


Рис. 4. Поведение $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (левая ось ординат, сплошная линия с точками) и δ_{Year} (правая ось ординат, пунктирная линия) на временном интервале с 1973 по 2019 гг. (ось абсцисс). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

СА величину $F10.7_{Year}$, а не числа Вольфа (W), необходимо было убедиться, что наш подход дает на выбранном временном промежутке те же результаты, что и давно устоявшиеся. Более того, поскольку $|\rho(\delta_{Year}, F10.7_{Year})| = 0.878 > |\rho(I_{ГКЛ}, W)| = 0.81$, то использование энергетического параметра $F10.7_{Year}$ приводит к увеличению тесноты связи между интенсивностью ГКЛ и СА. Это также свидетельствует в пользу того, что параметры $F10.7_{Year}$ для характеристики СА в нашем рассмотрении и δ_{Year} для характеристики интенсивности потоков ГКЛ выбраны верно.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе общее и сложное понятие “солнечная активность” (СА) описывается количественно только через единственный энергетический параметр – суммарный годовой поток солнечного излучения на длине волны 10.7 см ($F10.7_{Year}$), интегрально характеризующий уровень СА на временном интервале с 21-го по 24-й цикл СА (с 1973 по 2019 гг.), в отличие от чисел Вольфа (W), не являющихся прямым энергетическим параметром. При этом в качестве единственного параметра, характеризующего сейсмическую активность Земли (САЗ) на этом же временном отрезке, выбирается суммарное количество сильных

(магнитуда $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году ($N_{EQ/Year}$). Обоснование выбора величины магнитуды $M \geq 5.0$ для землетрясений, отнесенных к “сильным” в нашей работе дано выше в разделе 2. В результате получается, что статистически значимый (при уровне значимости $\alpha = 0.05$ по статистике Стьюдента) коэффициент линейной корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year}) = -0.414$, т.е. наблюдается антикорреляция с “умеренной” по шкале Чеддока теснотой связи между $N_{EQ/Year}$ и $F10.7_{Year}$ на этом временном отрезке, т.е. подтверждается устойчивая антикорреляция между САЗ и СА, полученная также и другими авторами [Шестопалов и Харин, 2004] на предшествующих более длинных временных отрезках, где в качестве меры уровня СА рассматривались годовые числа Вольфа (W), а САЗ оценивалась по величине годового энерговыделения сейсмической энергии (E) в сильных землетрясениях.

С другой стороны, оказывается, что между САЗ и интенсивностью ГКЛ, оцениваемой по среднегодовой вариации интенсивности потоков галактических космических лучей δ_{Year} (причем δ_{Year} характеризует интенсивность изотропной составляющей потоков ГКЛ вне атмосферы и магнитосферы Земли с фиксированной жесткостью 10 ГВ), наблюдается прямая корреляция с уме-

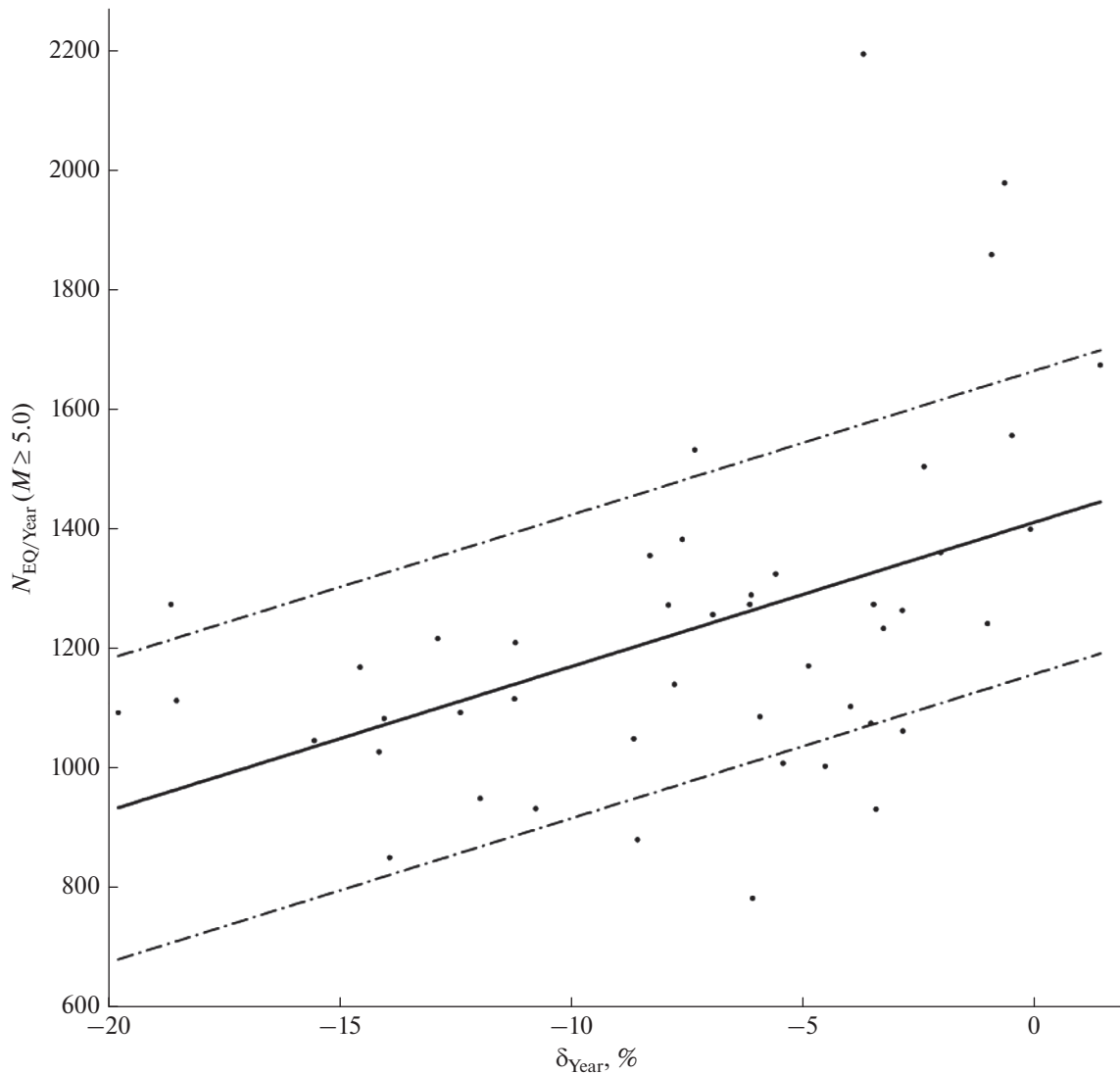


Рис. 5. Линейная регрессия (сплошная линия) для $N_{EQ/Year}$ (результативный признак) и δ_{Year} (факторный признак), полученная по массиву землетрясений с $M \geq 5.0$. Стандартная ошибка регрессии S показана штрихпунктирными линиями.

ренной теснотой связи, при этом коэффициент линейной корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year}) = 0.459$, что по абсолютной величине несколько больше, чем $\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year}) = -0.414$. Т.к. $\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})^2 = 0.21$, и, следовательно, 21% общей вариальности $N_{EQ/Year}$ может быть объяснен изменениями δ_{Year} в рамках линейной однофакторной модели.

Таким образом, получается, что при рассмотрении СА и ГКЛ как независимых факторов, формирующих САЗ, $|\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})| = 0.459 > |\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year})| = 0.414$, т.е. теснота связи между ГКЛ и САЗ (при прямой корреляции) больше, чем между СА и САЗ (при антикорреляции) на изученном интервале времени для массива сильных землетрясений с $M \geq 5.0$. Более того, $\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year}) = 0.459$ заметно выше, чем

$\rho(N_{EQ/Year}, I_{ГКЛ}) = 0.35$, полученное в работе [Барляева и др., 2000] по массиву землетрясений $M \geq 7.0$, когда в каждом году число учтенных землетрясений примерно на два порядка величины меньше (рис. 1). Т.е. теснота связи между интенсивностью изотропной составляющей потока ГКЛ на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли и САЗ возрастает по сравнению с оценкой, приведенной в работе [Барляева и др., 2000], в 1.31 раза при прямой корреляции.

С физической точки зрения, очевидно, что ионизация потоками ГКЛ тропосферных уровней в атмосфере Земли непосредственно влияет на формирование облачности, порождая ионные пары и создавая тем самым возможные центры конденсации. Согласно одной из ранних работ [Nico-

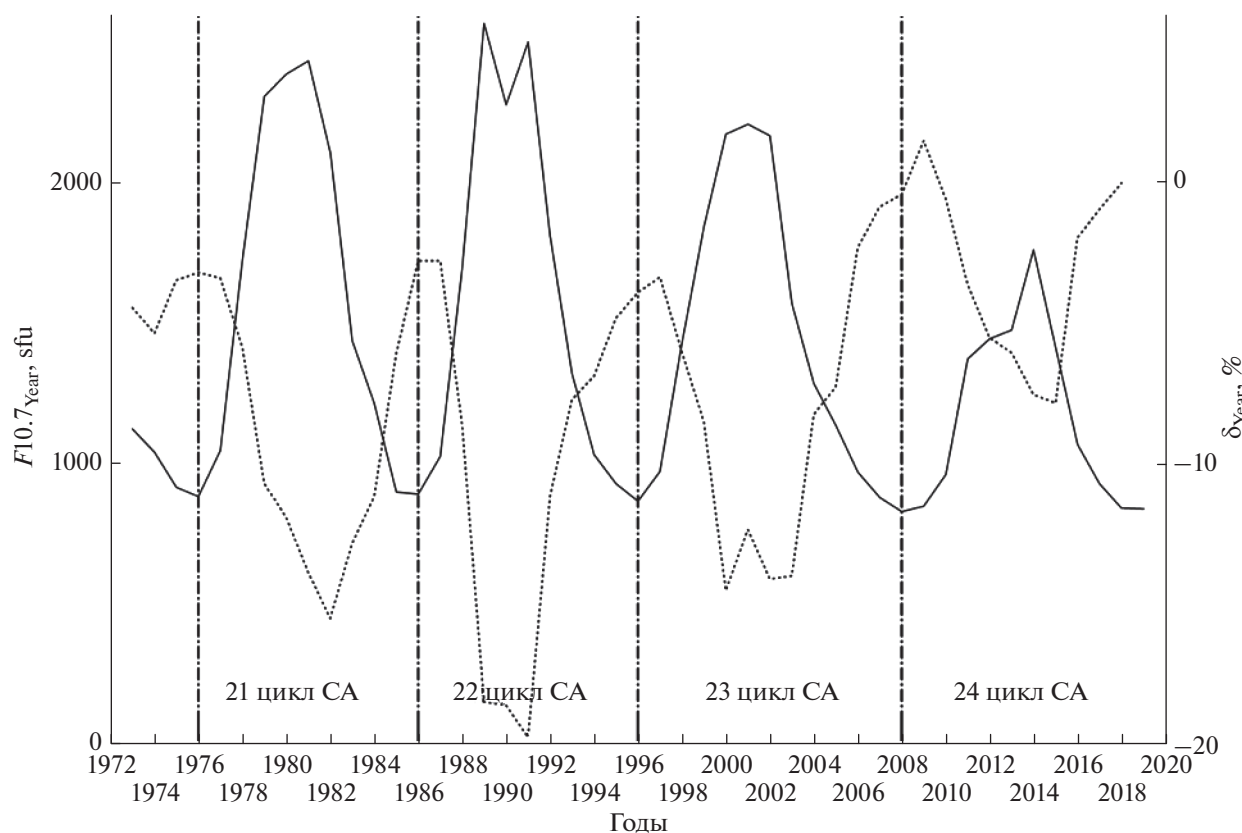


Рис. 6. Поведение $F10.7_{\text{Year}}$ (левая ось ординат, сплошная линия) и δ_{Year} (правая ось ординат, пунктирная линия) на временном интервале с 1973 по 2018 гг. (ось абсцисс). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

let, 1975] оказывается, что оксид азота (NO) образуется в атмосфере в результате ионизации и диссоциации молекулярного азота галактическими космическими лучами. Одна молекула образуется на каждую ионную пару, образованную ионизацией ГКЛ. Пик скорости образования NO (и, соответственно, скорости ионизации) лежит на высоте около 12.5 км (изменение этой высоты показано в работе на рис. 7, и составляет ± 1 км в зависимости от широты и цикла СА), при этом максимальная скорость образования молекул NO (q_{NO}), составляет $40 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Как видно из рис. 6 статьи [Nicolet, 1975], для геомагнитных широт (Φ) в диапазоне от 44° до 88° во время минимума СА q_{NO} не падает менее $38 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, тогда как во время максимума СА эта скорость не превосходит $31 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Нетрудно видеть, что относительное изменение этой величины составляет $\Delta = 100 \times (38 - 31) / 31 \cong 22.6\%$, т.е. во время низкой СА скорость образования q_{NO} (и, соответственно, скорость ионизации) на тропосферных уровнях 11.5–13.5 км, на 22.6% выше, чем во время высокой СА. В более поздней работе [Jackman et al., 1980], также приведены высотные профили q_{NO} , получаемые в результате ионизации посредством ГКЛ, для случаев высокой и низкой СА. Для

высоты 10 км получается, что $q_{\text{NO}}(\text{ГКЛ max}) \cong 35 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $q_{\text{NO}}(\text{ГКЛ min}) \cong 43 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, где max и min обозначают высокий и низкий уровень СА соответственно. Тогда $\Delta = 100 \times (43 - 35) / 35 \cong 22.9\%$, что близко к оценке, полученной по данным [Nicolet, 1975]. Интересно отметить тот факт, что объясняемая за счет вариаций δ_{Year} часть общей вариабельности $N_{\text{EQ/Year}}$, составляет примерно 21%, что также близко к полученным значениям $\Delta \approx 23\%$.

Формирование нижней облачности происходит в результате взаимодействия множества факторов, в котором ГКЛ являются только одним из них, поэтому не следует ожидать очень высоких положительных коэффициентов корреляции между интенсивностью ГКЛ и количеством облаков во всех солнечных циклах, т.к. изменения интенсивности ГКЛ в циклах СА накладываются на сложные динамические процессы в тропосфере, определяющие циркуляцию в ней. Так, в работе [Веретененко и Огурцов, 2015а] была исследована природа долговременных корреляционных связей, наблюдаемых между аномалиями нижней облачности и потоками ГКЛ на десятилетней временной шкале, а также возможные причины изменения характера этих связей в начале 2000-х гг.

Авторами было показано, что влияние ГКЛ на состояние облачности в умеренных широтах тесно связано с эффектами ГКЛ в вариациях интенсивности внетропического циклогенеза. Высокие значения коэффициентов положительной корреляции между нижней облачностью и потоками ГКЛ, наблюдавшиеся в 1983–2000 гг., обусловлены тем, что в указанный период увеличение потоков ГКЛ сопровождалось усилением циклонической активности в умеренных широтах. Возможной причиной нарушения корреляции между облачностью и потоками ГКЛ в начале 2000-х гг. является обращение знака эффектов ГКЛ в развитии внетропических барических образований в связи с изменением состояния стратосферного циркумполярного вихря.

Таким образом, все барические перестройки в нижней атмосфере происходят на определенном фоне интенсивности потоков ГКЛ, при этом [Веретененко и Огурцов, 2015б] корреляционные связи между состоянием облачности в умеренных широтах и вариациями ГКЛ на десятилетней временной шкале являются опосредованными, т.е. обусловленными влиянием ГКЛ на развитие внетропических барических систем (циклонов и ложбин), формирующих поле облачности.

Тем не менее, естественно предположить, что общая площадь облачности глобально должна возрастать при более высоких величинах потоков ГКЛ. При таких условиях увеличивается вероятность успешного (для активации “созревших” очагов землетрясения) [Боков, 2011], перекрытия при благоприятном режиме атмосферной циркуляции областей активных разломов земной коры (и прилегающих к ним зон сильных землетрясений) с областями возникающих более мощных барических структур атмосферы (циклонов и антициклонов с более мощной облачностью) или ростом их количества. Если в этих областях уже существует очаг “созревшего” сильного землетрясения, то такое перекрытие будет “провоцировать” подземный толчок, в соответствии со сценарием, предложенным в работе [Барляева и др., 2000]. В результате глобально будет наблюдаться прямая умеренная корреляция между количеством сильных землетрясений в году $N_{EQ/Year}$ и интенсивностью потоков ГКЛ, которая количественно выражается параметром δ_{Year} в проведенном исследовании. В рамках именно такого сценария концепция А.Д. Сытинского (подробно описана во введении), детализированная в работе [Барляева и др., 2000] и развиваемая в работах [Боков и Сытинский, 2002; Боков, 2011; Боков и др., 2011; Боков и Воробьев, 2014, 2016] получает свое подтверждение на исследованном временном интервале с 1973–2019 гг., а глобальная фоновая САЗ, как показывает проведенное исследование, в значительной мере (примерно на 20%)

определяется вариациями интенсивности ГКЛ, если в качестве меры САЗ выбрано число сильных землетрясений ($M \geq 5.0$) в году. Необходимо указать, что система разломов земной коры и “привязанных” к ним очагов землетрясений имеет геометрически фиксированный, но не регулярный характер. Поэтому необходим благоприятный режим циркуляции в тропосфере для того, чтобы соответствующие основные барические структуры – циклоны и антициклоны (и связанные с ними облачные структуры) эффективно “перекрывали” зоны “созревших” очагов сильных землетрясений [Боков 2011; Боков и др., 2011], способствуя их активации. Вопрос о характерном времени развития (“созревания”) очага землетрясения ранее был подробно рассмотрен в работе [Хегай, 2013].

Отметим здесь также, что, как указано в монографии [Пулинец и др., 2014], чаще всего активные тектонические разломы имеют линейную структуру, которая “отпечатывается” в структуре формирующейся над ними облачностью. Линейные облака или линейные облачные аномалии формируются за несколько суток до сильного землетрясения, но не всегда их появление сопровождается сейсмическим толчком, иногда они отражают активизацию тектонической активности, которая не сопровождается сейсмическим событием.

В заключение необходимо заметить следующее. При анализе рядов данных небольшой длины, в особенности статистическими методами, одним из важнейших факторов является достаточно высокая их надежность. В этом смысле, в проведенной работе, выбор временного интервала для анализа опирается на возможность получения нужных параметров ($F_{10.7Year}$, δ_{Year} , $N_{EQ/Year}$) достаточно современными методами и соответствующей высокой надежностью использованных каталогов.

5. ВЫВОДЫ

1. Проведен корреляционный анализ между числом сильных (магнитуда $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году ($N_{EQ/Year}$), отражающим глобальную сейсмическую активность Земли (САЗ) и суммарным годовым потоком солнечного излучения на длине волны 10.7 см ($F_{10.7Year}$), интегрально характеризующим уровень солнечной активности (СА), на временном интервале с 21 по 24 цикл СА (с 1973 по 2019 гг.). Получен статистически значимый (уровень значимости $\alpha = 0.05$ по статистике Стьюдента) коэффициент линейной корреляции $\rho(N_{EQ/Year}, F_{10.7Year}) = -0.414$, в соответствии с величиной которого наблюдается антикорреляция с умеренной по шкале Чеддока теснотой связи

$0.3 < |\rho| < 0.5$. Этот результат согласуется с полученными ранее другими исследователями значений ρ на более коротких и более длинных промежутках времени при оценке связи САЗ с СА, когда в качестве меры СА выбираются числа Вольфа (W).

2. Рассмотрена корреляция между $N_{EQ/Year}$ и среднегодовой вариацией интенсивности галактических космических лучей δ_{Year} . Показано, что на том же временном интервале и с тем же уровнем значимости, $\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year}) = 0.459$ и наблюдается прямая корреляция, так же с умеренной теснотой связи. Это позволяет объяснить ~20% общей вариабельности $N_{EQ/Year}$ (результативный признак) изменениями δ_{Year} (факторный признак) в рамках линейной однофакторной модели. При этом, $\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year}) = 0.459$ заметно выше, чем $\rho(N_{EQ/Year}, I_{ГКЛ}) = 0.35$, полученное в работе [Барляева и др., 2000] по массиву землетрясений с $M \geq 7.0$, и теснота связи между интенсивностью изотропной составляющей потока ГКЛ на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли и САЗ возрастает по сравнению с оценкой, сделанной в работе [Барляева и др., 2000], в 1.31 раза при прямой корреляции. Это количественно свидетельствует в пользу усиления концепции, предложенной в работе [Барляева и др., 2000] и развитой в работах [Боков и Сытинский, 2002; Боков и др., 2011; Боков и Воробьев, 2014, 2016].

3. Получено, что при рассмотрении СА и ГКЛ как независимых факторов, формирующих САЗ, $|\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})| = 0.459 > |\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year})| = 0.414$, т.е. теснота связи между ГКЛ и САЗ (при прямой корреляции) больше, чем между СА и САЗ (при антикорреляции) на изученном интервале времени для массива сильных землетрясений с $M \geq 5.0$.

4. Детализируя далее сценарий, предложенный в работе [Барляева и др., 2000], и получивший свое развитие в работах [Боков и Сытинский, 2002; Боков, 2011; Боков и др., 2011; Боков и Воробьев, 2014, 2016], авторы предполагают, что (вследствие глобального возрастания в среднем общей площади облачности при более высоких величинах потоков ГКЛ при благоприятном режиме глобальной циркуляции в тропосфере) увеличивается вероятность перекрытия областей активных разломов земной коры (и прилегающих к ним зон сильных землетрясений) основными барическими структурами атмосферы – циклонами и антициклонами (и связанными с ними облачными образованиями). Если в общих зонах перекрытия указанных областей уже существует очаг “созревшего” сильного землетрясения, то такое перекрытие (при благоприятных обстоятельствах) [Боков, 2011; Боков и др., 2011], может “спровоцировать” подземный толчок. В итоге,

глобально, будет наблюдаться прямая умеренная корреляция между числом сильных землетрясений в году $N_{EQ/Year}$ и интенсивностью ГКЛ, которая количественно выражается параметром δ_{Year} в проведенном исследовании, характеризующим интенсивность изотропной составляющей потока ГКЛ на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли, полученная методом глобальной съемки по данным всей мировой сети нейтронных мониторов.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность NOAA National Centers for Environmental Information (NCEI), USA и Space Weather Prediction Center National Oceanic and Atmospheric Administration, USA, геофизические данные которых были использованы в данной работе, а также United States Geological Survey's (USGS) Earthquake Hazards Program за предоставление доступа к данным по землетрясениям. Авторы также благодарны коллективам мировой сети станций космических лучей, обеспечивающим данные непрерывной регистрации нейтронной компоненты (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf), кроме этого, мы благодарим базу данных NMDB (www.nmdb.eu), созданную в рамках программы FP7 Европейского Союза (контракт № 213007), за возможность использования большого объема данных мировой сети нейтронных мониторов. Работа базируется также на экспериментальных данных УНУ № 85 “Российская национальная сеть станций космических лучей”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 20-72-10023 (Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В. – Выводы № 2 и 3) и Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 18-52-34004 (Абунин А.А. – Вывод № 1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Форбуш-эффекты с внезапным и постепенным началом // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 52. № 3. С. 313–320. 2012.
- Апродов В.А. Зоны землетрясений. М.: Мысль, 461 с. 2000.
- Барляева Т.В., Морозова А.Л., Пудовкин М.И. Влияние космических факторов на развитие землетрясений // Сб.: Геофизические методы исследования Земли и недр. Материалы Международной научно-практической конференции молодых ученых и специалистов “Геофизика-99” (Санкт-Петербург, 9–12 ноября 1999 г.), ред. В.Н. Страхов, В.П. Кальварская, Москва. С. 8–19. 2000.
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки

- для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- *Боков В.Н., Сытинский А.Д.* Оперативный краткосрочный прогноз землетрясений на основе сейсмо-синоптического метода (результаты годового испытания) // Сб.: Проблемы прогнозирования чрезвычайных ситуаций и их источников. Научно-практическая конференция. 26–27 июня 2001 г. МЧС России, Центр “Антистихия”, Москва. С. 34–39. 2002.
- *Боков В.Н.* Когда содрогнется Земля? Краткосрочные прогнозы землетрясений // Наука и жизнь. № 9. С. 47–57. 2011.
- *Боков В.Н., Гутшабаш Е.Ш., Потиха Л.З.* Атмосферные процессы как триггерный эффект возникновения землетрясений // Учен. зап. РГГМУ. № 18. С. 173–184. 2011.
- *Боков В.Н., Воробьев В.Н.* Мониторинг геофизических предвестников и прогноз землетрясений // Учен. зап. РГГМУ. № 36. С. 128–138. 2014.
- *Боков В.Н., Воробьев В.Н.* Прогнозы сейсмических событий с использованием геофизических и атмосферных предвестников // Учен. зап. РГГМУ. № 44. С. 141–148. 2016.
- *Веретененко С.В., Огурцов М.Г.* Природа долговременных корреляционных связей между состоянием облачности и вариациями потока галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 457–465. 2015а. <https://doi.org/10.7868/S0016794015040148>
- *Веретененко С.В., Огурцов М.Г.* О возможных причинах нарушения корреляционных связей между состоянием облачности и потоками галактических космических лучей // Изв. РАН. Сер. Физ. Т. 79. № 5. С. 750–752. 2015б. <https://doi.org/10.7868/S0367676515050440>
- *Ишков В.Н.* Периоды “пониженной” и “повышенной” солнечной активности: наблюдательные особенности и ключевые факты // Сб. “Солнечная и солнечно-земная физика-2013”, под ред. Ю.А. Наговицина, Санкт-Петербург: Изд. ВВМ, С. 111–114. 2013.
- *Пулинец С.А., Узунов Д.П., Давиденко Д.В., Дудкин С.А., Цадиковский Е.И.* Прогноз землетрясений возможен?! М.: “Тривант”, 144 с. 2014.
- *Сытинский А.Д.* О возможности влияния солнечной активности на сейсмичность Земли // Бюлл. Совета по сейсмологии АН СССР. № 15. С. 47–52. 1963.
- *Сытинский А.Д.* О связи землетрясений с солнечной активностью // Физика Земли. № 2. С. 13–30. 1989.
- *Сытинский А.Д., Боков В.Н., Оборин Д.А.* Зависимость циркуляции атмосферы земли от процессов на солнце и в межпланетной среде // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 43. № 1. С. 136–142. 2003.
- *Хегай В.В.* Эволюция очага и зоны подготовки корового землетрясения: упрощенное феноменологическое описание // Наука и технологические разработки (НТР). Т. 92. № 4. С. 19–30. 2013. http://std.ifz.ru/fileadmin/user_upload/documents/journals/std/92-4/02-STD-92-4.pdf
- *Хегай В.В.* О корреляции между сильными землетрясениями и уровнем солнечной активности в 21, 22 и 23 циклах // Астрономия-2018. Том 2. Солнечно-земная физика – современное состояние и перспективы. Ред. В.Н. Обридко. М.: Тривант. С. 262–265. 2018. <https://doi.org/10.31361/eaas.2018-2.066>
- *Шебалин Н.В.* Сильные землетрясения. Избранные труды. М.: Изд. Академии горных наук. 542 с. 1997.
- *Шестопалов И.П., Харин Е.П.* О связи сейсмичности Земли с солнечной и геомагнитной активностью // Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений, III Междунар. конф. с. Паратунка Камч. обл. 16–21 августа 2004/ сб. докл. Петропавловск – Камч.: ИКИР ДВО РАН. С. 130–141. 2004.
- *Abunin A.A., Abunina M.A., Belov A.V., Gaidash S.P., Eroshenko E.A., Pryamushkina I.I., Trefilova L.A., Gamza E.I.* Database capabilities for studying Forbush-effects and interplanetary disturbances // J. Phys. Conf. Series. V. 1181. ID012062. 2019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1181/1/012062>
- *Belov A. V.* Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / Proc. IAU Symp № 257. P. 119–130. 2009.
- *Belov A., Eroshenko E., Oleneva V., Yanke V.* Connection of Forbush effects to the X-ray flares // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 70. № 2–4. P. 342–350. 2008.
- *Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Oleneva V., Abunin A., Abunina M., Papaioannou A., Mavromichalaki H.* The Global Survey Method applied to ground-level cosmic ray measurements // Solar Phys. V. 293. I. 4. № 68. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1277-6>
- *Belov A., Abunin A., Eroshenko E., Abunina M., Yanke V., Oleneva V.* Virtual laboratory for the comprehensive analysis of Forbush-effects and interplanetary disturbances // VarSITI Newsletter. V. 21. P. 1–3. 2019.
- *Cane H.* Coronal mass ejections and Forbush decreases // Space Sci. Rev. V. 93. № 1/2. P. 55–77. 2000.
- *Jackman C.H., Frederick I.E., Stolarski R.S.* Production of odd nitrogen in the stratosphere and mesosphere: an intercomparison of source strength // J. Geophys. Res. V. 85. № 12. P. 7495–7505. 1980.
- *Lockwood J.A.* Forbush decreases in the cosmic radiation // Space Sci. Rev. V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
- *Nicolet M.* On the production of nitric oxide by cosmic rays in the mesosphere and stratosphere // Planet. Space Sci. V. 23. № 4. P. 637–649. 1975. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(75\)90104-X](https://doi.org/10.1016/0032-0633(75)90104-X)
- *Pudovkin M.I., Veretenenko S.V.* Cloudiness decreases associated with Forbush-decreases of galactic cosmic rays // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 57. № 11. P. 1349–1355. 1995.
- *Reid H.F.* The Mechanics of the Earthquake. The California Earthquake of April 18, 1906; Report of the State Investigation Commission. V. 2, Carnegie Institution of Washington, Washington, D.C., 206 p. 1910.
- *Yasue S., Mori S., Sakakibara S., Nagashima K.* Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for neutron monitor stations. Nagoya: Nagoya, 225 p. № 7. 1982.

УДК 523.62+523.9

ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ КАК ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ВЕТВЕЙ ВЕКОВОГО ЦИКЛА ГЛЕЙСБЕРГА В СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2022 г. Н. Г. Птицына¹, *, И. М. Демина¹, **

¹Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (СПбФ ИЗМИРАН), г. Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

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

Поступила в редакцию 15.07.2021 г.

После доработки 25.08.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Среди цикличностей солнечной активности с периодом более 22 лет вековой цикл, или цикл Глейсберга, привлекает наибольшее внимание исследователей. В данной работе методами Фурье и вейвлет-анализа проведено изучение цикличности солнечной активности, выраженной числом солнечных пятен SN , реконструированных из разных источников (длина рядов до ~ 12000 лет), в диапазоне периодов цикла Глейсберга. Найдено, что цикл Глейсберга состоит из трех выделенных ветвей со средними периодами 60, 88 и 140 лет. Характер амплитудной вариации всех трех ветвей идентичен, что указывает на то, что они являются частью одного квазипериодического процесса. Анализ показал, что 88-летний цикл является основным. Его источником является солнечное динамо. А 60- и 140-летние циклы являются результатом частотной модуляции основного цикла процессом с периодом 224 года (цикл Зюсса). Построена модель, которая подтверждает и объясняет этот результат. Цикл Зюсса, являющийся частотным модулятором цикла Глейсберга, скорее всего, имеет внесолнечное происхождение. Наши результаты не поддерживают гипотезу о хаотическом Солнце, свидетельствуя о более регулярном квазипериодическом поведении солнечного динамо.

DOI: 10.31857/S0016794022010163

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее характерных и загадочных особенностей солнечной активности (СА) является ее изменчивость в широком диапазоне периодов. Наиболее известным является 11-летний цикл Швабе в числах солнечных пятен. Физически оправданным считается удвоенный цикл Швабе длиной около 22 лет, который можно связать с переполусовкой солнечных крупномасштабных магнитных полей [Vabcock, 1961]. Обнаружено, что амплитуда 11-летнего солнечного цикла и его длина меняются с периодом, близким к 100 годам [Gleissberg, 1944, 1965]. Эта периодичность известна как цикл Глейсберга (88-летний цикл или вековой цикл). В работе [Sonett, 1982] продемонстрировано, что амплитуда 22-летнего цикла Хейла также модулируется на шкале цикла Глейсберга.

Число солнечных пятен SN по прямым наблюдениям известно достаточно надежно только с 1610 г., когда был изобретен телескоп. Более длинные ряды SN могут быть получены с использованием косвенных данных по наблюдениям полярных сияний (порядка 2000 лет) или космоген-

ных изотопов ^{10}Be , ^{14}C , ^{36}Al в природных архивах (порядка десятков тысяч лет).

Gleissberg [1944] выявил ~ 80 -летний цикл в СА после фильтрации записей числа наблюдаемых солнечных пятен через низкочастотный фильтр (так называемое вековое сглаживание). Похожая периодичность была обнаружена и в записях исторических наблюдений полярных сияний [Schove, 1955; Siscoe, 1980; Feynman and Fougere, 1984; Attolini et al., 1990; Птицына и Демина, 2021], а также в данных о космогенных изотопах [см., например, Usoskin, 2017]. Для цикла Глейсберга в различных исследованиях были получены периоды 55, 65, 58, 78.8, 83, 87, 95, 104, 130, 150 лет [Kuklin, 1976; Silverman, 1992; Feynman and Fougere, 1984; Ogurtsov et al., 2002; McCracken et al., 2013; Usoskin, 2017]. Таким образом, видно, что полученные циклы не являются циклами в смысле наличия строгой периодичности. Предполагается, что это скорее некие вариации, периоды которых меняются во времени в широком диапазоне от 50 до 160 лет [Ogurtsov et al., 2002]. Авторы работ [Наговицын, 2001; Ogurtsov et al., 2002], используя прямые исторические наблюдения сол-

нечных пятен восточными астрономами, а также данные о космогенных изотопах, установили, что периоды цикла Глейсберга располагаются в двух диапазонах: 50–80 лет и 90–140 лет.

Есть свидетельства того, что цикл Глейсберга, будучи модулятором 11-летнего солнечного цикла, сам подвергается модуляции со стороны более длиннопериодных квазипериодических процессов. В частности, в работе [Птицына и Демина, 2021] для циклов Глейсберга предполагается длинноволновая амплитудная модуляция (с периодом ≥ 1500 –1700 лет), а также частотная модуляция квазипериодическим процессом, длина которого (~ 216 лет) лежит в пределах периода цикла Зюсса. В работе [Peristykh and Damon, 2003] показано, что спектральные характеристики цикла Глейсберга модулируются циклом Зюсса и 2400-летним циклом. Напротив, в работе [Ma, 2009] не найдено модулирующих эффектов со стороны цикла Зюсса.

Большой интерес представляет анализ стабильности и вариативности обнаруженных циклических составляющих в диапазоне периодов цикла Глейсберга, однако результаты различных исследований в этой области не всегда согласуются между собой. В работе [Peristykh and Damon, 2003] получено, что цикл Глейсберга с периодом 88 лет существует достаточно стабильно в течение $\sim 11\,000$ лет. Наличие 80-летнего цикла выявлено в генерации радиоуглерода ^{14}C в кольцах деревьев на шкале 8000 лет, однако не найдено никакого спектрального пика в районе 60–100 лет для периода после 700 г. н. э. [Lin et al., 1975]. В работе [Svalgaard, 2018] найдено, что околовековой цикл обнаруживается в течение тысячелетий с 6755 г. до н. э., но отсутствует в современных данных. Отсутствие 88-летнего цикла в СА в современную эпоху было отмечено также в работе [McCracken et al., 2013] на основе частотного анализа содержания ^{14}C и ^{10}Be , а также в других исследованиях [Clilverd et al., 2006]. Анализируя различные наблюдательные данные о СА за последние 400 лет, авторы работы [Komitov et al., 2016] нашли существование 60- и 120-летних циклов, но слабое присутствие затухающего 80-летнего цикла.

Происхождение цикла Глейсберга до сих пор не ясно. Обычно считается, что он генерируется солнечным динамо, и есть исследования, в которых разработанные модели динамо подтверждают такую точку зрения [Tobias, 1996; Pipin, 1999]. Однако, в работах [Feynman and Gabriel, 1990; Attolini et al., 1990] высказано утверждение, что 88-летний период не является реальным самостоятельным циклом, а представляет из себя третью субгармонику фундаментального 11-летнего цикла, или субгармонику 22-летнего цикла Хейла. Кроме того, некоторые исследователи вообще выражают сомнение в реальности векового цикла, так как длина наблюдательного ряда индикаторов СА всего ~ 400 лет [Siscoe, 1980; Feynman and Fogere, 1984; Ma and Vaquero, 2009; Hathaway, 2015]. Этого недостаточно для достоверного исследования вековых вариаций.

Можно заключить, что, несмотря на большую литературу по этому вопросу, многие черты цикла Глейсберга остаются неясными. Многие его характеристики, полученные разными методами из разных рядов данных, не согласуются между собой. Нет единой обоснованной точки зрения на происхождение этого цикла. Неизвестно, отражают ли полученные периодичности действительные изменения СА, или они могут объясняться также случайными вариациями или нерепрезентативностью выборки.

Цель данной работы – подробно рассмотреть существование и стабильность вариаций СА в диапазоне периодов цикла Глейсберга, а также их модуляцию более длиннопериодными процессами. Исходным шагом для данного исследования послужили результаты, полученные в работе [Птицына и Демина, 2021] о возможном воздействии на циклы Глейсберга модуляторов с периодами $T = 216$ лет и $T \geq 1500$ лет. Однако, в работе [Птицына и Демина, 2021] анализировался ряд данных СА за достаточно короткий промежуток времени (700 лет). Для подробного исследования вековых вариаций СА и еще более длинноволновых модулирующих процессов необходимо рассмотреть более длинные ряды. Для этого наряду с реконструкцией СА, полученной на основе числа полярных сияний [Птицына и Демина, 2020] за 700 лет, мы дополнительно использовали временной ряд числа солнечных пятен SN , реконструированный по данным о генерации радиоуглерода ^{14}C за $\sim 12\,000$ лет [Solanki et al., 2004]. Особое внимание было уделено сравнению полученных одними и теми же методами спектральных структур двух рядов SN , реконструированных из принципиально разных исходных данных. Это помогло выявить циклическую структуру СА в диапазоне периодов Глейсберга, которому наиболее уверенно можно считать отражением действительной динамики СА, а также идентифицировать происхождение такой структуры.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Мы проанализировали спектральные свойства двух временных рядов числа солнечных пятен, реконструированных из разных исходных данных:

SN_1 – ряд, реконструированный на основе данных о числе полярных сияний N на средних широтах с учетом экранирующего влияния магнитного момента Земли за 700 лет (1000–1700 гг.) [Птицына и Демина, 2020];

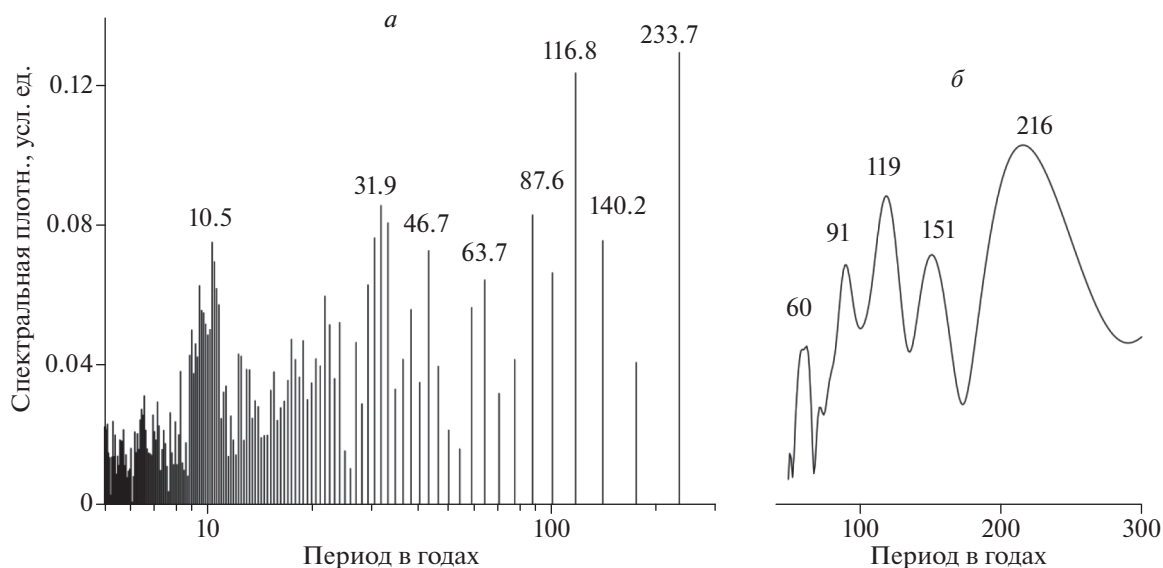


Рис. 1. Спектральные характеристики SN_1 . (а) — вычисленные с помощью дискретного преобразования Фурье; (б) — оцененные с помощью интегрального преобразования Фурье.

SN_2 — ряд, реконструированный на основе данных о концентрации радиоуглерода ^{14}C в кольцах деревьев за $\sim 11\,350$ лет [Solanki et al., 2004].

Для анализа этих рядов применялись как классический метод Фурье анализа, так и непрерывное вейвлет-преобразование. Вейвлет-анализ позволяет определить не только присутствие различных периодичностей в сигнале, но и найти плавающие периоды и изменения амплитуд отдельных составляющих во времени. В нашей работе использована порождающая функция Морле [Grossman and Morlet, 1984; Daubechies, 1992; Scargle, 1997]. Принцип вейвлет-анализа состоит в поиске порождающей функции заданной формы, но разного масштаба (масштабирование происходит по времени) в исходных временных рядах реконструированной солнечной активности SN . В результате получаем зависящий от времени набор коэффициентов разного масштаба. Для анализа состава и изменчивости спектров осуществлялась визуализация модуля вейвлет-коэффициентов в виде изолиний в плоскости масштаб — время, масштаб при этом пересчитывался в периоды. Шаг проведения изолиний и шкала раскраски выбирались так, чтобы можно было выделить локальные максимумы разного уровня и определить их координаты и значения.

3. АНАЛИЗ РЯДА SN_1 , РЕКОНСТРУИРОВАННОГО ИЗ ДАННЫХ О ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

3.1. Фурье анализ

Для получения средних за 700 лет оценок спектральных составляющих временного ряда SN_1 бы-

ло вычислено дискретное преобразование Фурье. Полученная оценка спектральной плотности мощности показана на рис. 1а. Можно видеть, что в спектре SN_1 хорошо выражены спектральные составляющие с периодом ~ 11 лет, а также 30–40 лет. Получить достоверные оценки периодов более длинноволновых составляющих таким методом невозможно, поскольку дискретный спектр Фурье вычисляется в равноотстоящих по частоте точках, и таких точек в длинноволновой области нашего ряда фактически всего несколько. Однако можно отметить, что в спектре присутствуют также вариации с периодами, которые составляют семейство цикла Глейсберга: 63.7, 87.6 и 116.8 лет. Больше наглядности для оценки длинноволновых составляющих предоставляет использование интегрального преобразования Фурье, которое задает непрерывную огибающую дискретного спектра, но подвержено искажениям, связанным с оценкой и исключением тренда. Результат приведен на рис. 1б. Здесь циклы Глейсберга можно оценить как имеющие периоды 60, 91 и 119 лет. Кроме того, хорошо видно присутствие в спектре цикла Зюсса с периодом ~ 220 –230 лет.

Вычисление спектра с использованием преобразования Фурье позволяет получить средние за весь рассматриваемый временной интервал значения основных вариаций в исследуемом ряду. Для получения мгновенной структуры спектра и анализа его изменения во времени мы использовали вейвлет-анализ.

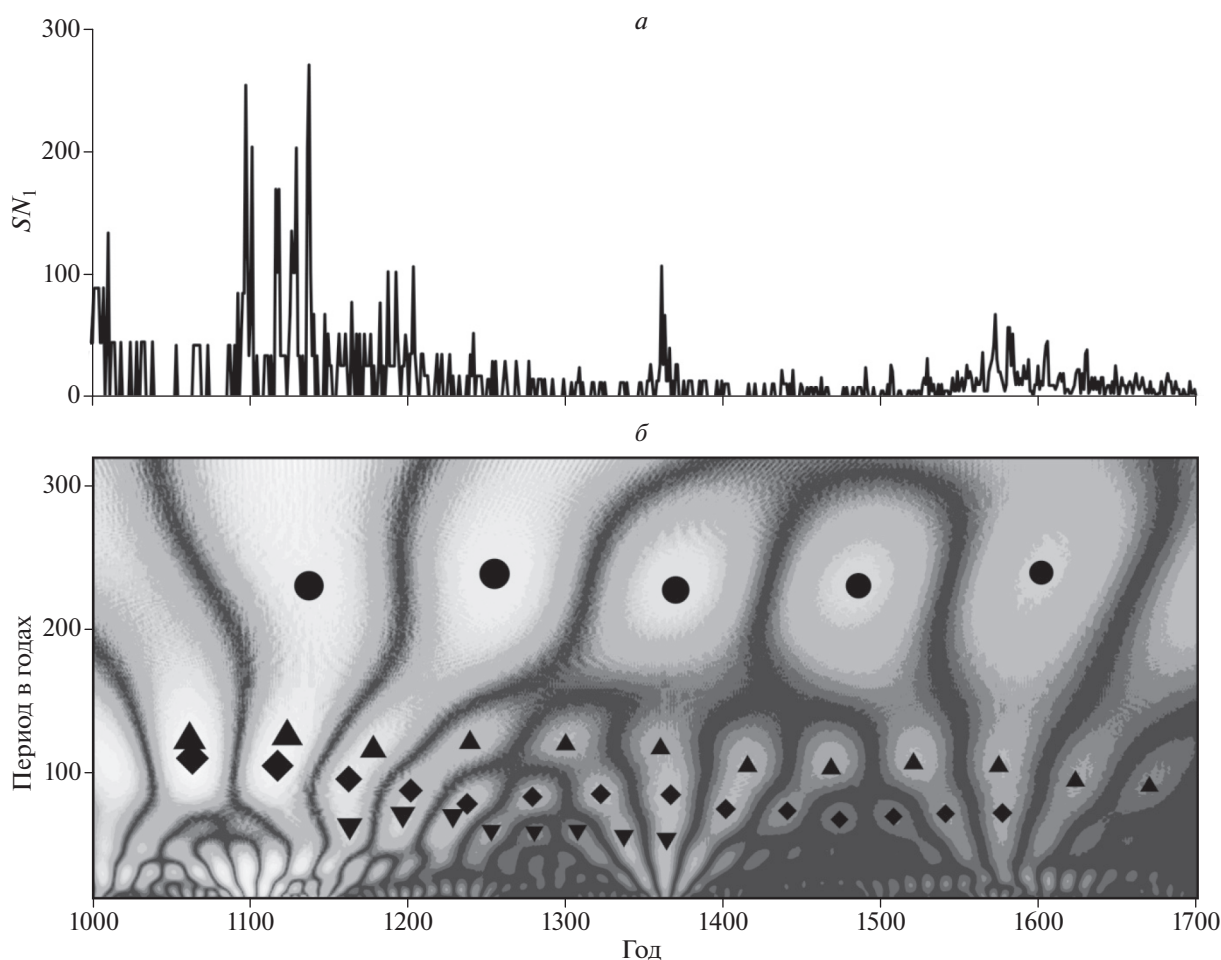


Рис. 2. Временной ряд SN_1 (а) и результат вейвлет-анализа ряда SN_1 (б). Круги – текущее значение периода 200-летней составляющей SN_1 , треугольники и ромбы – то же для мод цикла Глейсберга.

3.2. Вейвлет-анализ

На рисунке 2 приведен временной ряд реконструкции SN_1 (а) и модуль вейвлет-коэффициентов, полученных для этого ряда (б). Символами отмечены локальные максимумы. Размер символов пропорционален значению амплитуды в максимуме. На рассматриваемом промежутке времени можно видеть, что в спектре присутствуют три составляющие с периодами ~60, ~90 и ~120 лет, которые составляют семейство цикла Глейсберга. Этот результат находится в хорошем соответствии с результатом, полученным при Фурье-анализе. Все три ветви видны в 1175–1375 г., в остальное время уверенно прослеживаются две ветви. Отметим, что классический ~88-летний период наблюдается только до 1600 г., а амплитуда 60-летнего не позволяет оценить положение локальных максимумов. Кроме того, в спектре присутствует мощный и стабильный цикл Зюсса (~220–240 лет).

Для всех рассматриваемых цикличностей характерны изменения как амплитуды, так и самого периода. Мы рассмотрели изменение во времени амплитуд и периодов трех мод цикла Глейсберга. Результаты показаны на рис. 3. Амплитуды разных циклов отмечены теми же символами, что и периоды.

Рисунок 3а демонстрирует систематическое уменьшение амплитуд всех ветвей цикла Глейсберга, которое согласуется с общей картиной изменения числа солнечных пятен в рассматриваемый промежуток времени (рис. 2а). Это может быть интерпретировано как присутствие некоторого длинноволнового тренда, который можно охарактеризовать как модулирующую длинноволновую составляющую с периодом, превышающим 1000 лет. В работе [Птицына и Демина, 2021] при рассмотрении более длинного синтетического ряда SN_1 , состоящего из реконструированного ряда SN_1 и наблюдательных значений числа солнечных пятен до 2000 г., получена тен-

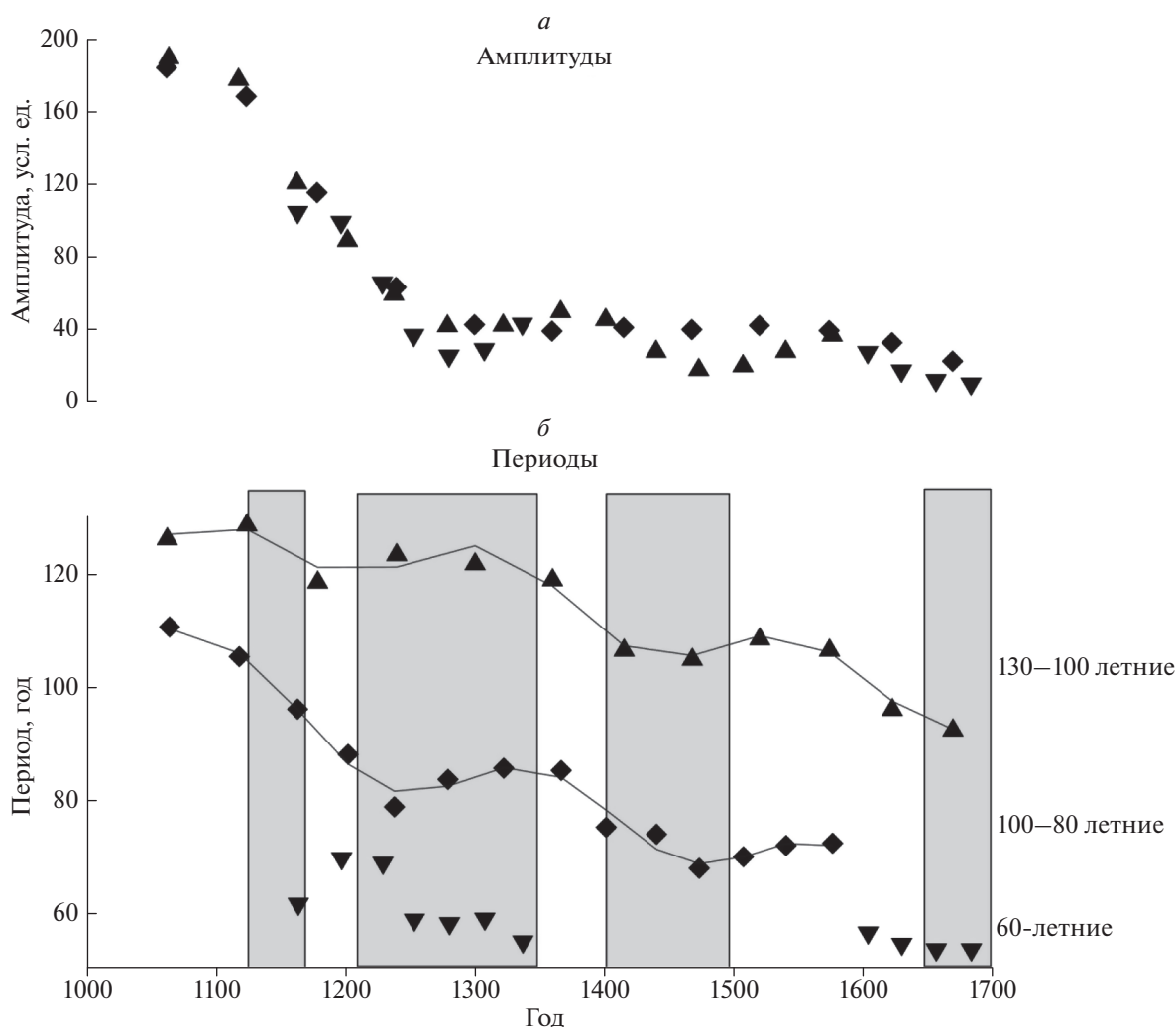


Рис. 3. Вариации амплитуд и периодов цикла Глейсберга в 1000–1700 гг. Символы – полученные значения, сплошная линия – аппроксимация суммой синусоид. Серым цветом отмечены минимумы Оорта, Вольфа, Шперера и Маундера.

денция модуляции амплитуды с периодом >1500 –1700 лет. Мы полагаем, что найденная амплитудная модуляция может быть вызвана каким-либо длинноволновым процессом. При таком количестве точек оценить его период затруднительно, поскольку еще надо иметь в виду наличие краевых эффектов, которые могут исказить периоды и амплитуды крайних точек. Для более точного анализа требуется рассмотрение длинных рядов, которое проведено в следующем параграфе.

Представляется важным тот факт, что изменения амплитуд всех мод цикла Глейсберга (рис. 3а) ложатся практически на одну кривую, указывая на то, что все три ветви являются проявлением одного и того же циклического процесса, а не самостоятельными независимыми вариациями.

На рисунке 3б видно, что периоды ветвей цикла Глейсберга также уменьшаются от наиболее длинных в 1000–1100 гг. до самых коротких в

1650–1700 гг. Это определяет диапазон изменения периодов как $T_{60} = 50$ –70 лет, $T_{88} = 70$ –110, $T_{120} = 95$ –130 лет. При этом периоды всех трех ветвей меняются в квазипериодическом режиме. На рисунке сплошной линией показана аппроксимация кривых изменения периодов суммой синусоид. Видно, что ветви цикла Глейсберга модулируются по частоте колебаниями с периодом ~ 200 лет. В работе [Птицына и Демина, 2021], рассматривая синтетический ряд SN за период 1000–2000 гг., мы оценили этот период как 216 ± 40 лет, что лежит в пределах значений периодов цикла Зюсса.

На рисунке 3б отмечены известные гранд-минимумы Оорта (1125–1175 гг.), Вольфа (1210–1350 гг.), Шперера (1400–1500) и Маундера (1645–1715). Видно, что периоды минимумов основной 88-летней ветви, четко совпадают с гранд-минимумами Вольфа и Шперера. Неоднократно отме-

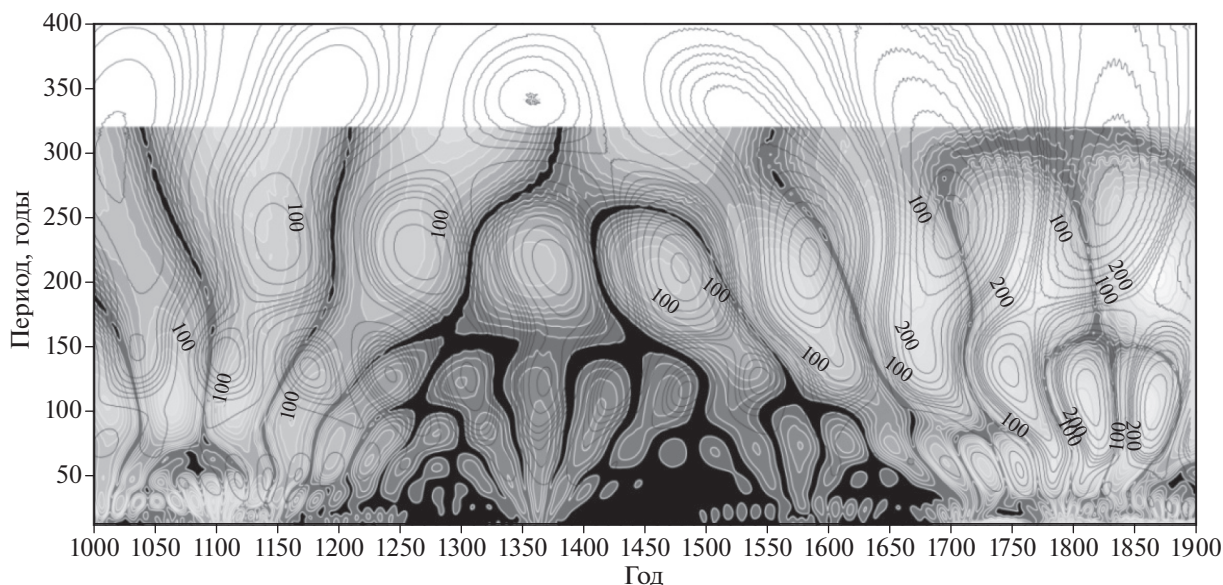


Рис. 4. Результат вейвлет-преобразования SN_1 и SN_2 . Окрашенный грид — реконструкция SN_1 , светлые области соответствуют максимумам, темные — минимумам, белым цветом показаны изолинии SN_1 , черным цветом — изолинии SN_2 .

чалось, что 200-летний цикл Зюсса определяет распределение гранд-минимумов в исторической СА [см., например, Usoskin et al., 2007]. По крайней мере, для интервала времени 1000–1700 гг. на рис. 3б это видно отчетливо. К сожалению, минимум Маундера не может явно проявиться в ряду 88-летней моды из-за краевых эффектов, однако в изменении этого цикла просматривается 200-летняя волна, что позволяет поместить следующий минимум 88-летнего колебания во время минимума Маундера. В работе [Usoskin et al., 2007] показано, что гранд-минимумы являются специальным режимом функционирования солнечного динамо. Совпадение минимумов 88-летнего цикла с гранд-минимумами в распределении СА может быть одним из аргументов в пользу того, что этот цикл действительно связан с оперированием солнечного динамо.

4. СРАВНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТ-КОЭФФИЦИЕНТОВ В СПЕКТРАХ SN_1 И SN_2

Длина ряда N (700 лет), которая положена в основу реконструкции SN_1 , достаточна для исследования вариаций ~ 100 лет, но она не позволяет достоверно выяснить период модуляции отдельных мод более длинноволновыми процессами. Как уже упоминалось выше, для получения более точных оценок необходимо анализировать длинные ряды. Мы выбрали для дальнейшего анализа самый длинный известный нам ряд (11 350 лет) SN_2 , реконструированный по данным космогенных изотопов [Solanki et al., 2004]. Кроме того, согласно проведенному сравнению спектров различных

реконструкций при помощи Фурье анализа (не показано здесь) спектр ряда SN_2 дает наиболее близкое соответствие спектру ряда SN_1 .

Для периодов, меньших 400 лет, можно провести прямое сравнение результатов вейвлет-анализа реконструкций SN_1 и SN_2 . Результаты такого сравнения приведены на рис. 4, где представлены вейвлет-преобразования для этих рядов за 1000–1700 гг. На рисунке 4 оттенками серого показаны вейвлет-коэффициенты SN_1 , изолинии проведены для SN_2 . Видно, что в обоих спектрах наиболее четко прослеживается околodвухсот-летняя составляющая. Времена локальных максимумов SN_1 и SN_2 практически на всем промежутке времени очень близки друг к другу.

В вейвлет-спектрах обеих реконструкций присутствуют также составляющие цикла Глейсберга с периодами от 50 до 150 лет. Как мы видели на рис. 2, выделенные составляющие (60, 90, 120 лет) в спектре SN_1 доминируют поочередно. На рисунке 4 видна аналогичная картина для SN_2 . При этом локальные максимумы в спектрах SN_1 и SN_2 в отдельные промежутки времени практически совпадают, как например, в 1250–1350 гг. для 120-летней составляющей, и в ~ 1700 –1800 гг. для 50-летней составляющей. В иные эпохи такого четкого совпадения локальных максимумов не наблюдается. Это, по-видимому, связано с тем фактом, что в спектре SN_2 очевидным образом четче представлены более длинноволновые составляющие, а в спектре SN_1 коротковолновые моды хорошо видны даже для тех временных интервалах, где падает общая интенсивность в спектрах (1400–1600 гг.).

Надо еще учесть, что ряд SN_1 значительно короче, поэтому в его спектре присутствует значительный краевой эффект. Кроме того, за счет длины ряда SN_2 получено большее разрешение отдельных составляющих. Однако, несмотря на эти различия, очевидно, что в общих чертах как положение, так и изменение спектральных максимумов для SN_1 и SN_2 демонстрируют удивительное совпадение, хотя получены они были на основе принципиально разных данных, а именно в случае SN_1 из наблюдений полярных сияний, а в случае SN_2 — по содержанию космогенных изотопов. Так что в целом эти ряды можно считать очень схожими по спектральному составу. Этот результат очень важен, так как сходство спектральных структур в независимо полученных рядах данных повышает доверие к результатам нашего спектрального анализа, давая основания полагать, что полученные цикличности соответствуют реальным динамическим процессам в солнечной активности.

Дальнейший анализ мы проводили для SN_2 .

5. АНАЛИЗ РЯДА SN_2 , РЕКОНСТРУИРОВАННОГО ИЗ ДАННЫХ О КОСМОГЕННЫХ ИЗОТОПАХ

5.1. Вейвлет-анализ

Для ряда SN_2 были вычислены вейвлет-коэффициенты в диапазоне периодов от 20 до 800 лет. На рис. 5 представлены: временной ряд SN_2 (а), его вейвлет-коэффициенты (б) и в увеличенном масштабе фрагмент вейвлет-спектра в диапазоне периодов 20–300 лет, соответствующий циклам Глейсберга и Зюсса, (в). Условные обозначения те же, что для рис. 2.

На рисунке 5б хорошо видно, что спектр SN_2 имеет сложную структуру, причем изменениям во времени подвержены не только амплитуды, но и периоды спектральных составляющих. В рассматриваемом диапазоне проявляется длинноволновая составляющая, период которой колеблется в диапазоне 300–600 лет. В изменении амплитуды этой составляющей можно заметить квазипериодические изменения с периодом ~2500 лет. Нас в первую очередь интересует полоса в области 50–150 лет, соответствующая циклу Глейсберга и околорядсотлетней составляющей цикла Зюсса. Для лучшего разрешения соответствующий интервал периодов вынесен на отдельный рисунок (рис. 5в).

На рисунке 5в отчетливо проявляются три ветви цикла Глейсберга со средними периодами $T_{60} = 45–80$, $T_{90} = 80–110$ и $T_{140} = 120–160$ лет. Характерной особенностью полученных циклов является то, что периоды этих трех ветвей не остаются постоянными, а также как для ряда SN_1 ,

меняются во времени в некоторых пределах. Средние периоды этих цикличностей совпадают с периодами мод Глейсберга, которые выявлены в вейвлет-спектре короткого ряда SN_1 (параграф 2.1). Хорошо видно, что трехчастотная структура носит достаточно устойчивый характер и стабильно прослеживается на большей части временного интервала длиной >11000 лет. Особенно четко три ветви наблюдаются с 9400 до 8100 гг. до н. э., а также с 6100 до 3500 гг. до н. э. Однако можно отметить наличие более коротких промежутков, когда такая трехчастотная спектральная структура замещается на двухчастотную, в которой видна основная ветвь 88 лет и уверенно локализуется только одна из ветвей с периодом 60 или 140 лет. В этом случае либо соотношение амплитуд близких по периодам составляющих не позволяет разделить их вклады, либо амплитуда одной из них становится слишком мала, чтобы проявиться в локальном спектре. Так, начиная с 1000 г. н. э., преобладает двухчастотная структура, в которой практически отсутствует основная частота (88 лет), а доминируют две сопутствующие составляющие, 60 и 140 лет.

Кроме ветвей цикла Глейсберга, следует отметить наличие интенсивной составляющей цикла Зюсса с периодом ~220 лет. Период цикла Зюсса также изменяется со временем в пределах ~180–260 лет.

5.2. Три ветви цикла Глейсберга как результат частотной модуляции

Выше в параграфе 2.1 для ветвей цикла Глейсберга ряда SN_1 получена частотная модуляция с периодом ~216 лет методом аппроксимации изменения периодов во времени синусоидальным сигналом. В случае ряда SN_2 изменения носят сложный характер, и такой простой подход становится невозможным. Однако предполагая наличие в спектре SN_2 трех ветвей цикла Глейсберга частотной модуляции основного цикла (~88 лет) другим квазигармоническим процессом, можно оценить период последнего, воспользовавшись свойствами, присущими частотной модуляции.

Для двух гармонических сигналов с периодами ω_1 (основной) и ω_2 (модулирующий) результат модуляции представляется формулой

$$F(t) = A_1 \sin(\omega_1 t + K_1 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) + \varphi_1), \quad (1)$$

где ω_1 и ω_2 частоты, а φ_1 и φ_2 — фазы сигналов, K_1 — коэффициент, определяющий степень влияния модулятора на основной сигнал. От значения K_1 зависит, каким образом частотная модуляция проявляется в спектре результирующего сигнала. В общем случае в спектре, наряду с ω_1 , могут присутствовать комбинации $\omega_1 + n\omega_2$ и $\omega_1 - n\omega_2$, где

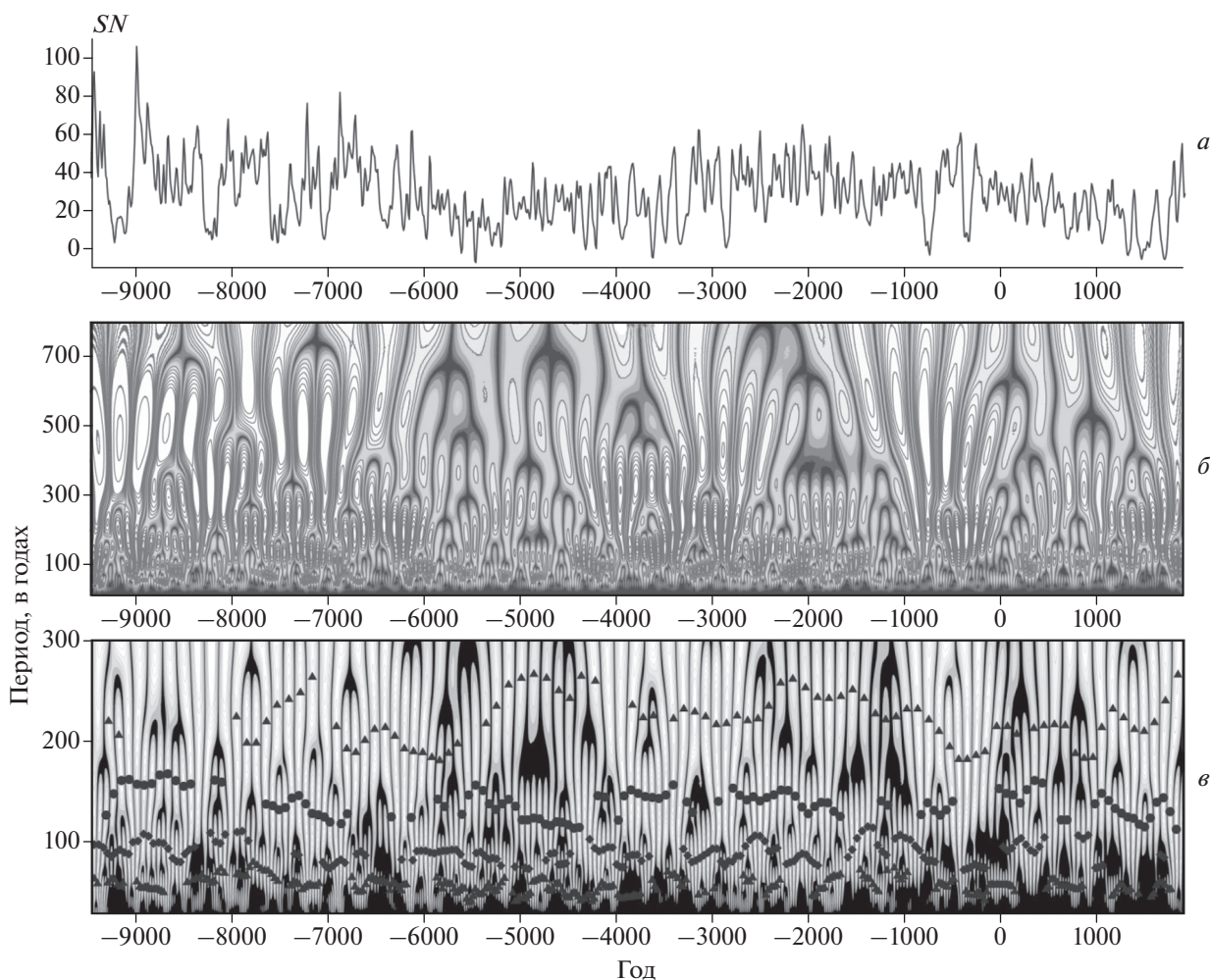


Рис. 5. Временной ряд SN_2 и его вейвлет-преобразование. (а) – ряд SN_2 ; (б) – вейвлет-спектр SN_2 в диапазоне периодов 20–800 лет; (в) – то же в диапазоне периодов 20–300 лет. Условные обозначения те же, что для рис. 2.

n – целое число. Какие из этих частот реально проявляются в спектре и с каким соотношением амплитуд, определяет как раз коэффициент K_1 .

На рисунке 6 представлено изменение частот ветвей циклов Глейсберга. Можно определить средние значения частот (приведены рядом с прямыми), и, предполагая $n = 1$, найти соответствующие разности частоты основного цикла 0.011 и дополнительных циклов, т.е. частоту модулятора. Вычислив среднее из полученных значений, найдем период модулирующего сигнала как 224 года.

Таким образом, наличие в спектре SN_2 трех ветвей Глейсберга может быть объяснено влиянием на основной период генерации некоторого внешнего модулятора с периодом 220–230 лет. Причем основной период, как часто предполагается, генерируется солнечным динамо. В основном работы по солнечному динамо концентрируются на объяснении 11-летнего цикла. Однако

есть теоретические работы, в которых предложены физические механизмы, оперирующие в конвективной зоне Солнца, характерные времена которых ~ 100 лет и которые поэтому могут быть источником около столетних вариаций СА [Tobias, 1996; Pipin, 1999; Pipin et al., 2012]. Две сопутствующие гармоники с периодом 62 и 140 лет получаются за счет 220–230-летнего модулятора. Поскольку для возникновения частотной модуляции необходимо оказать влияние на генератор основного колебания, т.е. за счет внешнего воздействия изменить условия генерации [Гоноровский, 1948], то этот внешний модулятор с периодом ~ 220 –230 лет, скорее всего, имеет внесолнечное происхождение.

Интерпретация спектров частотно-модулированных сигналов в случае, когда неизвестны параметры и основного сигнала, и модулятора, представляет собой непростую задачу. Поэтому мы первоначально провели исследование спек-

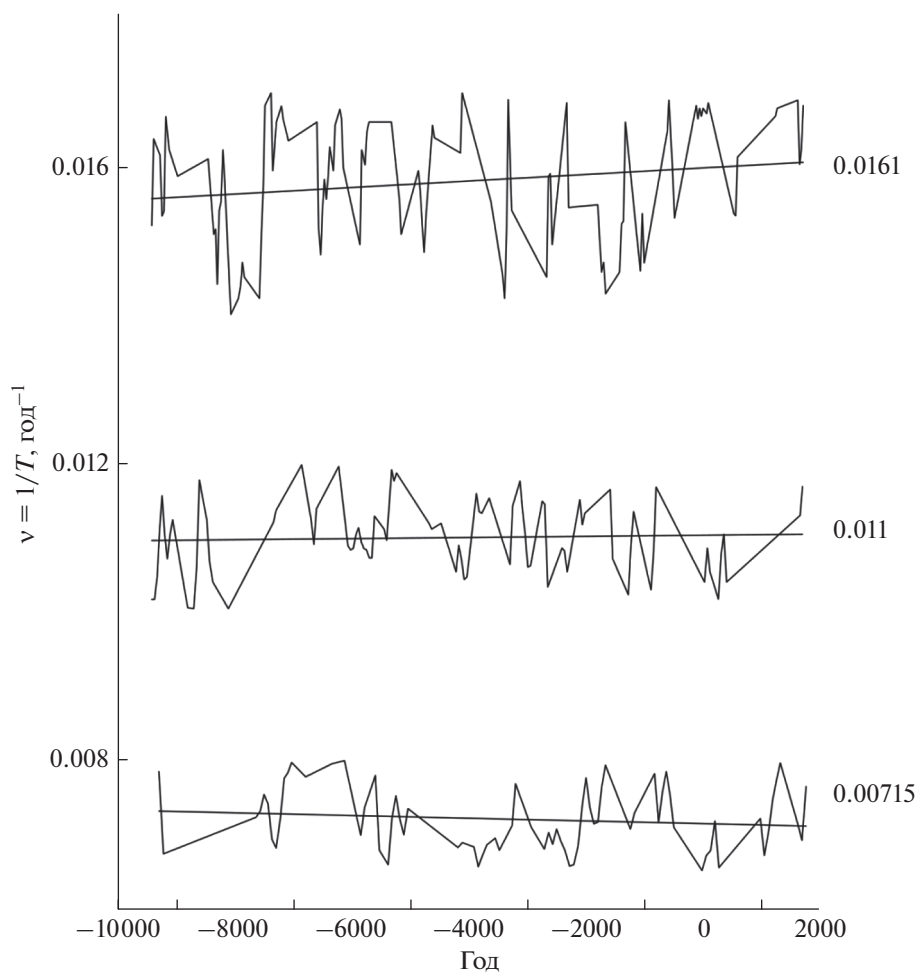


Рис. 6. Изменение частот ветвей Глейсберга. Цифры – средние значения.

тральных свойств частотно-модулированного сигнала на моделях. В качестве одной из таких моделей мы рассмотрели сигнал, представляющий собой комбинацию двух гармонических колебаний, где основное колебание с периодом 88 лет модулируется сигналом с периодом 224 года. Синтезированный частотно-модулированный сигнал строился по формуле (1) при нулевых сдвигах по фазе. Для сравнения параллельно анализировался сигнал, построенный как модулированный по амплитуде по формуле (2).

$$F_{am}(t) = A_1(1 + K_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)) \cos(\omega_1 t + \varphi_1). \quad (2)$$

Обозначения те же, что и в формуле (1), коэффициент $A_1 = 1$, коэффициент K_2 здесь отражает соотношение амплитуд основного и модулирующего сигнала. Для синтезированных сигналов вычислялись спектры Фурье при разных значениях K . Результаты представлены на рис. 7 при $K_2 = 0.5, 1$ для амплитудной модуляции и $K_1 = 1, 2, 3$ – для частотной. Видно, что в спектрах амплитудно-модулированного сигнала (рис. 7а) вместо

исходной 88-летней моды в диапазоне периодов цикла Глейсберга присутствует триплет: 88 лет и две гармоники с периодом 63.2 и 144 года. Причем доминирует основная мода, а от значения K_2 зависит только соотношение между спектральными составляющими. С ростом K_2 амплитуда боковых ветвей растет, и соотношение амплитуд основной и боковых ветвей изменяется в пользу последних.

Для частотно-модулированного сигнала (рис. 7б) в спектре присутствует тот же триплет, и с ростом K_1 также происходит рост боковых ветвей, но гораздо более быстрый, чем в случае амплитудной модуляции. Главное отличие состоит в том, что в случае частотной модуляции происходит изменение со временем не только амплитуд, но и частот выделенных сигналов. Кроме того, с ростом K_1 изменяется структура спектра, появляются дополнительно спектральные моды в диапазоне периодов 30–50 и 350–600 лет в соответствии с приведенными выше формулами размножения частот. Таким образом, при наличии всего одного

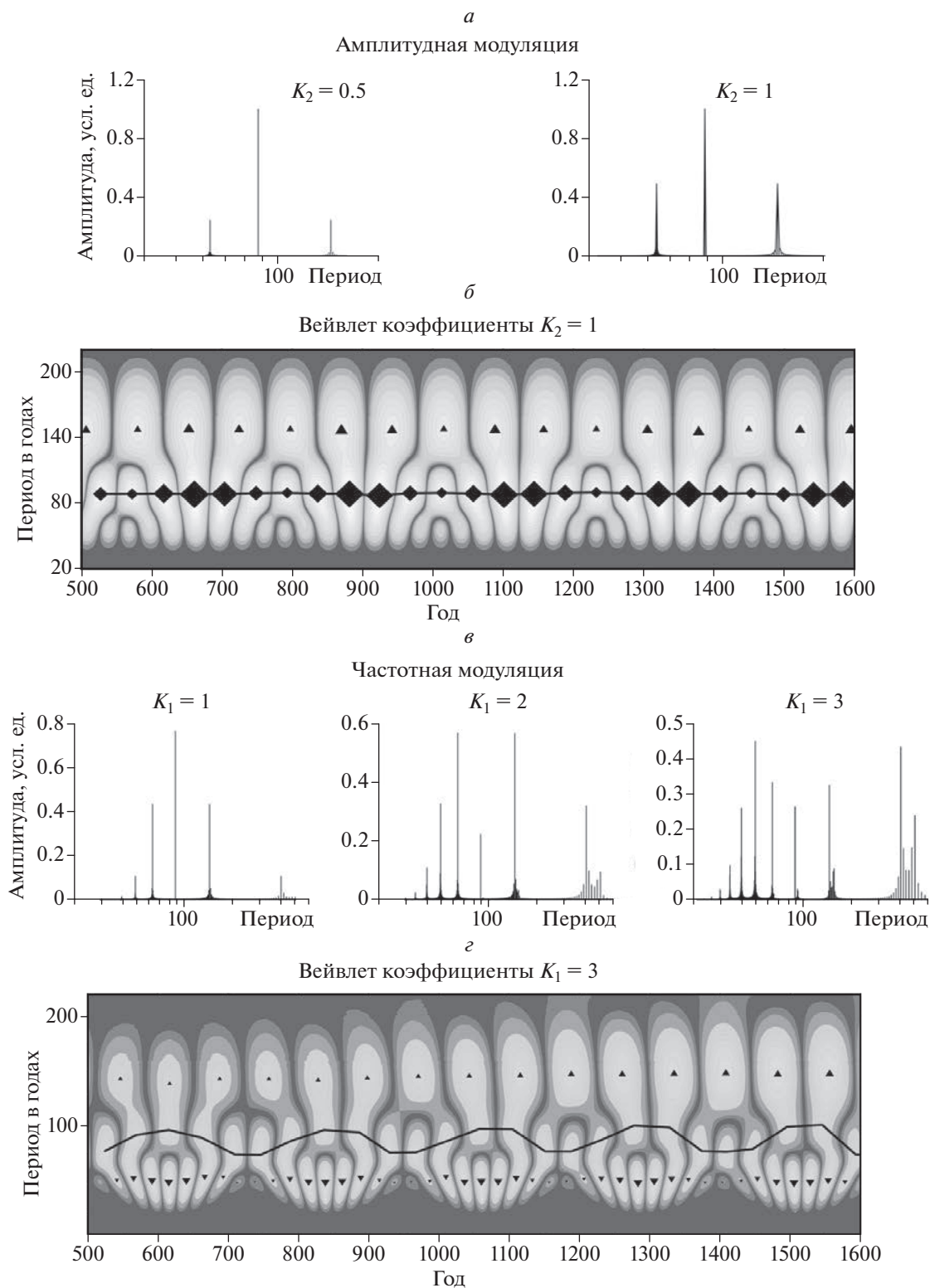


Рис. 7. Фурье-спектр и вейвлет-преобразование модели амплитудно- и частотно-модулированного гармонического колебания при разных параметрах модуляции. (*a* и *в*) – Фурье-спектр; (*b* и *г*) – вейвлет-преобразование. Символами помечены значения периодов в текущий момент времени; сплошная линия – изменение периода основного колебания от времени.

строго гармонического сигнала за счет амплитудной модуляции в спектре мы можем получить три составляющие, а за счет частотной — еще и дополнительные группы периодов. То, что в спектре появляются не просто дополнительные пики, а группы периодов, связано с вызванным частотной модуляцией изменением периодов отдельных составляющих во времени, что можно проследить, если рассматривать мгновенные вейвлет-спектры.

Упомянутую разницу между результатом амплитудной и частотной модуляции наглядно демонстрирует вейвлет-преобразование описанных выше модельных сигналов (рис. 7б и з). Условные обозначения те же, что и для рис. 2. Размер символов, отмечающих положение максимумов вейвлет-коэффициентов, пропорционален значению в максимуме.

Отчетливо видно, что изменение амплитуды основного колебания представляет собой практически синусоиду с периодом модулирующего сигнала (224 года). Тогда как его период не меняется от времени. Для наглядности на рис. 7б значения периодов основного колебания (88 лет), выделенные в отдельные моменты времени, соединены линией, которая с точностью до ошибок их локализации представляет собой прямую линию. Аналогичный результат получен и для дополнительной моды в 144 года. Для 63-летней составляющей в силу меньшей амплитуды получить полный ряд не представляется возможным, но соответствующая периодичность в изменении амплитуды также отчетливо видна.

В случае частотной модуляции хорошо видно практически синусоидальное изменение основного периода (88 лет). На рисунке 7з это изменение показано сплошной линией, соединяющей максимумы вейвлет-коэффициентов. Легко видеть, что период этого колебания ожидаемо составляет 224 года. Тот же результат получен и для изменения периода и амплитуды короткопериодной составляющей. В отличие от амплитудной модуляции, в вейвлет-спектре частотно-модулированного сигнала (рис. 7з) короткопериодная составляющая представляет собой не изменяющееся по амплитуде 63-летнее колебание, а группу периодов с центральным максимумом 50 лет, что находится в полном соответствии со структурой спектра Фурье (рис. 7а).

Таким образом, результаты модельных расчетов показывают, что только за счет присутствия частотной модуляции можно объяснить многие характерные черты спектров SN , полученные в предыдущих параграфах: вариабельность частот выделенных циклов и появление в спектре групп периодов 30–50 лет (рис. 1б) и 400–500 лет (рис. 5б).

Из модельных расчетов следует, что для частотно-модулируемого сигнала при значениях

коэффициента $K_1 > 1$ основной 88-летний период по амплитуде может быть значительно меньше боковых составляющих, а в отдельные моменты времени может быть практически незаметен в спектре на их фоне. Именно такая ситуация наблюдается в вейвлет-спектре SN_2 после 1000 г. н. э. (рис. 5). Таким образом, по-видимому, отмеченный во многих работах факт [Lin et al., 1975; Clilverd et al., 2006; McCracken et al., 2013; Svalgaard, 2018], что 88-летний цикл не всегда прослеживается в нашу эру, дополнительно может свидетельствовать о том, что именно частотная модуляция, скорее всего, вносит основной вклад в образование трех/двух ветвей цикла Глейсберга.

Влиянием внешнего процесса с периодом 224 года можно объяснить и наличие сопутствующих периодов для 11- и 22-летних составляющих. Действительно, в соответствии с формулами разложения частот можно получить значения этих дополнительных периодов, представленных в табл. 1. При наличии строго гармонических 11- и 22-летних колебаний и 224-летнего частотного модулятора в спектре наблюдаемого значения SN могут присутствовать все приведенные в таблице периоды. Поскольку период модулятора также может изменяться, то и набор этих периодов должен изменяться во времени, что приведет к расплыванию спектра Фурье. Вычисление мгновенных спектров позволяет получить более подробную картину, но связано с трудностями разделения отдельных составляющих и их интерпретацией.

Отметим, что приведенные в таблице 1 данные совпадают с наблюдательными сведениями о длине солнечного цикла. Известно, что в XVIII–XX вв. длина “одиннадцатилетнего цикла” менялась от 7 до 14 лет, а в XX в. она была в среднем близка к 10.5 лет.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты согласуются с основными известными сведениями о цикле Глейсберга, однако мы получили больше деталей и новых принципиальных особенностей. Наши результаты проясняют два основных вопроса, которые до сих пор не имели однозначного ответа, хотя они могут иметь первостепенное значение для объяснения природы этого цикла и функционирования солнечного динамо.

Во-первых, это вопрос о том, какова частотная структура цикла Глейсберга. Сложная структура векового цикла была установлена еще в пионерской работе [Schöve, 1955] на базе исторических записей о полярных сияниях за последние 2000 лет. Дополнительно к циклу Глейсберга длиной ~78 лет, автор нашел следы более длинного цикла (120–130 лет) и более короткого (55–60 лет).

Таблица 1. Сопутствующие периоды для 11- и 22-летних циклов

	$\omega_1 + n\omega_2$				$\omega_1 - n\omega_2$			
	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$
11	10.5	10.0	9.6	9.2	11.6	12.2	12.9	13.67
22	20.04	18.4	17.01	14.78	24.38	27.35	31.13	36.13

Позднее полагалось, что периоды цикла Глейсберга имеют двухчастотную структуру (50–80 лет и 90–140 лет) [Наговицын, 2001; Ogurtsov et al., 2002]. Двухчастотная структура была найдена также в недавней работе [Vecchio et al., 2017]. В противоположность этому авторы работы [Kolláth and Oláh, 2009] отстаивают наличие одночастотной структуры цикла Глейсберга, когда одно единственное колебание меняет свой период в широких пределах. Однако в работе [Vecchio et al., 2017] такой подход критиковался на том основании, что в работе [Kolláth and Oláh, 2009] использовались не вполне адекватные методы и короткие ряды, в результате чего отдельные четкие колебания были смешаны. В работе [Komitov et al., 2016] на основе анализа наблюдательных данных за последние 400 лет найдено наличие трех циклов в диапазоне цикла Глейсберга, с упором на 60-летнюю составляющую, которая преобладает в спектре XVII–XIX вв.

Во-вторых, оставался неясным вопрос о том, являются ли ветви цикла Глейсберга самостоятельными отдельными колебаниями, или они каким-то образом связаны между собой. Дело в том, что в работе [Feunman and Gabriel, 1990] высказано утверждение, что 88-летний период не является самостоятельным циклом, а является третьей субгармоникой фундаментального 11-летнего цикла. Аналогично авторы работы [Attolini et al., 1990] полагают 88-летний цикл субгармоникой 22-летнего цикла Хейла. Позже авторы работы [Feunman and Ruzmaikin, 2014] в спектре данных за последние 400 лет идентифицировали с циклом Глейсберга только столетнюю волну; отмеченная в спектре 50–60-летняя квазипериодичность не получила отдельного внимания на том основании, что она существует только с 1725 по 1850 г., после чего сливается со столетней модой. При этом авторы полагают, что это – самостоятельный солнечный околостолетний цикл. Исследование, проведенное с помощью метода движущихся периодограмм в работе [Peristyxh and Damon, 2003], установило, что 88-летний цикл Глейсберга претерпевает амплитудную модуляцию циклами с периодами 207 лет и ~2000 лет, в результате чего появляются дополнительные спектральные составляющие 150, 61.2, 91.5 и 84.6 лет. В других работах различные моды цикла Глейсберга предполагались реальными квазипериодическими колебаниями с присущими каж-

дой моде своими источниками колебаний. Например, авторы недавней работы [Komitov et al., 2016] считают, что все ветви цикла Глейсберга являются отдельными самостоятельными колебаниями, каждое из которых генерируется определенным классом активных областей на Солнце. В частности, мощная 60-летняя составляющая, найденная в их исследовании, обусловлена наиболее сильными вспышками и самыми мощными корональными выбросами массы.

В нашей работе получено, что циклы Глейсберга представляют собой трехчастотную структуру (60, 88 и 140 лет), периоды мод которой изменяются со временем. При этом 88-летний цикл является основным, источником которого, вероятно, является солнечное динамо, а 60- и 140-летние циклы – это результат частотной модуляции основного цикла модулятором с периодом ~220–230 лет. То есть, все три ветви цикла Глейсберга являются частью одного квазипериодического колебательного процесса, что подтверждается характером амплитудной модуляции: изменения амплитуд всех трех ветвей во времени практически совпадают. То, что именно частотная модуляция вносит основной вклад в образование дополнительных ветвей цикла Глейсберга, видно на примере построенных моделей гармонического осциллятора с периодом 88 лет, на который воздействует либо частотный, либо амплитудный модуляторы. При этом получено, что проявление в спектре отдельных ветвей цикла зависит от соотношения параметров несущего и модулирующего сигнала. Если амплитуда последнего меняется со временем, то в результате в одни исторические эпохи могут наблюдаться все три ветви цикла Глейсберга, а в иные эпохи могут быть заметны только две ветви. Полученный результат естественным образом объясняет тот факт, что в разных работах обнаруживались либо две, либо три ветви в цикле Глейсберга, а также расхождение в длинах периодов. То, что в некоторые эпохи может осуществляться ситуация, когда основная ветвь не наблюдается на фоне более мощных боковых составляющих, объясняет отсутствие классического 88-летнего цикла в СА в современную эпоху, которое было отмечено в работах [Clilverd et al., 2006; McCracken et al., 2013; Svalgaard, 2018].

Полученные результаты могут быть связаны с выбором хаотической или квазипериодической гипотезы о работе солнечного динамо. Ранее бы-

ло найдено существование субгармоник фундаментального периода при переходе системы солнечного динамо от квазипериодичности к хаосу [Weiss et al., 1984; Feynman and Gabriel, 1990]. Для такого перехода характерно удвоение, когда наблюдаются субгармоники с периодами, кратными ($n = 2, 4, 8$ и т.д.) фундаментальному периоду. Удвоение периодов, бифуркационный каскад (11, 22, 88 лет), служит авторам работы [Feynman and Gabriel, 1990] основанием для вывода о том, что солнечное динамо, которое генерирует вариации СА, функционирует в режиме хаоса. В противоположность этому выводу, наши результаты о том, что периоды цикла Глейсберга претерпевают изменения по законам частотной модуляции, свидетельствуют о гораздо большей регулярности в вариациях СА и, тем самым, в функционировании солнечного динамо. То, что наблюдаемые вариации длины периодов 11- и 22-летних циклов также могут быть связаны с их частотной модуляцией 200-летним циклом, могут служить дополнительным аргументом, свидетельствующим о том, что солнечное динамо в основном функционирует в режиме квазипериодичности. Этот вывод согласуется с выводом авторов работы [Peristykh and Damon, 2003], по мнению которых найденное ими наличие стабильного 88-летнего цикла на временном интервале ~ 11000 лет, не поддерживает идею квазихаотического поведения солнечных процессов на шкалах длиннее, чем 11 лет. В исследовании [Usoskin et al., 2007] предполагается, что солнечное динамо функционирует в режиме квазипериодичности на всей протяженности реконструкций СА, кроме периодов гранд-минимумов/максимумов, где квазипериодический режим переходит в состояние хаоса.

Вопрос о происхождении 200-летнего цикла привлекал внимание исследователей. В частности, авторы работы [Damon and Jirikovich, 1992] считают, что 200-летняя вариация имеет источником процессы в солнечном динамо, которые отражаются также в вариациях солнечного диаметра [Ribes, 1989]. Однако наши результаты о том, что этот цикл является частотным модулятором, заставляют сомневаться в выводе авторов исследования [Damon and Jirikovich, 1992]. Частотная модуляция имеет особое значение, поскольку она отражает процесс, который приводит к изменению условий генерации основного колебания [Гоноровский, 1948; Wilson, 1996], и говорит о существовании внешнего источника, вынуждающего систему менять частоту собственного колебания в соответствии с частотой этого внешнего сигнала. Поэтому, скорее всего, модулирующий ~ 200 -летний цикл Зюсса имеет внесолнечное происхождение. Было обнаружено, что квазипериодические изменения с периодом ~ 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 [Птицына и Демина, 2021]. Наличие близких цикличностей с периодом ~ 200 лет в СА и в магнитном поле Земли может свидетельствовать о том, что при извлечении значений *SN* из природных архивов было недостоверно учтено влияние магнитного момента. Например, авторы работы [Chol-jun and Jik-su, 2019] считают, что найденный ими пик в 207 лет в спектре исторических значений *SN* получается за счет геомагнитной или климатической коррекции при реконструкции СА. Однако, с другой стороны, наличие аналогичных цикличностей в СА и в магнитном поле Земли может говорить и о параллельном влиянии внешних по отношению к Солнцу сил, в частности, например, гравитационных, на солнечное и земное динамо.

Опираясь на главные свойства частотной модуляции, можно предположить, что цикл Зюсса с периодом ~ 200 лет представляет собой отражение периода внесолнечного квазипериодического процесса, управляющего условиями генерации основных солнечных циклов (11- и 22- и 88-летнего).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе методами Фурье- и вейвлет-анализа была проведена оценка цикличности СА в диапазоне периодов цикла Глейсберга двух рядов СА, реконструированных из разных источников (из числа наблюдаемых полярных сияний и из содержания радиоуглерода ^{14}C в кольцах деревьев). Проведенное сравнение показало, что полученные спектры обоих рядов находятся в очень хорошем согласии между собой. Это свидетельствует о том, что найденная спектральная структура циклов Глейсберга отражает действительную динамику СА.

Анализ показал, что цикл Глейсберга характеризуется трехчастотной структурой с периодами ~ 60 , ~ 88 и ~ 140 лет, которые меняются со временем. Такая структура является результатом взаимодействия основной 88-летней моды цикла Глейсберга солнечного происхождения и модулятора с периодом 224 года внесолнечного происхождения. Проведены модельные расчеты для синтезированного сигнала, представляющего собой модулированный по частоте и по амплитуде гармонический осциллятор с такими параметрами. Анализ изменения спектров модельных сигналов подтверждает полученные для *SN* результаты.

Найдено, что на разных отрезках времени могут наблюдаться либо все три моды Глейсберга, либо только две. Причем, иногда реализовываются условия, при которых основная 88-летняя мода может быть не видна в спектре. Этим фактом объ-

ясняется разногласия в оценках периодов цикла Глейсберга между разными авторами, в частности преобладание в XVII–XIX вв. моды в 60 лет и практически отсутствие в современных наблюдательных данных 88-летнего цикла. Период модулятора 224 года, вероятно, представляет собой отражение периода внесолнечного квазипериодического процесса, оказывающего влияние на условия генерации основных солнечных циклов (11-, 22- и 88-летнего).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гоноровский И.С. Частотная модуляция и ее применения. М.: Связьиздат, 286 с. 1948.
- 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.
- Начасова И.Е., Акимова С.В. Вариации напряженности геомагнитного поля на Пиренейском п-ове в последнее тысячелетие // Физика Земли. № 5. С. 100–106. 2015.
<https://doi.org/10.7868/S0002333715050087>
- 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>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Цикличность солнечной активности, реконструированной из статистики полярных сияний с учетом вклада главного магнитного поля Земли, 1000–2000 гг. // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 2. С. 295–308. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021020127>
- Attolini M.R., Cecchini S., Galli M., Nanni T. On the persistence of the 22-year solar cycle // Solar 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.
- 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. 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>
- Damon P.E., Jirikovic J.L. The sun as a low-frequency harmonic oscillator // Radiocarbon. V. 34. P. 199–205. 1992.
- 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>
- Gleissberg W. Evidence for a long solar cycle // The Observatory. V. 65. № 282. P. 123–125. 1944.
- Gleissberg W. The eighty-year solar cycle in auroral frequency numbers // J. Br. Astron. Assoc. V. 75. P. 227–231. 1965.
- Grossman A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions of constant shape // SIAM J. Math. V. 15. № 4. P. 723–736. 1984.
<https://doi.org/10.1137/0515056.m>
- 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., Gabriel S.B. Period and phase of the 88-year solar cycle and the Maunder minimum: evidence for a chaotic sun / Sun in Time Conference. Tucson, AZ, 6–10 March, 1989. Solar Phys. V. 127. P. 393–403. 1990.
- Feynman J., Ruzmaikin A. The Centennial Gleissberg Cycle and its association with extended minima // J. Geophys. Res. – Space. V. 119. P. 6027–6041. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019478>
- Hathaway D. H. The Solar Cycle // Living Rev. Solar Phys. V. 12. lrsp-2015-4. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2015-4>. arXiv:1502.07020. 2015.
<https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Kolláth Z., Oláh K. Multiple and changing cycles of active stars I. Methods of analysis and application to the solar cycles // Astron. Astrophys. Manuscript no. 11303 c. ESO 2009. arXiv:0904.1747 [astro-ph.SR]. 2009.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811304>
- Komitov B., Sello S., Duchlev P., Dechev M., Penev K., Koleva K. Sub- and Quasi-Centennial Cycles in Solar and Geomagnetic Activity Data Series // Bulgar. Astron. J. V. 25. P. 78–103. 2016.
- 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. 14 th Int. Cosmic Ray Conf. Garching, Germany: Max Planck Institut für extraterrestrische Physik. V. 3. P. 995–999. 1975.
- Ma L.H. Gleissberg cycle of solar activity over the last 7000 years // New Astron. V. 14. P. 1–3. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.newast.2008.04.001>
- 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.
<https://doi.org/10.1016/j.newast.2008.09.003>
- 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.
- 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. 2002.
<https://doi.org/10.1023/A:1022411209257>
- 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. V. 108. № A1.

- P. SSH 1-1-SSH 1-15. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009390>
- *Pipin V.V.* The Gleissberg cycle by a nonlinear a dynamo // *Astron. Astrophys.* V. 346. P. 295–302. 1999.
- *Pipin V.V., Sokoloff D.D., Usoskin I.G.* Variations of the solar cycle profile in a solar dynamo with fluctuating dynamo governing parameters // *Astron. Astrophys.* A26. P. 1–11. 2012.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118733>
- *Ribes E., Merlin P., Ribes J. C., Barthalo R.* Absolute periodicities of the solar diameter, derived from historical and modern time-series // *Ann. Geofisica.* V. 1. P. 321–329. 1989.
- *Solanki S.K., Usoskin I.G., Kromer B., Schüssler M., Beer J.* Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11.000 years // *Nature.* V. 431. P. 1084–1087. 2004.
<https://doi.org/10.1038/nature02995>
- *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.* N.Y., USA: Springer-Verlag. P. 333–347. 1997.
- *Schove D.J.* The sunspot cycle, 649-BC to AD-2000 // *J. Geophys. Res.* V. 60. P. 127–146. 1955.
- *Silverman S.M.* Secular variation of the aurora for the past 500 years // *Rev. Geophys.* V. 30. № 4. P. 333–351. 1992.
- *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.
- *Svalgaard L.* Up to nine millennia of multimessenger solar activity // <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1810/1810.11952.pdf>. 2018.
- *Tobias S.M.* Grand minima in nonlinear dynamos // *Astron. Astrophys.* V. 307. L21–L24. 1996.
- *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>
- *Usoskin I.G., Solanki S.K., Kovaltsov G.A.* Grand minima and maxima of solar activity: new observational constraints // *Astron. Astrophys.* V. 471. P. 301–309. 2007.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077704>
- *Vecchio A., Lepreti F., Laurenza M., Alberti T., Carbone V.* Connection between solar activity cycles and grand minima generation // *Astron. Astrophys.* V. 599. P. 292–304. A58. 2017.
<https://doi.org/10.1051/0004-361/201629758>
- *Weiss N.O., Cattaneo F. Jones C.A.* Periodic and aperiodic dynamo waves // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.* V. 30. № 4. P. 305–341. 1984.
<https://doi.org/10.1080/03091928408219262>
- *Wilson S.G.* Digital modulation and coding. Charlottesville, Virginia, USA: Prentice-Hall, 667 p. ISBN: 1258629917. 1996.

УДК 551.510.413:551.508.856

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ЛИДАРНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ СТРАТОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

© 2022 г. В. А. Коршунов¹, *, Д. С. Зубачев¹

¹Научно-производственное объединение “Тайфун”, г. Обнинск (Калужская обл.), Россия

*e-mail: korshunov@rpatyphoon.ru

Поступила в редакцию 07.10.2020 г.

После доработки 02.08.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Для выявления влияния факторов солнечной активности на стратосферный аэрозоль проведен анализ лидарных наблюдений на длинах волн 532 и 355 нм, выполненных в г. Обнинск (55° N) с 2014–2018 гг. в слое 13–23 км. В период 2016–2018 гг. обнаружено уменьшение обратного аэрозольного рассеяния на величину примерно в несколько процентов в интервале от 0 до 2 дней после начала Форбуш-понижений потока галактических космических лучей. В 2014–2017 гг. после солнечно-протонных событий с задержкой в 3–8 дней следует увеличение обратного аэрозольного рассеяния в пределах 20–70%. Показано, что этот эффект наблюдается, преимущественно, при переносе стратосферного воздуха в точку наблюдения из области высоких широт.

DOI: 10.31857/S0016794022010114

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о влиянии солнечной активности на стратосферный аэрозоль является предметом пристального внимания исследователей. Аэрозольная компонента участвует в физико-химических процессах стратосферы и является одним из климатообразующих факторов. Проникновение в атмосферу высокоэнергетических частиц космического происхождения вызывает ионизацию атмосферных газов и последующие изменения в составе атмосферы, в частности, ее аэрозольной компоненты. В качестве механизма модификации аэрозоля часто рассматривается ион-индуцированная нуклеация [Lee et al., 2003; Lovejoy et al., 2004; Yu, 2006] с возможностью дальнейшего роста частиц до оптически активных размеров при низких температурах. Однако конкретные физические механизмы укрупнения частиц нуклеационной фракции остаются неясными [Mironova et al., 2015].

В ряде исследований [Shumilov et al., 1996; Веретененко и др., 2008; Mironova et al., 2014] продемонстрирован эффект увеличения коэффициентов обратного рассеяния и аэрозольного ослабления на высотах 10–25 км в зимней высокоширотной атмосфере после солнечно-протонных событий (СПС). Во время этих наблюдений температура атмосферы, как правило, понижалась до уровня образования полярных стратосферных облаков. Из наблюдений в среднеширотной стратосфере можно отметить лишь работу

[Маричев и др., 2004], где также наблюдались изменения обратного рассеяния в ходе геомагнитных возмущений.

Помимо влияния солнечных протонов, которое проявляется спорадически, атмосфера находится под постоянным воздействием галактических космических лучей (ГКЛ). Возмущения межпланетного магнитного поля, связанные, в частности, с выбросами солнечной коронарной массы, приводят к частичному экранированию ГКЛ (Форбуш-понижения). В работе [Svensmark et al., 2009] с привлечением спутниковых измерений и данных сети AERONET обнаружены явления модификация облачной среды и тропосферного аэрозоля, которые приписываются Форбуш-понижениям (ФП). Вопрос о влиянии ГКЛ на стратосферный аэрозоль исследовался статистическими методами с использованием данных измерений SAGE-II [Vanhellemont et al., 2002]. Анализ, проведенный в работе [Vanhellemont et al., 2002], показал наличие воздействия ГКЛ на стратосферный аэрозоль с задержкой в несколько месяцев, однако какие-либо физические механизмы обнаруженного влияния не обсуждались.

В целом необходимо отметить определенный дефицит экспериментальных исследований по воздействию космических лучей на атмосферный аэрозоль выше уровня верхней тропосферы–нижней стратосферы, особенно в области средних широт. В НПО “Тайфун” (г. Обнинск, 55° N) с 2012 г. проводилось регулярное лидарное зонди-

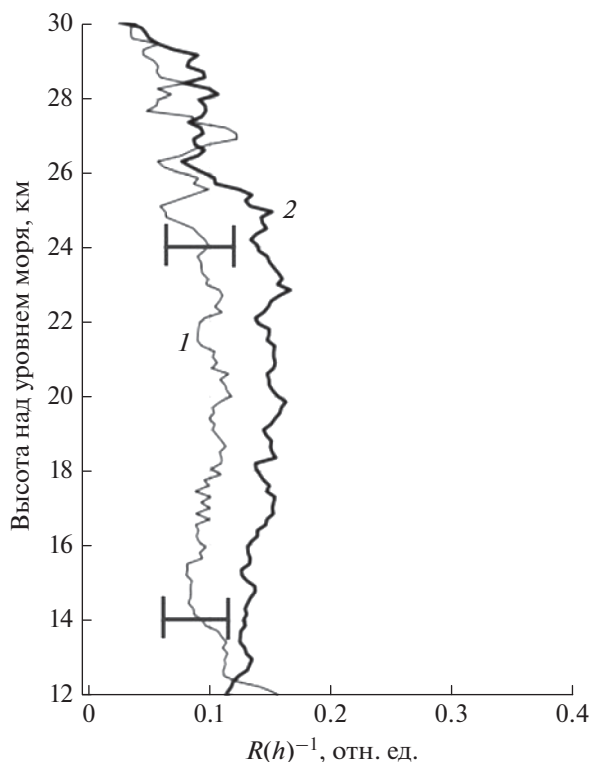


Рис. 1. Высотные профили отношения обратного рассеяния $R(h)$ до СПС 09.09 (1) и после СПС – среднее для 16.09 и 17.09 (2).

рование аэрозоля средней атмосферы на длинах волн 355 и 532 нм. В данной работе проведен анализ проведенных измерений с целью выявления возможного влияния факторов солнечной активности на стратосферный аэрозоль в слое 13–23 км.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Лидарные измерения выполнялись на длинах волн 355 и 532 нм с помощью лидара АК-3, разработанного в НПО “Тайфун” [Иванов и др., 2020]. Зондирование проводилось в ночное время в безоблачную погоду. При обработке сигналов обратного рассеяния использовалась априорная информация о плотности атмосферы на основе данных аэрологических измерений. Определение высотных профилей коэффициентов обратного рассеяния проводилось с использованием интегральных решений лидарных уравнений и оптико-микрофизической модели стратосферного аэрозоля [Коршунов, Зубачев, 2013]. В результате находился высотный профиль отношения обратного рассеяния $R = (\beta_a + \beta_R)/\beta_R$, где β_a и β_R – коэффициенты обратного аэрозольного и релеевского рассеяния. Величина $R - 1 = \beta_a/\beta_R$ показывает отношение аэрозольного обратного рассеяния к релеевскому. Далее для характеристики обратно-

го рассеяния в атмосфере будем рассматривать высотные профили $R(h) - 1$ (h – высота над уровнем моря).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В 2014–2018 гг. наблюдалось фоновое состояние стратосферного аэрозоля [Коршунов, 2018]. В это время не было значительных вулканических извержений с выбросом в стратосферу продуктов извержения более 1 Мт. Иногда в нижней стратосфере появлялись слои, обусловленные возникновением пирокумулясов в результате лесных пожаров в Канаде. В целом состояние аэрозольной компоненты в стратосфере было достаточно стабильным, поэтому данный период времени является удобным для анализа эффектов солнечной активности в лидарных измерениях.

3.1. Лидарные наблюдения в период СПС

Приведем характерный пример изменения обратного рассеяния во время СПС. Рассмотрим эпизод 11–12 сентября 2014 г., когда наблюдалось достаточно сильное СПС с максимальным потоком протонов с энергией более 10 Мэв, равным 67.5 pfu [Logachev et al., 2019]. На рис. 1 показаны высотные профили для 09 сентября (фоновый) и средние для 16–17 сентября (возмущенные), откуда видно, что после СПС величина обратного рассеяния увеличилась в высотном диапазоне от 12 до 24 км примерно в 1.5 раза. В более широком временном интервале этот эпизод представлен на рис. 2, где показан временной ход величины $R(h) - 1$, усредненной по слою 15–30 км. Дата последнего СПС отмечена на рис. 2 вертикальной стрелкой. Сплошная горизонтальная линия показывают среднюю за три месяца (с августа по октябрь), усредненную по слою 15–30 км величину $R(h) - 1$, а штриховые линии показывают коридор ее среднеквадратического отклонения (СКО). На рис. 2 виден четкий эффект увеличения обратного рассеяния через некоторое время после СПС (соответствующие данные выделены на графике штриховым прямоугольником). При этом две точки, для 16 и 17 сентября, выходят за пределы двойного СКО.

Из рисунка 2 следует, что реакция аэрозоля на СПС происходит с задержкой в несколько дней, поэтому при интерпретации результатов следует учесть происходящее за это время перемещение объема воздуха, содержащего аэрозоль. С этой целью были построены обратные траектории переноса воздуха из точки наблюдения от даты наблюдения на семь дней назад с использованием программы HYSPLIT [Air Res. Lab.] в варианте ансамблевого построения (рис. 3). Совокупность 24-х траекторий, построенных с учетом возможной неопределенности начальных метеоданных,

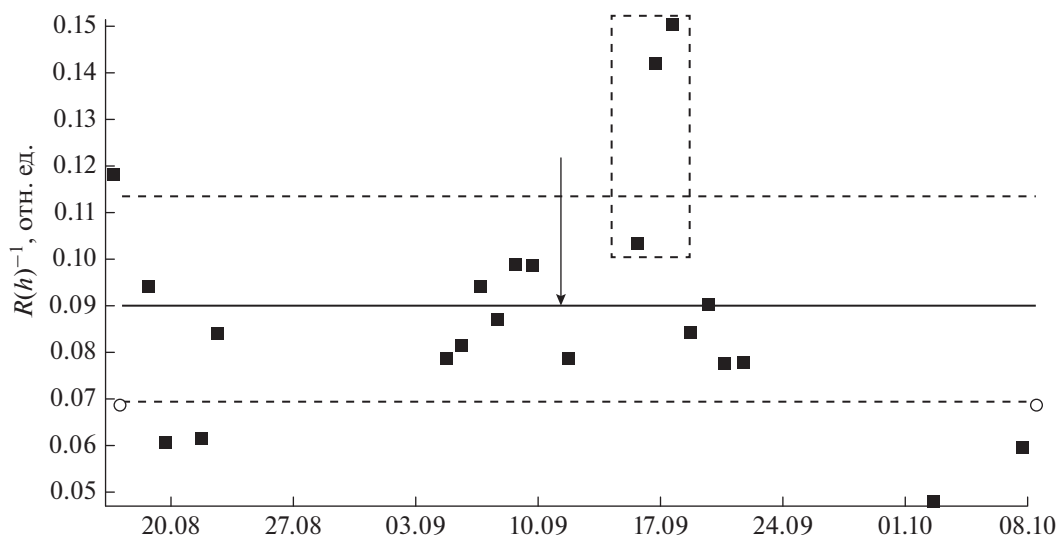


Рис. 2. Временной ход среднего в слое 15–30 км значения $\langle R - 1 \rangle$; горизонтальные линии показывают среднее за три месяца $\langle R - 1 \rangle$ (сплошная) и коридор СКО (штриховые). Вертикальная стрелка обозначает дату СПС.

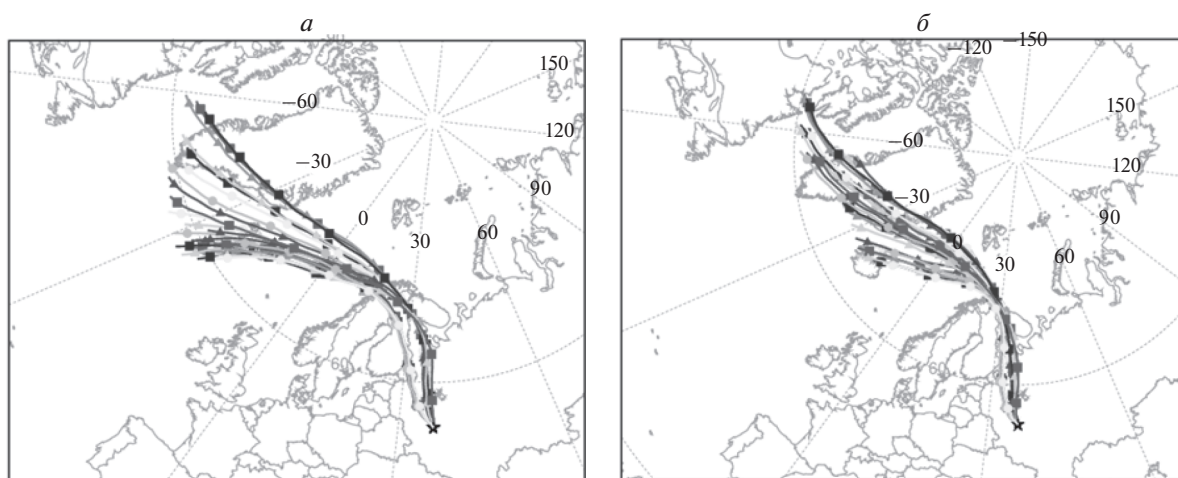


Рис. 3. Ансамбль обратных траекторий движения воздуха, построенных с помощью программы HYSPLIT, с начальной высоты 20 км над точкой наблюдения для дат 16 сентября (а) и 17 сентября (б) 2014 г. Звездочка показывает положение Обнинска. Точки на каждой траектории обозначают положение воздушного объема с интервалом через один день в обратном течении времени.

показана для дат наблюдения 16 и 17 сентября 2014 г. (рис. 3а и рис. 3б). Звездочкой отмечено положение точки наблюдения Обнинск на карте Северного полушария. Точки на каждой траектории обозначают положение воздушного объема с интервалом через один день в обратном течении времени. Из рис. 3 видно, что в период СПС 11 и 12 сентября траектории проходили в широтном поясе 60° – 65° N. Это означает, что воздействие ионизации во время СПС, скорее всего, имело место в высоких широтах, а дальнейшая трансформация аэрозольных частиц могла происхо-

дить и в процессе их меридионального переноса к пункту наблюдения.

С использованием метода наложения эпох проведенный выше анализ был распространен и на другие эпизоды, связанные с СПС. Выбор СПС проводился согласно каталогу СПС 24-го солнечного цикла [Logachev et al., 2019]. Рассматривались только наиболее сильные СПС, для которых по каталогу [Logachev et al., 2019] максимальный поток протонов с энергией ≥ 10 МэВ превышал 10 pfu. Всего с 2014 по 2017 гг. с учетом совпадения с днями лидарных измерений было отобрано 15 таких событий, которые приходятся

на следующие даты (м/д/г) наблюдений: 01.06.2014, 01.07.2014, 02.20.2014, 02.25.2014, 02.28.2014, 04.18.2014, 09.10.2014, 09.11.2014, 06.18.2015, 06.22.2015, 01.02.2016, 07.14.2016, 09.05.2016, 09.08.2016, 09.10.2016. Отметим, что выбранные СПС относятся к различным сезонам (6 событий – зима, 1 событие – весна, 3 события – лето и 5 событий – осень).

При анализе определенного события сопоставлялись результаты лидарных измерений на временном интервале, включающем от пяти дней до события до десяти дней после события. При этом лидарные данные объединялись в группы по дням сдвига относительно СПС $[-5, -1]$, $[0, 2]$, $[3, 5]$, $[6, 8]$ и $[9, 11]$. Рассчитывались средние значения $\langle R(h) - 1 \rangle$ на длинах волн 355 и 532 нм по высотным слоям 13–18, 18–23 км. Более высокие слои не рассматривались из-за возрастания погрешностей измерений. Полученные результаты для длины волны 532 нм в виде гистограмм представлены на рис. 4а. Из рис. 4а видно, что в дни, близкие к дате СПС $[0, 2]$, может наблюдаться некоторое понижение $\langle R - 1 \rangle$ по сравнению с предшествующим периодом $[-5, 2]$. Причины этого явления неясны. Значимые повышения $R - 1$ наблюдаются в периоды $[3, 5]$ и $[6, 8]$, после чего величины $\langle R - 1 \rangle$ возвращаются к первоначальным значениям. Наибольший рост $\langle R - 1 \rangle$ отмечается для периода $[6, 8]$. По отношению к среднему “невозмущенному” значению за периоды “до” $[-1, -5]$ и “после” $[9, 11]$ степень увеличения $\langle R - 1 \rangle$ составляет 1.44 ± 0.17 в слое 13–18 км и 1.18 ± 0.11 в слое 18–23 км.

Подобные результаты за те же дни наблюдения получены и на длине волны 355 нм (рис. 4б). Степень увеличения $\langle R - 1 \rangle$ на 355 нм для периода $[6, 8]$ составляет 1.76 ± 0.33 в слое 13–18 км и 1.53 ± 0.33 в слое 18–23 км. Отметим, что на длине волны 355 нм увеличение обратного рассеяния даже больше, чем на длине волны 532 нм.

3.2. Лидарные наблюдения во время ФП

При анализе эпизодов ФП использовался каталог Центра прогнозов космической погоды ИЗМИРАН [Каталог Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений], где представлены даты событий ФП и их характеристики, рассчитанные по данным мировой сети нейтронных мониторов. Отдельно рассмотрены временные периоды вблизи максимума 24-го цикла солнечной активности (2014–2015 гг.) и на его спаде (2016–2018 гг.) Длительность события ФП, как правило, не превышает нескольких суток [Mironova et al. 2015]. Начальной датой, принимаемой за нулевой день в методе наложения, считалась дата начала события ФП согласно каталогу. Для уменьшения влияния случайных флуктуаций рассматривались только события ФП с величиной ФП, превышаю-

щей заданный уровень p . Рассматривались три уровня фильтрации $p = 1, 2$ и 3% . Число рассмотренных событий ФП с учетом наложения на даты лидарных измерений составило ~ 60 для $p = 1\%$ и ~ 20 для $p = 2\%$.

Для сглаживания случайных флуктуаций лидарные данные объединялись в три группы по дням сдвига относительно начала ФП: $[-4, -1]$, $[0, 2]$ и $[3, 4]$ и представлялись в виде гистограмм. Результаты, полученные для периода 2016–2018 гг. при уровне $p = 1\%$, приведены на рис. 4в. Вертикальные отрезки показывают уровни СКО, обусловленные случайными временными вариациями $\langle R - 1 \rangle$. Из рисунка 4в видно, что в интервале $[0, 2]$ для обоих высотных слоев наблюдается небольшое понижение $\langle R - 1 \rangle$ относительно значений для предшествующего интервала $[-4, -1]$. Относительная величина понижения $\Delta = [\langle (R - 1) \rangle_{[0,2]} - \langle (R - 1) \rangle_{[-4, -1]}] / \langle (R - 1) \rangle_{[-4, -1]}$, рассчитанная с учетом СКО величин $\langle (R - 1) \rangle_{[-4, -1]}$ и $\langle (R - 1) \rangle_{[0,2]}$ составила $(-7 \pm 7)\%$ для обоих высотных интервалов. Аналогичные оценки при уровне фильтрации $p = 2\%$ дали $\Delta = (-11 \pm 15)\%$ для слоя 13–18 км и $\Delta = (-12 \pm 10)\%$ для слоя 18–23 км. Как видно из приведенных оценок, величина Δ , хотя и находится на уровне СКО, но во всех случаях получается отрицательной и по порядку величины составляет нескольких процентов. Зависимость Δ от уровня фильтрации находится в пределах СКО. Для $p = 3\%$ однозначных результатов не получено ввиду увеличения СКО при уменьшении числа событий ФП.

Подобная обработка данных наблюдений для временного периода 2014–2015 гг. дает несколько иной результат. Абсолютная величина Δ на длине волны 532 нм независимо от уровня фильтрации меняется в пределах $\pm 1\%$ при таком же уровне СКО, т.е. для этого периода влияния ФП в данных измерениях практически не обнаружено. Результаты, полученные на длине волны 355 нм, в качественном плане подобны приведенным выше данным для 532 нм.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные выше результаты лидарных наблюдений демонстрируют изменения обратного рассеяния, происходящие во время СПС и ФП. В случае ФП обнаружено небольшое (до 12%) уменьшение обратного рассеяния, происходящее в течение двух дней после начала события ФП. Это указывает на существование некоторой фракции аэрозоля в области оптически активных частиц 0.05–0.1 мкм, которая чувствительна к уровню ионизации и достаточно быстро (в течение 1–2 дней) реагирует на изменение ГКЛ. Данный эффект наблюдался только в период спада солнечной активности в 2016–2018 гг. и не был за-

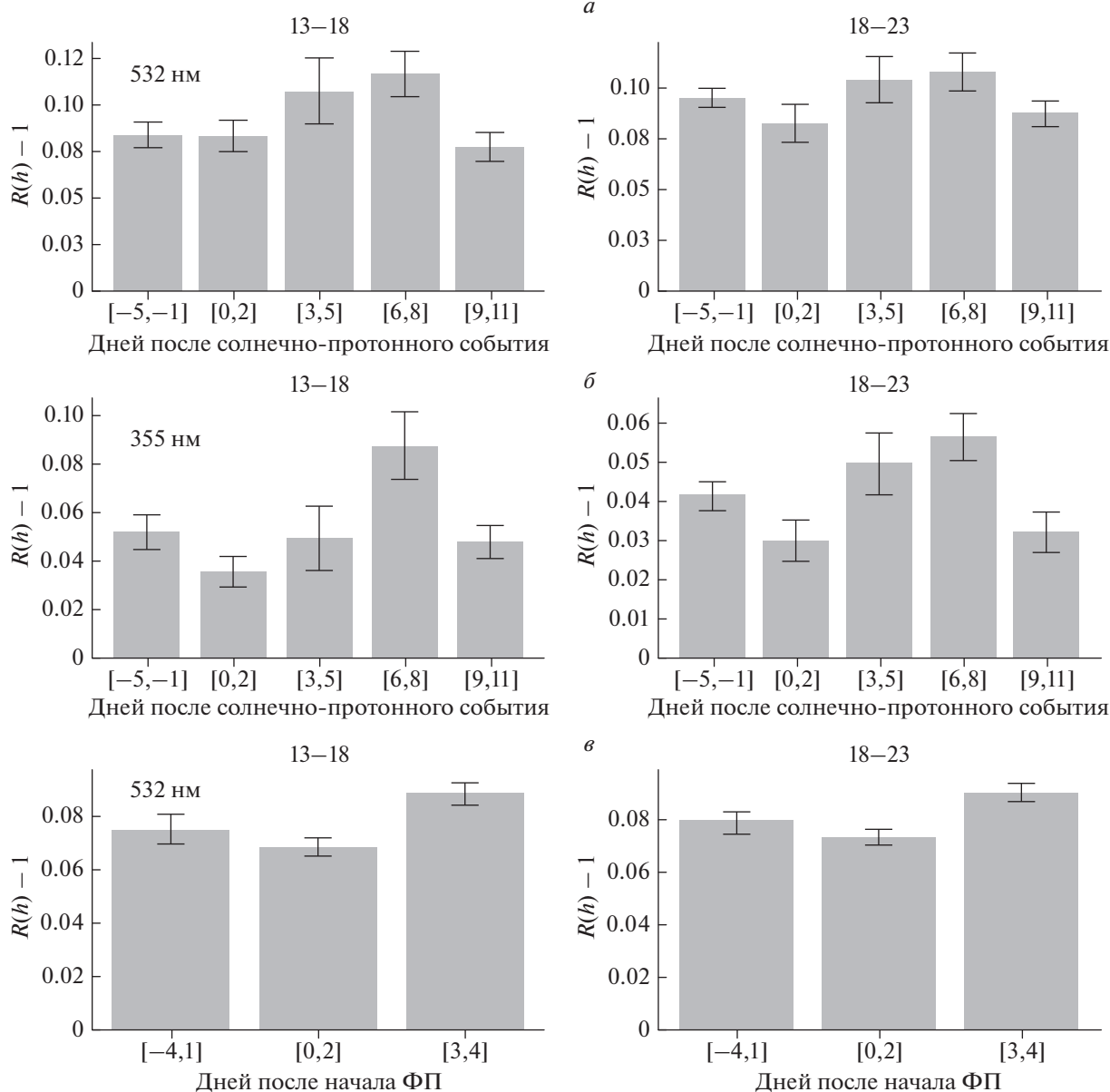


Рис. 4. Временное изменение средних по высотным слоям 13–18 км и 18–23 км значений $\langle R - 1 \rangle$ во время геомагнитных возмущений, иллюстрирующее влияние СПС (а, б) и ФП (в) и на длине волны 532 нм (а, в) и 355 нм (б).

фиксирован вблизи максимума солнечной активности в 2014–2015 гг. Причина зависимости изменений обратного рассеяния от периода солнечной активности остается неясной. Возможно, это результат общего увеличения интенсивности ГКЛ на спаде солнечной активности по сравнению с ее максимумом [Mironova et al., 2015].

Влияние СПС проявляется в увеличении обратного рассеяния в период времени от 3 до 8 дней после начала СПС. Указанные временные параметры близки к полученным в работе [Mironova et al., 2012], где по данным спутниковых наблюдений в полярной области наблюдалось уве-

личение коэффициента ослабления с задержкой 2–4 дня при общей длительности эффекта увеличения от 4 до 10 дней. Отметим, что наличие временного сдвига в появлении слоев повышенного обратного рассеяния относительно начала геомагнитного возмущения отмечалось также в [Маричев и др., 2014].

Величина наблюдаемого эффекта в данной работе существенно ниже, чем в полярной области, где она менялась от двух порядков величины для СПС рекордно высокого уровня типа GLE [Mironova et al., 2012] до 3–20 раз для более слабого СПС [Mironova, Usoskin, 2013]. В средних ши-

ротах ожидаемый эффект и должен быть меньше в связи с уменьшением потока ионизирующих частиц из-за эффекта геомагнитного обрезания и крутого спада спектра солнечных протонов в области высоких энергий. Более того, согласно данным моделирования [Usoskin et al., 2011] в средних широтах эффект ионизации вообще может быть сведен к нулю, или даже отрицателен при учете совместного действия ФП и СПС. В [Mironova, Usoskin, 2014] сделан вывод о том, что заметное влияние СПС на стратосферный аэрозоль может место только в полярных широтах для событий типа GLE. На первый взгляд результаты настоящей работы противоречат выводам [Usoskin et al., 2011], [Mironova, Usoskin, 2014]. Однако это противоречие может быть снято, если принять во внимание процессы переноса стратосферных воздушных масс в течение временного промежутка между событием СПС и увеличением обратного рассеяния. Для проверки влияния переноса для каждого случая измерений нами был проведен обратный траекторный анализ с использованием упоминавшейся выше программы HYSPLIT. Все наблюдения были разбиты на два класса по типу переноса. К северному переносу относились те случаи, когда в день СПС траектория движения воздушной массы проходила в широтной зоне от 60° N и выше. В ином случае перенос относился к условно нейтральному типу. Далее отдельно для случаев переноса северного и нейтрального типа была рассчитана средняя степень увеличения обратного рассеяния $C_{сн}$ после СПС. Для этого для каждого высотного слоя и временных сдвигов 3–5 и 6–8 дней были рассчитаны средние отношения $\langle R - 1 \rangle_{[3-5]} / \langle R - 1 \rangle_{[-5, -1]}$ и $\langle R - 1 \rangle_{[6-8]} / \langle R - 1 \rangle_{[-5, -1]}$. Для улучшения статистики определялось среднее по двум слоям и временным сдвигам $C_{сн} = 0.5(\langle R - 1 \rangle_{[3-5]} / \langle R - 1 \rangle_{[-5, -1]} + \langle R - 1 \rangle_{[6-8]} / \langle R - 1 \rangle_{[-5, -1]})$. В результате оказалось, что в среднем для всех случаев северного переноса $C_{сн} = 1.34 \pm 0.09$, а для нейтрального $C_{сн} = 1.08 \pm 0.14$. Аналогичная проверка для временной задержки 9–11 дней показала, что различия величин $C_{сн}$ для случаев северного и нейтрального переноса незначимы и находятся в пределах естественных флуктуаций этих величин. Отсюда следует, что за увеличение обратного рассеяния ответственен, в основном, северный перенос. Можно предположить, что воздействие ионизации во время СПС имеет место в высоких широтах, а дальнейшая трансформация аэрозольных частиц может происходить и в процессе их меридионального переноса к пункту наблюдения.

Остановимся на вопросе о возможном механизме изменения оптических характеристик аэрозоля в ходе СПС. Существенно, что наблюдавшееся нами увеличение относительной величины обратного рассеяния примерно одинаково в

слое 13–23 км и происходит за относительно короткое время в течение нескольких суток, в то время как фоновые процессы трансформации стратосферного аэрозоля имеют временные масштабы порядка месяцев [Namill et al., 1997]. Как уже отмечалось выше, нередко предполагается, что инициатором наблюдаемых процессов является ион-индуцированная нуклеация, за которой следует конденсационный рост частиц нуклеационной фракции, либо их коагуляция с субмикронной фракцией фонового предсуществующего аэрозоля.

Рассмотрим условия, при которых возможна ион-индуцированная нуклеация на высотах 13–23 км. Как показывает численное моделирование и данные экспериментов для заметных скоростей нуклеации $\sim 0.1-1 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ при характерной температуре стратосферы 220 К необходимы концентрации молекул серной кислоты H_2SO_4 в диапазоне $10^6-10^7 \text{ см}^{-3}$. [Lovejoy et al., 2004; Lee et al., 2003; Kirkby et al., 2011]. Такие концентрации молекул H_2SO_4 могут наблюдаться в верхней тропосфере-нижней стратосфере, где экспериментально наблюдалось образование нуклеационной фракции с концентрацией частиц в пределах $10^2-10^3 \text{ см}^{-3}$. [Lee et al., 2003; Hermann et al., 2003]. В то же время по имеющимся данным на высотах 13–23 км в средних и высоких широтах фоновые концентрации H_2SO_4 существенно ниже. В частности, согласно [Hommel et al., 2011] средняя концентрация паров серной кислоты в стратосфере составляет около $5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ на высоте 13 км и падает ниже 10^5 см^{-3} на высоте 20 км. Поэтому на этих высотах развитие нуклеационных процессов является маловероятным [Mohnen et al., 1990]. Исключение могут составлять только случаи падения температуры до 200 К, когда значительно понижаются пороговые для начала нуклеации уровни концентрации H_2SO_4 [Vehkamaki et al., 2002]. Однако такие температуры в приполярной стратосфере могут наблюдаться только в отдельные зимние месяцы, в то время как эффекты повышения уровня обратного рассеяния после СПС наблюдаются в данной работе в различные сезоны.

Из вышеизложенного следует, что обычно рассматриваемые механизмы ион-индуцированной нуклеации молекул $\text{H}_2\text{SO}_4-\text{H}_2\text{O}$, по-видимому, не могут служить в качестве объяснения наблюдаемых феноменов увеличения обратного рассеяния в интервале высот 13–23 км. Можно предположить наличие альтернативных сценариев трансформации аэрозоля под действием ионизации, таких как ускорение коагуляции частиц внутри микродисперсной фракции аэрозоля с радиусами частиц в диапазоне 0.01–0.1 мкм [Harrison, Carslaw, 2003], обычно присутствующей в фоновых вулканических условиях; ускорение образования молекул H_2SO_4 из резервуарного газа

OCS [Sheng et al., 2015] при взаимодействии с молекулами атомарного кислорода, или ОН радикала [Rozanov et al., 2012], а также участие в процессах органического аэрозоля, присутствующего в стратосфере [Bian et al., 2020]. Рассмотрение такого рода механизмов требует детального моделирования соответствующих физико-химических процессов, протекающих в стратосфере, что выходит за рамки данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение ряда лет в г. Обнинск (55° N) проводилось лидарное зондирование стратосферного аэрозоля на длинах волн 355 и 532 нм в диапазоне высот от 10 до 30 км. Результаты, полученные в 2014–2018 гг., рассматриваются в данной работе с точки зрения возможного влияния эффектов солнечной активности на величину обратного рассеяния. Проведен статистический анализ изменений величины обратного рассеяния в ходе ФП и СПС в интервале высот от 13 до 23 км. В первые два дня после начала ФП отмечено уменьшение обратного рассеяния в пределах нескольких процентов. Этот эффект наблюдался только в период спада солнечной активности 2016–2018 гг. С задержкой в 3–8 дней после начала СПС отмечено увеличение обратного рассеяния на десятки процентов. Данные наблюдения относятся к периоду 2014–2107 гг. для случая 15-ти наиболее сильных СПС.

Физический механизм влияния ФП на аэрозоль, связан, по-видимому, с уменьшением ионизации при уменьшении интенсивности ГКЛ. И, наоборот, влияние СПС связано с увеличением ионизации под воздействием высокоэнергетических солнечных протонов. При этом на результаты измерений оказывает влияние перенос воздушных масс в стратосфере. Обратный траекторный анализ показывает, что со сдвигом 0–2 дня после начала ФП над Обнинском присутствует аэрозоль, который в момент начала ФП находился в другом регионе, но еще в средних широтах. В то же время за 5–8 дней после СПС воздух может испытать значительное меридиональное перемещение. Детальный траекторный анализ для всех случаев наблюдений показывает, что увеличение обратного рассеяния после СПС происходит, преимущественно, при переносе воздуха из области высоких широт. В этом случае первоначальное воздействие ионизации во время СПС имеет место в высоких широтах, а дальнейшая трансформация аэрозольных частиц (например, в результате конденсации и коагуляции) могла происходить в процессе их меридионального переноса к пункту наблюдения.

Приведенные выше результаты лидарных измерений в целом не противоречат существующим представлениям о влиянии космических лучей на

атмосферный аэрозоль. Тем не менее, остаются вопросы, касающиеся интерпретации отдельных экспериментальных результатов. Нет ясности относительно конкретных микрофизических механизмов, приводящих к наблюдаемым изменениям обратного рассеяния в интервале высот 13–23 км при изменении ионизации атмосферы в ходе ФП и СПС. В частности, приведенные в работе оценки, указывают на трудности в объяснении полученных результатов в рамках известных моделей ион-индуцированной бинарной нуклеации молекул $\text{H}_2\text{SO}_4\text{--H}_2\text{O}$. По-видимому, при интерпретации наблюдаемых явлений необходим учет более широкого круга физико-химических процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Веретененко С.В., Ивлев Л.С., Ульянов В.А. Исследование вариаций стратосферного аэрозоля во время солнечных протонных событий января 2005 г. по данным инструмента 4GOMOS/ENVISAT // Проблемы Арктики и Антарктики. № 3(80). С. 126–130. 2008.
- Иванов В.Н., Зубачев Д.С., Коршунов В.А., Сахибгареев Д.Г. Сетевой лидар АК-3 для зондирования средней атмосферы: устройство, методы измерений, результаты исследований // Труды ГГО. Вып. 598. С. 155–187. 2020.
- Каталог Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений <http://spaceweather.izmiran.ru/rus/fds2018.html>.
- Коршунов В.А., Зубачев Д.С. Об определении параметров стратосферного аэрозоля по данным двухволнового лидарного зондирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 49. № 2. С. 196–207. 2013.
- Коршунов В.А. Фоновый стратосферный аэрозоль и его радиационные характеристики по данным лидарных наблюдений в 2014–2017 гг. в городе Обнинске // Труды ГГО. Вып. 589. С. 50–73. 2018.
- Маричев В.Н., Богданов В.В., Живетьев И.В., Шевцов Б.М. Влияние геомагнитных возмущений на образование аэрозольных слоев в стратосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 6. С. 841–848. 2004.
- Air Resources Laboratory. Transport and Dispersion Modeling. HYSPLIT. http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT_traj.php (дата обращения 20.01.21).
- Bian J., Li D., Bai Z., Li Q., Lyu D., Zhou X. Transport of Asian surface pollutants to the global stratosphere from the Tibetan Plateau region during the Asian summer monsoon // National Science Rev. V. 7. P. 516–533. 2020. <https://doi.org/10.1093/nsr/nwaa005>
- Hamill P., Jensen E.J., Russell P.B., Bauman J.J. The life cycle of stratospheric aerosol particles // Bulletin of the American Meteorological Society. V. 78. №. 7. P. 1395–1410. 1997.
- Harrison R.G., Carslaw K.S. Ion-aerosol-cloud processes in the lower atmosphere // Rev. Geophys. V. 41. Is. 3. P. 1012. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002RG000114>
- Hermann M., Heintzenberg J., Wiedensohler A., Zahn A., Heinrich G., Brenninkmeijer C.A.M. Meridional distributions of aerosol particle number concentrations in the upper troposphere and lower stratosphere obtained by Civil Air-

- craft for Regular Investigation of the Atmosphere Based on an Instrument Container (CARIBIC) flights // *J. Geophys. Res.* V. 108. № D3. P. 4114. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2001JD001077>
- *Hommel R., Timmreck C., Graf H.F.* The global middle-atmosphere aerosol model MAECHAM5-SAM2: comparison with satellite and in-situ observations // *Geosci. Model Dev.* V. 4. P. 809–834. 2011. www.geosci-model-dev.net/4/809/2011/doi:10.5194/gmd-4-809-2011
- *Kirkby J., Curtius J., Almeida J. et al.* Role of sulphuric acid, ammonia and galactic cosmic rays in atmospheric aerosol nucleation // *Nature.* V. 476. P. 429–433. 2011.
- *Lee S.-H., Reeves J.M., Wilson J.C., Hunton D.E., Viggiano A.A., Miller T.M., Ballenthin J.O., Lait L.R.* Particle formation by ion nucleation in the upper troposphere and lower stratosphere // *Science* V. 301. P. 1886. 2003.
<https://doi.org/10.1126/science.1087236>
- *Logachev Yu.I., Bazilevskaya G.A., Daibog E.I., Ginzburg E.A., Ishkov V.N., Lazutin L.L., Nguyen M.D., Sur-ova G.M., Vlasova N.A., Yakovchuk O.S.* List of Solar Proton Events in the 24 Cycle of Solar Activity (2009–2019) // ESDB repository, GC RAS, Moscow. 2019.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-007>
- *Lovejoy E.R., Curtius J., Froyd K.D.* Atmospheric ion-induced nucleation of sulfuric acid and water // *J. Geophys. Res.* V. 109, D08204. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JD004460>
- *Mironova I.A., Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Petelina S.V.* Possible effect of extreme solar energetic particle event of 20 January 2005 on polar stratospheric aerosols: direct observational evidence // *Atmos. Chem. Phys.* V. 12. P. 769–778. 2012.
- *Mironova I.A., Usoskin I.G.* Possible effect of extreme solar energetic particle events of September–October 1989 on polar stratospheric aerosols: a case study // *Atmos Chem Phys.* V. 13. P. 8543–8550. 2013.
- *Mironova I.A., Usoskin I.G.* Possible effect of strong solar energetic particle events on polar stratospheric aerosol: a summary of observational results // *Environ. Res. Lett.* V. 9. № 1 P. 1–8. 2014.
- *Mironova I.A., Aplin K.L., Arnold F., Bazilevskaya G.A., Harrison R.G., Krivolutsky A.A., Nicol K.A., Rozanov E.V., Turunen E., Usoskin I.G.* Energetic particle influence on the Earth's atmosphere // *Space Sci. Rev.* V. 194. P. 1–96. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0185-4>
- *Mohnen V.A.* Stratospheric ion and aerosol chemistry and possible links with cirrus cloud microphysics – a critical assessment // *J. Atm. Sci.* V. 47. №. 16. P. 1933–1948. 1990.
- *Rozanov E., Calisto M., Egorova T., Peter T., Schmutz W.* Influence of the precipitating energetic particles on atmospheric chemistry and climate // *Surv. Geophys.* V. 33. P. 483–501. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s10712-012-9192-0>
- *Sheng J.-X., Weisenstein D.K., Luo B.-P., Rozanov E., Stenke A., Anet J., Bingemer H., Peter T.* Global atmospheric sulfur budget under volcanically quiescent conditions: Aerosol-chemistry-climate model predictions and validation // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 120. P. 256–276. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JD021985>
- *Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Henriksen K., Vashenyuk E.V.* Enhancement of stratospheric aerosols after solar proton event // *Ann. Geophys.* V. 14(11). P. 1119–1123. 1996.
- *Svensmark H., Bondo T., Svensmark J.* Cosmic ray decreases affect atmospheric aerosols and clouds // *Geophys. Res. Lett.* V. 36. L15101. 2009. doi 1029/GL038429
- *Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A., Tylka A.J., Dietrich W.F.* Ionization effect of solar particle GLE events in low and middle atmosphere // *Atmos. Chem. Phys.* V. 11. P. 1979–1988. 2011.
<https://doi.org/10.5194/acp-11-1979-2011>
- *Vanhellemont F., Fussen D., Bingen C.* Cosmic rays and stratospheric aerosols: Evidence for a connection? // *Geophys. Res. Lett.* V. 29. № 15. P. 1715. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002gl015567>
- *Vehkamäki H., Kulmala M., Napari I., Lehtinen K.E.J., Timmreck C., Noppel M., Laaksonen A.* An improved parameterization for sulfuric acid – water nucleation rates for tropospheric and stratospheric conditions // *J. Geophys. Res.* V. 107(D22). P. 4622. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002JD002184>
- *Yu F.* From molecular clusters to nanoparticles: second-generation ion-mediated nucleation model // *Atmos. Chem. Phys.* V. 6. P. 5193–5211. 2006.

УДК 523.98;550.388.2

ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ ИОНОСФЕРЫ В ЦИКЛАХ 23 И 24: ФОРМА ЦИКЛОВ

© 2022 г. М. Г. Деминов¹*, Р. Г. Деминов², Е. В. Непомнящая¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия²Казанский федеральный университет, г. Казань, Россия

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 30.06.2021 г.

После доработки 12.08.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Проведен анализ особенностей формы низких солнечных циклов 23 и 24 для индексов солнечной активности (F – потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см, R_z и R_i – относительного числа солнечных пятен, прежняя и новая версии) и ионосферного индекса этой активности T . Для этого анализируемые индексы приведены к шкале R_z и рассмотрены сглаженные (с помощью 24-месячного гауссова фильтра) значения этих индексов. Получено, что для циклов 23 и 24 и предыдущих солнечных циклов по индексу R_z форма циклов сохранялась, т.е. выполнялась определенная связь между амплитудой цикла и временем наступления максимума цикла. Эта же связь соблюдалась для индекса R_i , за исключением цикла 23, когда наблюдаемое время наступления максимума цикла произошло на 7 месяцев позже времени, ожидаемого на основе предыдущих циклов. Для индексов F и T форма циклов также сохранялась вплоть до цикла 22, но в циклах 23 и 24 наблюдаемые максимумы циклов произошли почти на год позже ожидаемых, что является одним из свойств нового режима продолжительной низкой солнечной активности. В этом режиме нарушается связь между индексами R_i и F , что и приводит к разным формам циклов для этих индексов.

DOI: 10.31857/S0016794022010059

1. ВВЕДЕНИЕ

Эмпирические модели ионосферы, такие как IRI [Bilitza, 2018] или NeQuick [Nava et al., 2008], содержат индексы солнечной активности F_{12} или R_{z12} в качестве входных параметров для вычисления, например, медианы критической частоты $F2$ -слоя $foF2$. Здесь и ниже F_{12} и R_{z12} – средние за 12 месяцев значения потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см и относительного числа солнечных пятен (версия 1, включающая классический Цюрихский ряд данных), которые центрированы на середину данного месяца. В этих моделях в соответствии с рекомендациями ITU-R [1999] принято, что индексы R_{z12} и F_{12} являются эквивалентными индексами, поскольку они связаны между собой уравнением регрессии, которое не зависит от времени, и использование любого из этих двух индексов будет приводить к практически совпадающим значениям медианы $foF2$. Более точными индикаторами солнечной активности для $foF2$ считают так называемые ионосферные индексы этой активности IG_{12} и T_{12} , которые построены по экспериментальным дан-

ным медиан $foF2$ ряда ионосферных станций для замены индекса R_{z12} в уравнении регрессии

$$foF2 = a_0 + a_1 R_{z12} \quad (1)$$

с целью обеспечения минимальных ошибок вычисления $foF2$ по эмпирическим моделям [Liu et al., 1983; Caruana, 1990]. Коэффициенты a_0 и a_1 определяются на основе карт ITU-R для данного пункта, месяца года и мирового времени [Jones and Gallet, 1962, 1965], и эти карты являются составной частью моделей IRI и NeQuick. Тем не менее, повышенная точность ионосферных индексов относительно солнечных индексов может быть нивелирована неточностью прогноза ионосферных индексов в задачах долгосрочного прогноза ионосферы [Zakharenkova et al., 2013].

Считают, что солнечные циклы 23 (05.1996–09.2008 г.) и 24 (09.2008–12.2019 г.) соответствуют переходу в новый продолжительный режим низкой солнечной активности, свойства которого недостаточно изучены, поскольку аналогичный режим, по-видимому, наблюдался более 100 лет назад [Svalgaard and Hansen, 2013]. Одним из наиболее ярких свойств нового режима низкой солнечной активности явилось нарушение эквива-

лентности между индексами Rz_{12} и F_{12} [Svalgaard and Hansen, 2013]. На основе сопоставления ионосферного индекса с солнечными индексами было получено, что индекс F_{12} является более адекватным индикатором солнечной активности для ионосферы, чем Rz_{12} или Ri_{12} , где Ri_{12} – версия 2 международного числа солнечных пятен [Деминов и Деминова, 2019; Деминов и др., 2020]. Напомним, что индекс Rz_{12} перестал поддерживаться в конце 2014 г., поскольку ряды чисел солнечных пятен были пересмотрены для получения Ri – новой версии этого индекса, и ряд Ri продолжен до настоящего времени [Clette et al., 2014, 2015]. Эти и другие свойства солнечных индексов для циклов 23 и 24 были представлены нами недавно [Деминов и др., 2020].

Целью данной работы было продолжение этих исследований: анализ особенностей формы солнечных циклов для ионосферных и солнечных индексов в циклах 23 и 24. При этом основное внимание уделялось степени отклонения этой формы от закономерности, которая по данным сглаженного (24-месячным гауссовым фильтром) значения Rz сохранялась практически во все известные циклы солнечной активности: максимум высокого солнечного цикла наступал раньше низкого цикла [Hathaway, 2015]. Результаты решения этой задачи приведены ниже.

2. ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Средние за месяц значения индексов солнечной активности (Rz_m , Ri_m и F_m) и ионосферного индекса этой активности T_m в интервале 01.1947–05.2015 г. для Rz_m и в интервале 01.1947–05.2021 г. для остальных индексов были исходными для анализа. Индекс T_m получен по медианам $foF2$ ионосферных станций для данного месяца данного года как замена индекса Rz_m (или Rz_{12}) в уравнении регрессии (1) для увеличения точности вычисления $foF2$ по этому уравнению [Caгуana, 1990]. Ионосферный индекс основан на данных измерений $foF2$, поэтому он точнее солнечных индексов для медианы $foF2$ [Caгуana, 1990]. Это позволяет использовать индекс T_m в качестве характеристики $foF2$, и этот индекс измеряется в шкале (единицах измерения) Rz . Индексы F_m и Ri_m также целесообразно привести к шкале Rz , что обеспечит сопоставимость этих индексов. Для этого использованы уравнения регрессии [Деминов и Деминова, 2019, 2020]:

$$Rr_m = 0.708Ri_m - 0.3, \quad (2)$$

$$Rf_m = -117 + 1.94F_m - 0.00313F_m^2, \quad (3)$$

где Rr_m и Rf_m есть Ri_m и F_m в шкале Rz . Уравнения (2) и (3) основаны на данных Rz_m и Ri_m и данных T_m и F_m за 1954–1996 гг., когда связь между этими ин-

дексами была устойчивой, т.е. почти не изменялась со временем при переходе от одного солнечного цикла к другому. Следует отметить, что уравнения (2) и (3) были получены для средних за 12 месяцев индексов солнечной активности [Деминов и Деминова, 2019, 2020], но они справедливы и для средних за месяц значений этих индексов.

При анализе амплитуды и формы солнечных циклов используют фильтр с весовой функцией [Hathaway, 2015]:

$$W(t) = \exp(-x^2/2) - (3 - x^2/2)\exp(-2), \quad (4)$$

где $x = t/12$, t измеряется в месяцах, изменяется от $t = -23$ до $t = 23$, и $t = 0$ – это данный месяц. Отметим, что $W(t) = 0$ при $|t| = 24$, поэтому фильтр с весовой функцией $W(t)$ называют 24-месячным гауссовым фильтром [Hathaway et al., 1994; Hathaway, 2015]. Такой фильтр почти полностью исключает флуктуации на временных масштабах меньше 1–3 лет и дает один отчетливый максимум цикла солнечной активности для каждого из 24 солнечных циклов [Hathaway, 2015]. Индексы солнечной активности, полученные с помощью такого фильтра по исходным данным – средним за месяц значениям этих индексов, обозначены как Rz , Rr , Rf и T . Они названы сглаженными индексами для краткости изложения.

Ниже рассмотрены свойства этих индексов в солнечных циклах 22 (03.1986–05.1996 г.), 23 (05.1996–09.2008 г.) и 24 (09.2008–12.2019 г.). Для этого использованы сглаженные данные Rz в интервале 03.1986–05.2013 г. и сглаженные данные остальных индексов в интервале 03.1986–05.2019 г. Цикл 22 использован для выделения возможных особенностей циклов 23 и 24. Сглаженные индексы солнечной активности в циклах 22, 23 и 24 показаны на рис. 1. Из данных на этом рисунке можно видеть, что и минимумы, и максимумы каждого из анализируемых индексов в этих циклах уменьшались со временем, т.е. они были максимальны для цикла 22 и минимальны для цикла 24. Индексы T и Rf практически совпадали почти для всего анализируемого интервала времени. Исключение составили только периоды очень низкой солнечной активности в конце циклов 23 и 24. Это подтверждает вывод, что индекс Rf является более адекватным индикатором солнечной активности для $foF2$, чем Rz или Rr [Деминов и Деминова, 2019, 2020]. Разница между индексами T и Rr минимальна для цикла 22 и становится значительной при переходе к низким циклам 23 и 24: отношение максимумов $C(T, Rr) = T_{\max}/Rr_{\max}$ примерно равно 1.01, 1.13, 1.25 для циклов 22, 23, 24. Аналогично, отношение $C(Rf, Rr) = Rf_{\max}/Rr_{\max}$ равно 1.02, 1.10, 1.22 для циклов 22, 23, 24. Отношение $C(T, Rz) = T_{\max}/Rz_{\max}$ примерно равно 0.96 и 1.19 для циклов 22 и 23, т.е.

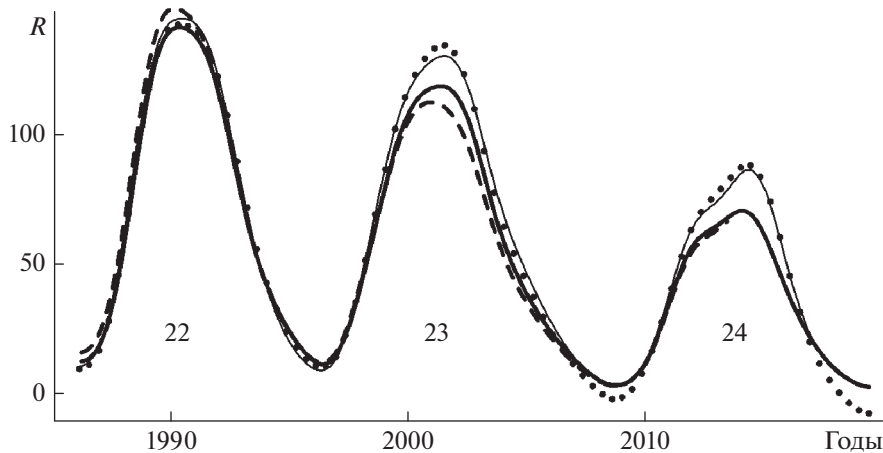


Рис. 1. Сглаженные индексы солнечной активности в циклах 22, 23 и 24: Rr – толстая сплошная линия, Rz – штриховая линия, Rf – тонкая сплошная линия, T – точки.

для цикла 23 индекс Rz является наименее точным индикатором солнечной активности для $foF2$ из рассмотренных. Для цикла 24 данные Rz_{\max} отсутствуют, поскольку сглаженный индекс Rz перестал поддерживаться до наступления максимума цикла по этому индексу. Тем не менее, данные сглаженных индексов Rz и Ri в цикле 24 показывают, что они слабо отличались до окончания измерений Rz , т.е. до 05.2013 г. Это позволило предположить, что в цикле 24 было выполнено равенство $Rz_{\max} = Rr_{\max} = 71.2$. Итак, в целом анализируемые индексы солнечной активности почти совпадали в цикле 22, но при переходе к низким солнечным циклам индексы Rz и Ri стали заметно отличаться от индексов T и Rf , что является характерной особенностью таких циклов [Svalgaard and Hansen, 2013; Деминов и др., 2020].

3. ФОРМА СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

Форма солнечных циклов для сглаженного индекса Rz почти универсальна, т.е. применима для каждого из законченных циклов [Hathaway, 2015]:

$$dR = ax^3 / (\exp(x^2) - 0.71), \quad (5)$$

где

$$dR = Rz - Rz_0, \quad x = (t - t_0)/b, \quad (6)$$

a и b – искомые параметры цикла; t – время в месяцах, отсчитываемое от начала цикла t_0 ; Rz_0 – значение Rz для $t = t_0$. Для законченных циклов величины a и b можно определить через амплитуду цикла $dR_{\max} = Rz_{\max} - Rz_0$ [Hathaway et al., 1994; Hathaway, 2015; Деминов и др., 2020]:

$$a = dR_{\max} / 0.504, \quad b = (37 + 1700/dR_{\max}) / 1.081. \quad (7)$$

Из уравнения (5) можно видеть, что интервал времени от начала до максимума цикла пропорционален параметру b [Hathaway et al., 1994]:

$$t_{\max} - t_0 = 1.081b.$$

Уравнения (7) показывают, что параметр b уменьшается с ростом амплитуды цикла dR_{\max} . Тем самым учтено, что максимум высокого солнечного цикла наступал раньше низкого цикла практически для всех законченных циклов по сглаженному индексу Rz [Hathaway, 2015]. Из уравнений (5)–(7) можно видеть, что для определения формы цикла достаточно задать три величины: время начала цикла t_0 , значение индекса солнечной активности в это время Rz_0 и высоту цикла, т.е. величину Rz_{\max} .

Целью данной работы было оценить, насколько универсальной является форма циклов по уравнениям (5)–(7) для сглаженных индексов Rr , Rf , T при условии, что из экспериментальных данных для каждого цикла заданы время начала цикла t_0 , значение анализируемого индекса в это время и высота цикла для этого индекса. Полученные таким способом формы циклов названы моделью циклов для анализируемого индекса солнечной активности. На рис. 2 показаны формы циклов 22, 23 и 24 по экспериментальным данным и по модели для каждого из анализируемых индексов солнечной активности. Для получения Rz по модели (5)–(7) в начальный период цикла 24 учтено принятое предположение $Rz_{\max} = Rr_{\max} = 71.2$. Видно, что для индекса Rz формы циклов по экспериментальным данным и по модели практически совпадают для всего анализируемого интервала времени за исключением окончаний циклов 22 и 23. Последнее связано с тем, что в модели (5) не учтена возможность изменения индекса Rz_0 при переходе от одного цикла к другому. В данном случае индекс Rz_0 равен 16.4,

4. ОБСУЖДЕНИЕ

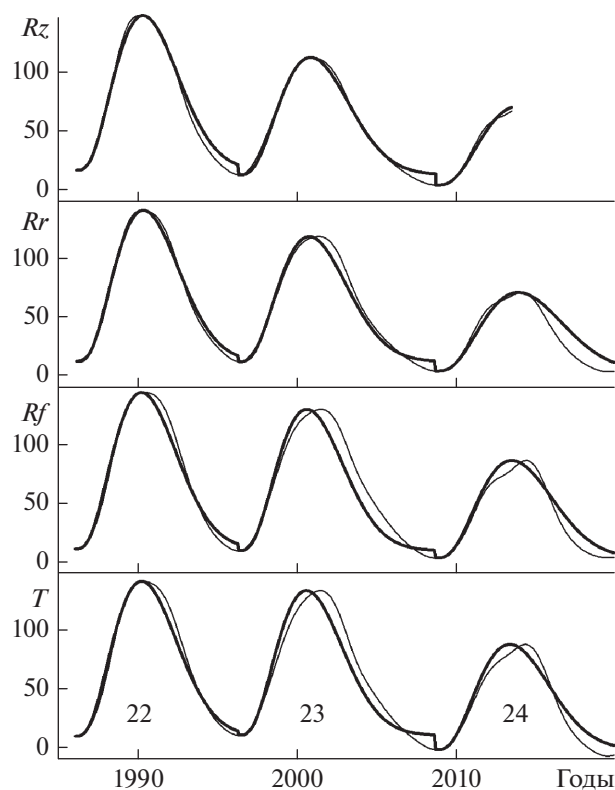


Рис. 2. Формы циклов 22, 23 и 24 для индексов R_z , R_r , R_f и T по экспериментальным данным (тонкие линии) и по модели (5)–(7) – толстые линии.

12.4 и 3.5 для циклов 22, 23 и 24, и модель дает завышенные значения R_z при приближении к окончанию циклов 22 и 23.

Из рисунка 2 можно видеть, что разница во времени наступления максимума цикла по экспериментальным данным и модели $\Delta t \geq 0$, т.е. эта разница отсутствует или максимум по экспериментальным данным наступает позже максимума по модели. В цикле 22 разница Δt не превышает 3 месяца для каждого из анализируемых индексов. В цикле 23 величина Δt примерно равна 1, 7, 11 и 11 месяцев для индексов R_z , R_r , R_f и T . В цикле 24 разница Δt примерно равна 3, 11 и 11 месяцев для индексов R_r , R_f и T . Следовательно, для индексов R_f и T в циклах 23 и 24 модель дает опережение времени наступления максимума цикла почти на 1 год и, как следствие, искажение формы цикла, т.е. нарушение определенной пропорции между фазами роста и спада цикла. По-видимому, это является характерной особенностью режима продолжительной низкой солнечной активности. Следует отметить, что в цикле 23 индекс R_r в большей степени соответствует индексу T , чем индекс R_z .

Магнитное поле Солнца является основной причиной изменчивости солнечной активности, включая изменения этой активности с солнечным циклом [Svalgaard and Hansen, 2013; Balogh et al., 2014; Hathaway, 2015]. Это поле отчетливо уменьшалось в течение последних солнечных циклов [Janardhan et al., 2015]. С уменьшением магнитного поля Солнца связывают уменьшение амплитуды солнечных циклов [Svalgaard and Hansen, 2013; Balogh et al., 2014; Hathaway, 2015]. Выше отмечалось, что отношение $C(R_f, R_r) = R_{f_{\max}}/R_{r_{\max}}$ увеличивалось в течение последних солнечных циклов. На основе качественного анализа было получено, что увеличение этого отношения со временем также связано с уменьшением крупномасштабного магнитного поля Солнца [Livingston et al., 2012; Svalgaard and Hansen, 2013]. Увеличение отношения $C(R_f, R_r)$ при уменьшении магнитного поля Солнца, по-видимому, характерно именно для слабых солнечных циклов. Это позволило утверждать, что Солнце переходит в новый режим низкой активности, что, однако, не подкреплено достаточным набором экспериментальных данных, поскольку аналогичный режим, по-видимому, наблюдался более 100 лет назад [Svalgaard and Hansen, 2013]. Одним из следствий нового режима низкой активности Солнца явилось нарушение эквивалентности между сглаженными индексами R_r и T и сохранение эквивалентности между индексами R_f и T . Поэтому индекс R_f является более точным, чем R_r , индикатором солнечной активности для медианы $foF2$, что согласуется с результатами, полученными ранее по другим наборам данных [Деминков и Деминкова, 2019, Деминков и др., 2020].

Для практически всех известных солнечных циклов по индексу R_z форма цикла сохранялась, т.е. выполнялась определенная связь между амплитудой цикла и временем наступления максимума цикла [Hathaway, 2015]. Эта связь была выполнена для индекса R_r за исключением цикла 23, когда наблюдаемое время наступления максимума цикла произошло на 7 месяцев позже ожидаемого максимума этого цикла. Для индексов R_f и T форма циклов также сохранялась вплоть до цикла 22, но в циклах 23 и 24 наблюдаемые максимумы этих циклов произошли почти на год позже ожидаемого времени наступления этих максимумов. Сильное изменение формы циклов для индексов R_f и T , когда максимум цикла наступает гораздо позже ожидаемого по модели, по-видимому, является еще одним следствием нового режима низкой солнечной активности. Индекс T до некоторой степени характеризует крайнее ультрафиолетовое (КУФ) излучение Солнца, поскольку он определен по экспериментальным данным $foF2$. Следовательно, можно ожидать, что

приведенные свойства индексов R_f и T для последних солнечных циклов характерны и для КУФ-излучения Солнца. В том числе, максимум сглаженного КУФ-излучения Солнца в циклах 23 и 24, по-видимому, происходил почти на год позже времени, характерного для максимумов предыдущих солнечных циклов. Это предположение является качественным и требует специального рассмотрения.

5. ВЫВОДЫ

Проведен анализ особенностей формы низких солнечных циклов 23 и 24 для индексов солнечной активности (F – потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см, R_z и R_i – относительного числа солнечных пятен, прежняя и новая версии) и ионосферного индекса этой активности T . Для этого анализируемые индексы приведены к шкале R_z и рассмотрены сглаженные (с помощью 24-месячного гауссова фильтра) значения этих индексов. Основное внимание уделено степени отклонения формы солнечных циклов от закономерностей, характерных для предыдущих циклов, когда сохранялась определенная связь между амплитудой цикла и временем наступления максимума цикла. Получены следующие выводы:

1. Для циклов 23 и 24 и предыдущих солнечных циклов по индексу R_z форма циклов сохранялась, т.е. выполнялась определенная связь между амплитудой цикла и временем наступления максимума цикла. Эта же связь была выполнена для индекса R_i за исключением цикла 23, когда наблюдаемое время наступления максимума цикла произошло на 7 месяцев позже ожидаемого максимума этого цикла.

2. Для индексов F и T форма циклов также сохранялась вплоть до цикла 22, но в циклах 23 и 24 наблюдаемые максимумы этих циклов произошли почти на год позже ожидаемого времени наступления этих максимумов. Сильное изменение формы циклов для индексов F и T , когда максимум цикла наступает гораздо позже ожидаемого по расчетам на основе предыдущих циклов, является одним из свойств нового режима низкой солнечной активности. В этом режиме нарушается связь между индексами R_i и F , что и приводит к разным формам циклов для этих индексов.

3. Сглаженные индексы T и F , приведенные к шкале R_z , почти совпадают в циклах 23 и 24 и предыдущих циклах. Индекс T до некоторой степени характеризует крайнее ультрафиолетовое (КУФ) излучение Солнца, поскольку он определен по экспериментальным данным $foF2$. Следовательно, можно ожидать, что приведенные свойства индексов F и T для последних солнечных циклов характерны и для КУФ-излучения Солн-

ца. В том числе, максимум сглаженного КУФ-излучения Солнца в циклах 23 и 24, по-видимому, происходил почти на год позже времени, характерного для максимумов предыдущих солнечных циклов. Это предположение является качественным и требует специального рассмотрения.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят SIDC, Бельгия, за индексы R_z и R_i – относительные числа солнечных пятен, версии 1 и 2 (<http://sidc.oma.be/silso/>), SWC, Канада, за данные F – потоки радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см (<ftp://ftp.geolab.nrcan.gc.ca/data/>), SWS, Австралия, за данные T – ионосферные индексы солнечной активности (http://www.sws.bom.gov.au/HF_Systems/).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при частичной поддержке Российского научного фонда (РНФ) в рамках научного проекта № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Демин М.Г., Демин Г.Ф. Индекс солнечной активности для долгосрочного прогноза критической частоты $F2$ -слоя // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 2. С. 191–198. 2019.
- Демин М.Г., Демин Г.Ф. Эффективный индекс солнечной активности для медианы критической частоты $F2$ -слоя // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 5. С. 641–645. 2020.
- Демин М.Г., Непомнящая Е.В., Обридко В.Н. Особенности индексов солнечной активности для ионосферы в циклах 23 и 24 // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 1. С. 3–8. 2020.
- Balogh A., Hudson H.S., Petrovay K., von Steiger R. Introduction to the solar activity cycle: Overview of causes and consequences // Space Sci. Rev. V. 186. № 1. P. 1–15. 2014.
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. 2018. <https://doi.org/10.5194/ars-16-1-2018>
- Caruana J. The IPS monthly T index // Solar-Terrestrial Prediction: Proc. Workshop at Leura, Australia (October 16–20, 1989). V. 2. P. 257–263. 1990.
- Clette F., Svalgaard L., Vaquero J.M., Cliver E.W. Revisiting the sunspot number: a 400-year perspective on the solar cycle // Space Sci. Rev. V. 186. P. 35–103. 2014.
- Clette F., Cliver E.W., Lefèvre L., Svalgaard L., Vaquero J.M. Revision of the Sunspot Number(s) // Space Weather. V. 13. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015SW001264>
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichman E.J. The shape of the solar cycle // Solar Phys. V. 151. № 1. P. 177–190. 1994.
- Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Rev. Solar Phys. V. 12(4). 2015. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>

- ITU-R. Choice of indices for long-term ionospheric predictions // Recommendation ITU-R P. 371-8, International Telecommunication Union, Geneva. 1999.
- *Janardhan P., Bisoi S.K., Ananthkrishnan S., Tokumar M., Fujiki K., Jose L., Sridharan R.* A 20 year decline in solar photospheric magnetic fields: Inner-heliospheric signatures and possible implications // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 120. P. 5306–5317. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021123>
- *Jones W.B., Gallet R.M.* The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods // *ITU Telecommun. J.* V. 29. P. 129–147. 1962.
- *Jones W.B., Gallet R.M.* The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods, 2. Control of instability // *ITU Telecommun. J.* V. 32. P. 18–28. 1965.
- *Liu R., Smith P., King J.* A new solar index which leads to improved foF2 predictions using the CCIR atlas // *Telecommun. J.* V. 50. № 8. P. 408–414. 1983.
- *Livingston W., Penn M.J., Svalgaard L.* Decreasing sunspot magnetic fields explain unique 10.7 cm radio flux // *Astrophys. J. Lett.* V. 757: L8. 2012.
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/757/1/L8>
- *Nava B., Coisson P., Radicella S.M.* A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 70. № 15. P. 1856–1862. 2008.
- *Svalgaard L., Hansen W.W.* Solar activity – past, present, future // *J. Space Weather Space Clim.* V. 3. A24. 2013.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2013046>
- *Zakharenkova I.E., Krankowski A., Bilitza D., et al.* Comparative study of foF2 measurements with IRI-2007 model predictions during extended solar minimum // *Adv. Space Res.* V. 51. P. 620–629. 2013.

УДК 52-854

ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В РАДИАЦИОННОМ ПОЯСЕ: ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ЛОВУШЕК В ДНЕВНЫХ КАСПАХ

© 2022 г. А. П. Кропоткин*

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

*e-mail: apkrop@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

После доработки 25.06.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Бифуркация дрейфовой траектории энергичной частицы, происходящая вблизи дневной магнитопаузы, переводит частицу из приэкваториальной области в высокоширотные зоны, примыкающие к дневным магнитосферным каспам. При сильных перестройках магнитосферного поля, происходящих в ходе магнитной бури, приближение дрейфовой траектории к дневной магнитопаузе, приводящее при ее пересечении к потере частиц из пояса (dropout), порождает и одновременный выход приэкваториальной дрейфовой траектории в зону бифуркации. Процессы нарушения адиабатических инвариантов, происходящие при этом, должны приводить к обмену частицами между высокоширотными ловушками и приэкваториальной зоной захвата. Эти эффекты должны быть учтены при моделировании вариаций внешнего радиационного пояса в ходе магнитной бури, выполняемом применительно к отдельным бурям.

DOI: 10.31857/S0016794022010126

1. ВВЕДЕНИЕ

В стационарном состоянии магнитосферы энергичные частицы, составляющие радиационный пояс, совершают движение, которое может быть представлено как совокупность трех квазипериодических движений [Редерер, 1972]. Это ларморовское вращение, осцилляции между магнитными пробками и дрейфовое движение вокруг Земли. Каждое из этих движений характеризуется своим адиабатическим инвариантом. Вследствие этого стационарное состояние радиационного пояса описывается, для каждого сорта частиц, функцией распределения – фазовой плотностью $f(\mu, K, L^*)$. Здесь μ – первый инвариант, магнитный момент ларморовского кружка, K – второй инвариант, продольный интеграл действия, L^* – третий инвариант, связанный с магнитным потоком, который охватывает дрейфовая траектория частицы. Каждому из этих инвариантов отвечает определенный интеграл действия, так что соответствующее квазипериодическое движение может быть представлено как траектория – замкнутый контур на фазовой плоскости, т.е. в координатах “действие–угол”.

При магнитной буре происходит существенная перестройка магнитосферной конфигурации. Наблюдательные данные свидетельствуют, что

это, как и следует ожидать, приводит к сильным вариациям в потоках частиц радиационных поясов [Turner et al., 2010, 2014, 2019; Baker et al., 2018]. Как показано в ряде работ последних лет [Green and Kivelson, 2004; Xiang et al., 2017; Ukhorskiy et al., 2006; Sorathia et al., 2017, 2018], адиабатические или неадиабатические (ускорение, высыпание, диффузия) изменения потоков энергичных электронов во внешнем радиационном поясе могут быть выявлены из сравнения профилей фазовой плотности $f(\mu, K, L^*)$, построенных для состояний пояса, наблюдаемых до и после магнитной бури.

Важное обстоятельство состоит в том, что к известным механизмам нарушения адиабатичности нужно добавить те, которые происходят из-за изменений структуры геомагнитной ловушки при таком возмущении. Эти изменения приводят к появлению сепаратрис в фазовом пространстве и к их перемещениям. Вблизи сепаратрисы период осцилляций стремится к бесконечности, так что условие адиабатичности нарушается.

В данной работе мы обращаем внимание на необходимость учета таких изменений структуры геомагнитной ловушки в их влиянии на перераспределение захваченных частиц между разными зонами захвата. Такое перераспределение должно

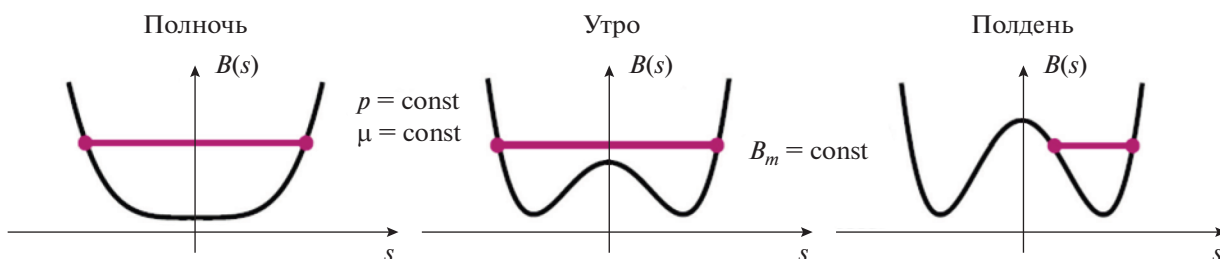


Рис. 1. Последовательные положения уровня энергии ϵ , характеризуемого значением поля B_m в точке отражения, при медленном, адиабатическом изменении хода потенциальной энергии продольного движения, характеризуемой модулем поля $B(s)$, которое происходит с сохранением продольного адиабатического инварианта I . Здесь s – координата частицы на силовой линии магнитного поля, вдоль которой она осциллирует (отсчитывается от экватора). Появление экваториального максимума поля приводит к бифуркации.

происходить при магнитосферных перестройках, свойственных магнитной буре, и отражаться на вариациях потоков энергичных частиц, регистрируемых на ИСЗ.

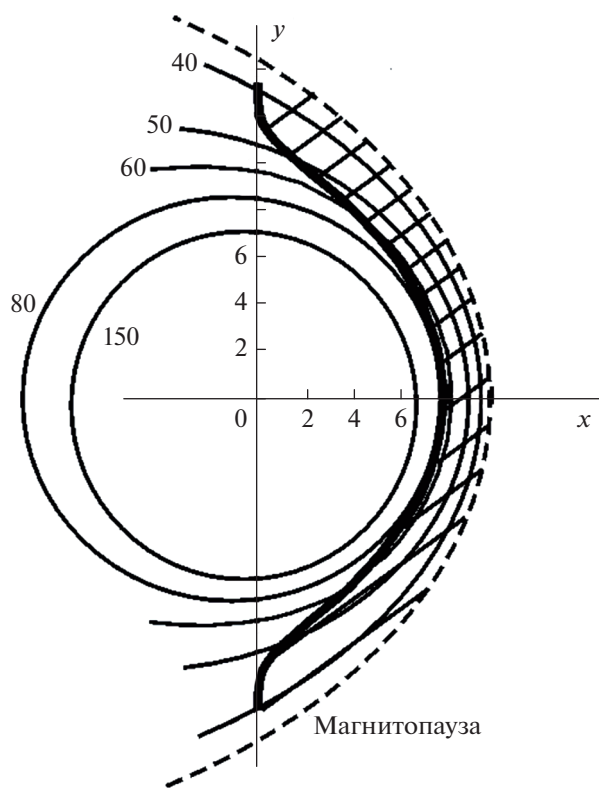


Рис. 2. Двухдипольная модель, экваториальное сечение. Сплошные линии – линии дрейфа приэкваториальных частиц, $B = \text{const}$. Жирная линия – геометрическое место точек “ветвления” дрейфовых траекторий. Координаты x и y – в земных радиусах, магнитное поле B – в нанотеслах. (Из статьи [Антонова и др., 2003]).

2. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ СЕПАРАТРИС

Такие эффекты имеются, в частности, в двух случаях.

1) На границе, отделяющей финитные дрейфовые траектории, охватывающие Землю, от пролетных траекторий – с одной стороны магнитопаузы на другую. На сепаратрисе в фазовой плоскости (содержащей один фокус и одно седло), разделяющей финитные и инфинитные дрейфовые траектории, нарушается третий (поточковый) инвариант движения частиц.

2) Вблизи дневной магнитопаузы, где имеются высокоширотные ловушки. Сепаратриса на фазовой плоскости (“восьмерка”, содержащая два фокуса и одно седло) разделяет два типа финитных траекторий: охватывающие либо один из двух фокусов, либо оба фокуса вместе. На такой сепаратрисе испытывает нарушение второй (продольный) инвариант. В работе [Антонова и др., 2003] этот эффект проанализирован на примере простой двух-дипольной модели магнитосферы.

Во втором случае переход через сепаратрису происходит для части дрейфовых траекторий и в стационарной магнитосфере: по ходу азимутального дрейфа частицы с ночной стороны на дневную фазовый портрет продольных колебаний меняется, на нем появляются седловая точка и два фокуса, так что частицы переходят в область вне-экваториальных минимумов поля и происходит “ветвление” дрейфовой траектории (см. рис. 1 и рис. 2). Однако перестройка магнитосферной ловушки во время бурь изменяет и эту картину: фазовый портрет варьирует и сепаратрисы смещаются.

Поясним первую из указанных двух ситуаций. Напомним простейшую модель: линейный осциллятор с медленно меняющейся частотой ω . Его функция Гамильтона при единичной массе частицы равна

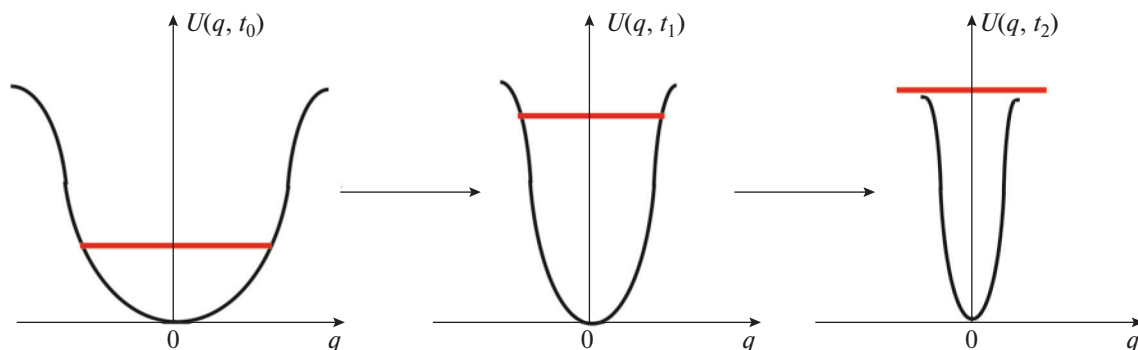


Рис. 3. Последовательные положения уровня полной энергии ϵ при медленном, адиабатическом увеличении параметра ω , следующем за изменением хода потенциальной энергии $U(q, t)$, которое происходит с сохранением адиабатического инварианта I . Система выходит из зоны финитных движений – периодических колебаний в зону инфинитных траекторий после пересечения сепаратрисы.

$$H = \frac{p^2}{2} + U(q), \quad U(q) = \frac{\omega^2 q^2}{2}.$$

Уравнение фазовой траектории дается законом сохранения энергии $H(p, q) = \epsilon$. Интеграл действия (площадь на фазовой плоскости, охватываемая траекторией):

$$I = \frac{1}{2\pi} \int dpdq = \frac{\epsilon}{\omega}.$$

Как видно, при увеличении частоты ω энергия колебаний осциллятора пропорционально возрастает.

Если мы теперь будем считать, что потенциальная энергия системы $U(q; t)$ только при малых q имеет указанный квадратичный вид, а при больших амплитудах колебания перестают быть гармоническими, потенциальная энергия не возрастает безгранично с ростом координаты q и не может превышать некоторого значения U_0 , то при $\omega > U_0/I$ квазипериодическое движение перестает существовать, движение становится инфинитным. Таким образом, на фазовой плоскости (p, q) при фиксированном параметре ω имеется граничный замкнутый контур, отвечающий значению адиабатического инварианта $I_0 = \frac{U_0}{\omega}$. Положение этого контура есть *сепаратриса*, разделяющая на фазовой плоскости финитные и инфинитные траектории. Это поясняется на рис. 3. Давно исследованный случай такого рода – *нелинейный маятник*: в выражении потенциальной энергии $q^2/2$ заменяется на $1 - \cos q$. Вводя параметр $\kappa^2 = 1/2(1 + \epsilon/\omega^2)$, для адиабатического инварианта $I(\epsilon; \omega)$ можно получить

$$I(\epsilon; \omega) = \frac{8}{\pi} \omega \begin{cases} E(\pi/2; \kappa) - (1 - \kappa^2)F(\pi/2; \kappa) & \kappa \leq 1 \\ \kappa E(\pi/2; 1/\kappa) & \kappa \geq 1, \end{cases}$$

где $F(\pi/2; \kappa)$ и $E(\pi/2; \kappa)$ – полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода. Сепаратриса проходит через точку остановки, где $p = 0$; ей соответствует энергия $\epsilon = \omega^2$, так что $\kappa = 1$. Эти выражения дают неявное представление зависимости уровня энергии ϵ от параметра ω при фиксированном значении адиабатического инварианта, например, [Заславский и Сагдеев, 1988]).

Описанный эффект “выталкивания” траекторий с заданным значением адиабатического инварианта I из зоны периодических осциллирующих в зону пролетных траекторий, происходящего при увеличении параметра ω , имеет, конечно, общий смысл. Для дрейфовых траекторий в магнитосфере, например, в простейшей, “сферической”, модели этот эффект имеет место при поджатии магнитопаузы во время бури. Подробнее это будет представлено в разделе 3.

В работе [Антонова и др., 2003], а также в более ранних работах, в том числе *экспериментальных*, говорится о том, что в высокоширотных дневных минимумах магнитного поля *существуют ловушки частиц*. Эффект *захвата* частиц в эти ловушки реально присутствует в наблюдениях. Естественно, спутники Van Allen Probes здесь ничего не дают, как и большое число более ранних американских миссий, которые не попадали в дневные высокоширотные каспы. А вот орбиты советских спутников серий ЭЛЕКТРОН и ПРОГНОЗ позволили увидеть эффект очень давно; затем он был подтвержден и в миссии ИНТЕРБОЛ, например, [Антонова и Николаева, 1979; Антонова, 1991, 1996; Antonova et al., 2000; Savin et al., 1998; Pissarenko et al., 2001]). В американских миссиях эффект был обнаружен только на спутнике POLAR [Chen et al., 1997, 1998]. И это было представлено как “открытие” (“*discovery of trapped energetic electrons in the outer cusp*” [Sheldon et al., 1998]).

На соответствие между этими экспериментальными результатами и предсказаниями теории было обращено внимание в работах [Antonova et al., 2000, Антонова и др., 2001].

Обратимся к некоторым результатам моделирования процессов, находящих отражение в вариациях профилей фазовой плотности частиц во время магнитной бури.

(1) При моделировании методом пробных частиц на дрейфовых траекториях строго в экваториальной плоскости [Ukhorskiy et al., 2006], что происходит при попадании частицы по такой траектории в точку бифуркации? В этой работе продольное движение не учитывается, так что эффекта бифуркации как будто нет, и речь идет только о “затенении магнитопаузой” (magnetopause shadowing).

(2) В работах [Ukhorskiy et al., 2014, 2015] бифуркации учитываются, но только как механизм, стимулирующий дополнительные потери захваченных электронов внешнего радиационного пояса (РП). Но, как уже сказано, в высокоширотных дневных минимумах магнитного поля существуют *ловушки частиц*. В них частицы могут накапливаться и удерживаться довольно долго, переходя при этом в обычный РП и обратно благодаря механизмам рассеяния и действию бифуркации.

(3) В работе [Ukhorskiy et al., 2011] обращено внимание на образование в *экваториальной плоскости* минимумов поля, которые формируют локальные ловушки: электроны попадают в них на ранней стадии бури (dropout потоков электронов во внешнем РП). И выход частиц из этих ловушек при восстановлении магнитного поля на поздней стадии бури может быть частью процесса восстановления потоков во внешнем РП. Однако, не рассмотрена такая же возможность применительно к *высокоширотным ловушкам*.

3. ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ

По существу, одна и та же вариация магнитосферной структуры – поджатие дневной магнитопаузы – приводит к *обоим* указанным выше эффектам в потоках захваченных частиц. С одной стороны, финитные траектории дрейфа вокруг Земли раскрываются на дневной стороне, и частицы уходят из ловушки через магнитопаузу (эффект “затенения магнитопаузой”, magnetopause shadowing), а с другой стороны, приближение дрейфовых траекторий приэкваториальных частиц к дневной стороне к магнитопаузе приводит к бифуркации – “ветвлению” дрейфовых оболочек: частицы уходят от экватора в окрестности высокоширотных минимумов магнитного поля. Захват этих частиц в высокоширотные ловушки, происходящий из-за нарушения второго

инварианта вблизи сепаратрисы, приводит к “обеднению” приэкваториальной зоны захвата. В измерениях в приэкваториальной области этот эффект, как видим, составляет конкуренцию эффекту magnetopause shadowing.

Для иллюстрации эффектов, возникающих при поджатии магнитосферы под действием *возрастающего динамического давления солнечного ветра*, что типично для начала магнитной бури, обратимся к простейшей модели. Такая модель, в которой мы рассматривали в работе [Антонова и др., 2003] эффекты высокоширотных минимумов магнитного поля на дневной стороне в динамике захваченной радиации – двух-дипольная модель магнитосферного поля. Влияние “мнимого” диполя становится особенно наглядным, простым для описания, в случае сильно удаленного “мнимого” диполя. Предельным случаем оказывается “сферическая” магнитосфера. Действительно, для сильно удаленного “мнимого” диполя мы можем приближенно полагать его напряженность постоянной везде во внутренней части магнитосферы и вплоть до полуденной магнитопаузы; положим эту напряженность однородного поля равной B_0 .

Для дипольного поля на экваторе $B_{d0} = \mu_E / r^3$; на оси $B_{d1} = -2\mu_E / r^3$. Однородное поле B_0 моделирует эффект поджатия. Суммарное поле в “сферической” магнитосфере имеет на оси $B_{tot} = -2\mu_E / r^3 + B_0$; так что $B_{tot} = 0$ при $r_0 = (2\mu_E / B_0)^{1/3}$. На экваторе при $r = r_0$: $B_{d0} = \mu_E / r^3 = \mu_E \frac{B_0}{2\mu_E} = B_0 / 2$; $B_{tot} = \mu_E (B_0 / 2\mu_E) + B_0 = 3B_0 / 2$. Так что дипольное поле на экваторе утраивается.

Таким образом, характерным пространственным масштабом оказывается $r_0 = (2\mu_E / B_0)^{1/3}$. Соответственно, удаленный “мнимый” диполь находится на расстоянии $R_{mirr} = Mr_0 = M(2\mu_E / B_0)^{1/3}$, где $M \gg 1$, а его магнитный момент определяется из условия $\mu_{mirr} / M^3 r_0^3 = \mu_{mirr} B_0 / 2M^3 \mu_E = B_0$, т.е. $\mu_{mirr} = 2M^3 \mu_E$.

Рассчитаем экваториальный магнитный поток:

$$\begin{aligned} \Phi(r) &= 2\pi \int_{R_E}^r dr' r' (B_0 + \mu_E / r'^3) = \\ &= 2\pi \left[B_0 \frac{r'^2}{2} \Big|_{R_E}^r - \mu_E \frac{1}{r'} \Big|_{R_E}^r \right] = \\ &= 2\pi \left[\frac{r^2 - R_E^2}{2} B_0 + \mu_E \left(\frac{1}{R_E} - \frac{1}{r} \right) \right]. \end{aligned}$$

Экваториальный магнитный поток при $r = r_0 = (2\mu_E/B_0)^{1/3}$ равен

$$\begin{aligned}\Phi(r_0) &= \\ &= 2\pi \left[\frac{(2\mu_E/B_0)^{2/3} - R_E^2}{2} B_0 + \mu_E \left(\frac{1}{R_E} - \left(\frac{B_0}{2\mu_E} \right)^{1/3} \right) \right] = \\ &= 2\pi \left(\frac{\mu_E}{R_E} - \frac{B_0 R_E^2}{2} \right).\end{aligned}$$

Как видим, когда B_0 увеличивается, т.е. дневная магнитопауза поджимается, приближается к Земле, а дрейфовая оболочка частиц с некоторым заданным значением потокового инварианта Φ движется навстречу ей (удаляется от Земли) и наконец, при $2\pi \left(\frac{\mu_E}{R_E} - \frac{B_0 R_E^2}{2} \right) = \Phi$, т.е. при $B_0 = \frac{2}{R_E^2} \left(\frac{\mu_E}{R_E} - \frac{\Phi}{2\pi} \right)$, эта оболочка касается магнитопаузы. Это порождает “ветвление” дрейфовых оболочек со все меньшими значениями третьего инварианта при увеличении B_0 .

Нетрудно видеть, что к таким же эффектам должно приводить воздействие *возрастающего тока в плазменном слое геомагнитного хвоста и частично-кольцевого тока*, также свойственных магнитной буре. Соответствующие вариации магнитного поля вблизи экватора во внутренней магнитосфере и на дневной стороне у магнитопаузы состоят в ослаблении исходного поля. В результате, при неизменном динамическом давлении солнечного ветра, дневная магнитопауза должна приближаться к Земле, а дрейфовая траектория с фиксированным потоковым инвариантом должна расширяться. Таким образом, как и в первом случае, на дневной стороне дрейфовая траектория сближается с магнитопаузой.

Из простейших моделей, например, [Антонова и др., 2001] видно также, что вблизи дневных каспов изолинии с фиксированными значениями локального минимума поля B_{\min} формируют кольцевые структуры, охватывающие силовую линию, которая идет от диполя в нулевую точку поля на магнитопаузе. Эти кольцевые структуры представляют собой дрейфовые траектории частиц с нулевым значением продольного инварианта. В стационарной магнитосфере это – локальные высокоширотные магнитные ловушки (по одной ловушке в каждом из двух полушарий). В фазовом пространстве они отделены сепаратрисой от зоны “пролетных” дрейфовых траекторий, которые в этом случае представляют собой “ветвящийся” участок полных замкнутых траекторий, охватывающих Землю. Это полностью подобно ситуации с приэкваториальными дрейфовыми траекториями, которые находятся вблизи

дневной магнитопаузы: последняя отделяет финитные дрейфовые траектории, охватывающие Землю, от пролетных траекторий (с одной стороны магнитопаузы на другую). Как указано выше, в разделе 2, в этом случае на сепаратрисе в фазовой плоскости, разделяющей финитные и инфинитные дрейфовые траектории частиц, нарушается третий (потоковый) инвариант.

При наличии крупномасштабного магнитосферного возмущения, свойственного магнитной буре, вблизи дневного каспа также происходит перестройка дрейфовых траекторий частиц в фазовом пространстве. При этом часть замкнутых траекторий размыкается, либо наоборот. Такие процессы определяют обмен частицами между двумя разными популяциями: (1) частицы, захваченные в высокоширотных ловушках и (2) частицы, дрейфующие вокруг Земли.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь мы впервые обращаем внимание на ту роль, которую в вариациях внешнего радиационного пояса, свойственных магнитной буре, может играть эффект бифуркации дрейфовой траектории энергичной частицы, способный переводить ее из приэкваториальной области в высокоширотные ловушки, находящиеся в окрестности дневных магнитосферных каспов. При сильных перестройках магнитосферного поля, происходящих в ходе магнитной бури, приближение дрейфовой траектории к дневной магнитопаузе, приводящее при ее пересечении к потере частиц из пояса (dropout), порождает и одновременный выход приэкваториальной дрейфовой траектории в зону бифуркации.

Изученные ранее процессы нарушения второго адиабатического инварианта, происходящие при бифуркации “ветвления” дрейфовой траектории, указанные выше процессы нарушения третьего инварианта при бифуркации на границе области захвата в высокоширотной ловушке, а также неадиабатические процессы рассеяния частиц, захваченных в высокоширотные ловушки, на присутствующей там плазменной турбулентности, должны приводить к обмену частицами между высокоширотными ловушками и приэкваториальной зоной захвата. Вследствие этого возникают вариации внешнего радиационного пояса в ходе магнитной бури. Рассмотренные эффекты определяют следующие качественные черты таких вариаций. (1) Поджатие дневной магнитосферы на начальной фазе бури и происходящее затем на ее главной фазе возрастание тока в плазменном слое геомагнитного хвоста и частично-кольцевого тока на ночной стороне приводят к быстрому пополнению популяции, находящейся в зоне бифуркации “ветвления”. При этом соответственно должна быстро пополняться и попу-

ляция частиц, захваченных в высокоширотные ловушки, через сепаратрису, в стационарных условиях отделяющую эту популяцию от популяции, находящейся в зоне бифуркации “ветвления”. В приэкваториальной зоне это выглядит как dropout. (2) На последующей главной фазе, когда в буревом возмущении доминирует кольцевой ток, и на фазе восстановления накопленные в высокоширотных ловушках частицы сбрасываются посредством неадиабатических процессов обратно в регулярный пояс. При этом частицы “забывают”, с какой дрейфовой оболочки, с какого значения параметра L^* они попали в высокоширотные ловушки, и возвращаются на другие L^* -оболочки.

Такие вариации внешнего радиационного пояса в ходе магнитной бури должны быть в дальнейшем изучены применительно к отдельным бурям с использованием динамической магнитосферной модели, — в продолжение работ [Власова и др., 2020, 2021]. Существенную роль должны сыграть и дальнейшие исследования нарушения адиабатических инвариантов под действием плазменной турбулентности, происходящего в высокоширотных ловушках, — в продолжение подобных работ, выполняемых для основной ловушки, охватывающей Землю, например, [Orlova et al., 2014, 2016].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова А.Е. Крупномасштабные структуры энергичных протонов и электронов в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 31. № 3. С. 536–539. 1991.
- Антонова А.Е., Николаева Н.С. Потоки энергичных электронов во внешней магнитосфере Земли по данным “Прогноз-3” // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 19. № 4. С. 615–622. 1979.
- Антонова А.Е., Губарь Ю.И., Кропоткин А.П. Энергичные захваченные частицы в модельном магнитном поле магнитосферного каспа // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 41. № 1. С. 8–11. 2001.
- Антонова А.Е., Губарь Ю.И., Кропоткин А.П. Эффекты в радиационных поясах, вызванные нарушениями второго адиабатического инварианта при наличии высокоширотных минимумов поля в дневных каспах // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 43. № 1. С. 3–8. 2003.
- 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 аэронавигация. Т. 60. № 1. С. 9–22. 2020.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220010144>
- Власова Н.А., Калегаев В.В., Назарков И.С. Динамика потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса во время геомагнитных возмущений разной интенсивности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 3. С. 316–326. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021030184>
- Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. От маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука. 1988. 368 с.
- Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир. 1972. 192 с.
- Antonova A.E. High-latitude particle traps and related phenomena // Radiation Measurements. V. 26. P. 409–411. 1996.
- Antonova A.E., Gubar' Yu.I., Kropotkin A.P. Energetic particle population in the high-latitude geomagnetosphere // Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science. V. 25. Issues 1–2. P. 47–50. 2000.
- 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. № 1. P. 17. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Chen J., Fritz T.A., Sheldon R.B., Spence H.E., Spjeldvik W.N., Fennell J.F., Livi S. A new, temporarily confined population in the polar cap during the August 27, 1996 geomagnetic field distortion period // Geophys. Res. Lett. V. 24. № 12. P. 1447–1450. 1997.
<https://doi.org/10.1029/97GL01369>
- Chen J., Fritz T.A., Sheldon R.B., Spence H.E., Spjeldvik W.N., Fennell J.F., Livi S., Russell C.T., Pickett J.S., Gurnett D.A. Cusp energetic particle events: Implications for a major acceleration region of the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 103. № A1. P. 69–78. 1998.
<https://doi.org/10.1029/97JA02246>
- Green J.C., Kivelson M.G. Relativistic electrons in the outer radiation belt: Differentiating between acceleration mechanisms // J. Geophys. Res. V. 109. A03213. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010153>
- Orlova K., Spasojevic M., Shprits Y. Activity-dependent global model of electron loss inside the plasmasphere // Geophys. Res. Lett. V. 41. № 11. P. 3744–3751. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014GL060100>
- Orlova K., Shprits Y., Spasojevic M. New global loss model of energetic and relativistic electrons based on Van Allen Probes measurements // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 121. № 2. P. 1308–1314. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021878>
- Pissarenko N.F., Kirpichev I.N., Lutsenko V.N. et al. Cusp energetic particles observed by Interball Tail Probe in 1996 // Physics and Chemistry of the Earth. V. 26. № 1–3. P. 241–245. 2001.
- Savin S.P., Borodkova N.L., Budnik E.Yu. et al. Interball Tail Probe measurements in outer cusp and boundary layers // Geophysical Monograph. AGU. V. 104. P. 25–44. 1998.
- Sheldon R.B., Spence H.E., Sullivan J.D., Fritz T.A., Chen J. The discovery of trapped energetic electrons in the outer cusp // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 11. P. 1825–1828. 1998.
- Sorathia K.A., Merkin V.G., Ukhorskiy A.Y., Mauk B.H., Sibeck D.G. Energetic particle loss through the magnetopause: A combined global MHD and test-particle study // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 122. № 9. P. 9329–9343. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024268>
- Sorathia K.A., Ukhorskiy A.Y., Merkin V.G., Fennell J.F., Claudepierre S.G. Modeling the depletion and recovery of the outer radiation belt during a geomagnetic storm: Com-

- bined MHD and test particle simulations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 123. № 7. P. 5590–5609. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025506>
- *Turner D.L., Li X., Reeves G.D., Singer H.J.* On phase space density radial gradients of Earth’s outer-belt electrons prior to sudden solar wind pressure enhancements: Results from distinctive events and a superposed epoch analysis // *J. Geophys. Res.* V. 115. A01205. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014423>
- *Turner D.L. et al.* On the cause and extent of outer radiation belt losses during the 30 September 2012 dropout event // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 119. № 3. P. 1530–1540. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019446>
- *Turner D.L., Kilpua E.K.J., Hietala H., Claudepierre S.G., O’Brien T.P., Fennell J.F. et al.* The response of Earth’s electron radiation belts to geomagnetic storms: Statistics from the Van Allen Probes era including effects from different storm drivers // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* V. 124. № 2. P. 1013–1034. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018JA026066>
- *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. № A11. A11S03. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011690>
- *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Millan R.M., Kress B.T.* The role of drift orbit bifurcations in energization and loss of electrons in the outer radiation belt // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 116. № A9. A09208. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016623>
- *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Millan R.M., Kress B.T., Smith D.C.* Enhanced radial transport and energization of radiation belt electrons due to drift orbit bifurcations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 119. № 1. P. 163–170. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019315>
- *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Millan R.M., Kress B.T., Fennell J.F., Claudepierre S.G., Barnes R.J.* Global storm time depletion of the outer electron belt // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 120. № 4. P. 2543–2556. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020645>
- *Xiang Z., Tu W., Li X., Ni B., Morley S.K., Baker D.N.* Understanding the mechanisms of radiation belt dropouts observed by Van Allen Probes // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 122. № 10. P. 9858–9879. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024487>

УДК 550.385

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ *Pc1* КАК КОСВЕННЫЙ ИНДИКАТОР ПОЛОЖЕНИЯ ИХ ИСТОЧНИКА

© 2022 г. Ф. З. Фейгин^{1, *}, Н. Г. Клейменова^{1, 2, **}, Л. М. Малышева¹, Ю. Г. Хабазин¹, Л. И. Громова³, Т. Райта⁴

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

²Институт космических исследований (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

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

⁴Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Соданкюля, FIN-99600 Финляндия

*e-mail: feygin@ifz.ru

**e-mail: ngk1935@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.05.2021 г.

После доработки 20.05.2021 г.

Принята к публикации 27.05.2021 г.

Рассмотрен сценарий распространения геомагнитных пульсаций *Pc1* от области их генерации в магнитосфере до наземного приемника, включая ионосферный волновод (в слое *F2*), в котором магнитосферные альвеновские, т.е. лево-поляризованные, волны трансформируются в быстрые магнитозвуковые, т.е. право-поляризованные, волны. На земной поверхности вблизи проекции источника *Pc1* будет наблюдаться левая поляризация волн, а на значительном удалении — правая. На большом массиве данных наблюдений (более 200 событий *Pc1*) исследованы особенности широтного распределения поляризации *Pc1*-пульсаций на финском меридиональном профиле индукционных магнитометров на широтах 57° – 66° MLAT. Получено, что в подавляющем большинстве случаев на исследуемых станциях наблюдалась смешанная поляризация, что, вероятно, может быть результатом расположения данного профиля на значительном удалении от проекции источника пульсаций *Pc1*. Анализ событий с четкой левой или правой поляризацией показал, что, как правило, в окрестностях возможной проекции плазмопаузы (наиболее вероятной области генерации геомагнитных пульсаций *Pc1*) наблюдались лево-поляризованные волны, которые с увеличением расстояния заменялись право-поляризованными волнами в том же диапазоне частот. Это позволило высказать предположение, что левая поляризация *Pc1*-волн на земной поверхности может быть индикатором положения проекции их источника.

DOI: 10.31857/S0016794021060055

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные ионно-циклотронные (ЭМИЦ) волны являются существенной частью волнового спектра в околоземном космическом пространстве. Наиболее ярким типом таких волн, наблюдаемых на земной поверхности, являются геомагнитные пульсации *Pc1* в диапазоне 0.2–5 Гц, известные как “жемчужины”, названные так, поскольку периодическое повторение отдельных каплевидных всплесков пульсаций на магнитграмме напоминает жемчужное ожерелье. Геомагнитные пульсации *Pc1* были предметом интенсивных исследований в течение многих лет, например, [Фейгин и Якименко, 1969; Gendrin et al., 1971; Гульельми и Троицкая, 1973; Erlandson et al., 1992; Kangas et al., 1998; Фейгин и др., 2003; Demekhov A.G., 2007; Трахтенгерц и Райкрофт, 2011; Гульельми и Потапов, 2021].

Пульсации *Pc1* генерируются в результате развития циклотронной неустойчивости протонов радиационного пояса в экваториальной плоскости магнитосферы в виде альвеновских, т.е. лево-поляризованных волн. Это нашло подтверждение в наблюдениях на спутниках GEOS 1, GEOS 2 [Perraut et al., 1984] и Viking [Erlandson et al., 1990, 1992]. Взаимодействие этих пульсаций с протонами радиационного пояса приводит к высыпанию энергичных протонов в ионосферу, которое неоднократно регистрировалось при сопоставлении наземных и спутниковых наблюдений, например, [Яхнин и др. 2018; Попова и др., 2018; Yahnina et al., 2000]. Картина высыпания энергичных заряженных частиц напрямую связана с ионосферной проекцией геомагнитных силовых трубок, в которых развиваются плазменные неустойчивости протонного циклотронного лазера

[Трахтенгерц и Райкрофт, 2011]. Такие трубки должны содержать достаточно плотную холодную плазму, например, плазмосферы или оторвавшихся плазменных облаков вне ее. Модель протонного циклотронного мазера значительно обогатила теорию генерации и распространения *Pc1*-пульсаций. Строгое рассмотрение свойств высыпания протонов основывается на решении системы самосогласованных уравнений для функции распределения энергичных заряженных частиц и плотности потока волновой энергии [Трахтенгерц и Райкрофт, 2011].

Поскольку циклотронная неустойчивость наиболее эффективно развивается в областях с достаточно плотной холодной плазмой, то не удивительно, что наиболее благоприятная область для генерации пульсаций *Pc1* расположена вблизи или на плазмопаузе, что было показано еще в ранних работах, например, [Heacock, 1971; Kikuchi and Taylor, 1972; Vagansky et al., 1981]. В последние годы появилось ряд работ по наблюдениям *Pc1* на низко апогейных спутниках, подтверждающих связь геомагнитных пульсаций *Pc1* с положением плазмопаузы, например, [Park et al., 2013; Kim et al., 2018; Gou et al., 2020].

Наблюдения на земной поверхности показали, что в сопряженных точках волновые пакеты *Pc1* наблюдаются с фазовым сдвигом в 180 градусов, т.е. попеременно [например, Gendrin and Troitskaaya, 1965, Campbell, 1967; Фейгин и др., 2003]. Период повторения отдельных “жемчужин” согласуется со временем распространения альвеновских волн между геомагнитно сопряженными областями в противоположных полушариях. Эти волновые пакеты, отражаясь от сопряженных ионосфер, теряют часть своей энергии на ионосферных концах, которые можно рассматривать как ионосферные зеркала для альвеновских волн. Модель такого альвеновского свип-мазера и его динамические режимы детально рассмотрены в монографии [Трахтенгерц и Райкрофт, 2011].

Длина волны альвеновских *Pc1*-пульсаций сравнима с характерным размером ионосферной *F* области (сотни км), поэтому падающие на ионосферу лево-поляризованные волны могут захватываться в горизонтальный ионосферный волновод (в области минимума альвеновской скорости, *F2*-слой) и при распространении в нем трансформироваться в право-поляризованные магнитозвуковые волны. Соответствующие пространственные изменения поляризации *Pc1*-пульсаций должны наблюдаться и на земной поверхности. Однако серьезные исследования поляризации наземных *Pc1*-колебаний не проводилось. Единичные сопоставления поляризации *Pc1* на отдельных значительно разнесенных станциях в средних и высоких широтах давали неоднозначные результаты [Баранский, 1970; Fraser, 1975].

В авроральных широтах по данным [Pope, 1964; McPherron and Ward, 1965; Heacock and Hessler, 1967] поляризация *Pc1*-волн также была неустойчивой и часто беспорядочной. Авторы объясняли это наложением волн, приходящих одновременно с различных направлений и в разных частотных диапазонах.

Целью данной работы является исследование особенностей широтного пространственно-временного распределения поляризации *Pc1*-пульсаций на меридиональном профиле станций в субавроральных и авроральных широтах.

2. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ *Pc1*-ПУЛЬСАЦИЙ ОТ ИСТОЧНИКА К ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Геомагнитные пульсации *Pc1* (ЭМИЦ-волны), зарождаясь в вершине магнитной силовой линии в виде альвеновских, т.е. лево-поляризованных, волн, распространяются по магнитной силовой линии вниз к ионосфере. При большом коэффициенте прохождения часть энергии волн, падающих на ионосферу, может непосредственно проникать на земную поверхность [Фейгин и др., 2003], а часть захватываться в ионосферный волновод, расположенный в области с минимумом альвеновской скорости в слое *F2* ионосферы.

Ионосфера действует как огромная “приемная антенна”, собирающая магнитосферные ЭМИЦ-волны с большой площади вокруг наземного наблюдателя. Канализируемая в волноводе волна должна быть быстрой магнитозвуковой волной (БМЗ) [Terpley and Landshoff, 1966], которая может переносить энергию поперек силовых линий геомагнитного поля. Однако в силу неоднородности среды быстрая волна взаимодействует с альвеновской, что способствует выходу захваченной энергии из волновода, так как альвеновская волна переносит энергию вдоль силовых линий геомагнитного поля, т.е. из области захвата [Нишида, 1980]. Таким образом, при прохождении из магнитосферы на Землю (через ионосферу) электромагнитное поле альвеновских волн существенно трансформируется [Hughes and Southwood, 1976; Newton et al., 1978]. Трансформация альвеновских волн в быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны с правой поляризацией происходит за счет возбуждения альвеновскими волнами токов в проводящем слое ионосферы [Леонович и Мазур, 2016]. Эти волны распространяются поперек силовых линий в ионосферном волноводе горизонтально на большие расстояния по широте и долготе с очень маленьким затуханием, а лево-поляризованная волна быстро затухает вблизи проекции области источника. Однако, часть энергии волны, попавшей в волновод, теряется за счет диссипативных процессов в ионосфере.

Наземные наблюдения [Hayashi et al., 1981] показали, что лево-поляризованные волны *Pc1*, распространяющиеся в волноводе из области инъекции, характеризуются очень быстрым затуханием (~10 дБ/100 км) в центре инъекции, которое уменьшается до ~2.5 дБ/100 км за пределами порядка 500 км от центра. В работе [Kim et al., 2010] было установлено, что по мере распространения в ионосферном волноводе, поляризации волн изменяется от лево-поляризованных к право-поляризованным, а коэффициенты затухания составляют от ~8 до 20 дБ/1000 км. Близкие результаты были получены и ранее, например, в работе [Althouse and Davis, 1978], при этом было установлено, что горизонтальное волноводное распространение наиболее эффективно вдоль магнитного меридиана [Greifinger and Greifinger, 1973].

Согласно теоретическим исследованиям [Manchester, 1970; Greifinger and Greifinger, 1968, 1973; Сорокин и Федорович, 1982; Rudenko et al., 1985; Fujita and Tamao, 1988; Fujita, 1988], волноводное затухание в дневные часы больше, чем в ночные. Кроме того, авторы указанных выше работ заключили, что волноводное затухание увеличивается с уменьшением частоты колебаний, в результате это приводит к частотной отсечке волн на частоте около 0.5 Гц, ниже которой волны не могут распространяться по ионосферному волноводу. Теоретическое обоснование величины частоты отсечки дано в работе [Greifinger and Greifinger, 1968], в которой приведены результаты численных расчетов фазовой скорости волн, распространяющихся вдоль ионосферного волновода. За единицу фазовой скорости взято минимальное значение альвеновской скорости (V_m), которое приходится на максимум слоя *F2* ионосферы. В качестве единицы круговой частоты авторы взяли отношение V_m/D , где D – толщина слоя с минимумом скорости. Из численных расчетов следует, что когда частота достаточно велика, то и фазовая и групповая скорости имеют значения близкие к V_m . Но при меньших ω фазовая скорость убывает и при $f_{\text{cutoff}} \sim 0.5$ Гц происходит отсечение волн более низкого порядка, которые могли бы быть захвачены в волновод. Канализация ограничена волнами, у которых длина волны в вертикальном направлении в области с минимумом альвеновской скорости меньше толщины этой области. На частоте отсечения групповая скорость стремится к нулю по закону (Greifinger and Greifinger, 1968)

$$V_g = \frac{\omega/k}{1 - kd(\omega/k)/d\omega} \rightarrow 0,$$

так как

$$\frac{d(\omega/k)}{d\omega} \rightarrow -\infty,$$

где k – волновое число.

Для волн, частота которых ниже 0.5 Гц, волноводное распространение неэффективно [Нишида, 1980], что подтверждено наблюдениями, например, [Троицкая и др., 1975, Varansky et al., 1981].

Достаточно давно было установлено, что геомагнитные *Pc1*-пульсации могут регистрироваться одновременно на станциях, удаленных друг от друга на тысячи км, например, [обзор Troitskaya, 1967 и ссылки в нем; Баранский, 1970; Althouse and Davis, 1978]. В последние годы появился ряд публикаций, подтверждающих одновременное появление *Pc1*-пульсаций на станциях, расположенных далеко друг от друга. Так, в работе [Potarov et al., 2002] рассмотрено одновременное появление *Pc1*-пульсаций на среднеширотных станциях Борок (58.0° N, 38.3° E, $L = 2.9$) и Монды (51.6° N, 100.8° E, $L = 2.1$), разнесенных на расстояние порядка 4000 км. Колебания на этих станциях регистрировались почти в противофазе и характеризовались маленькой скоростью распространения, почти в 7 раз ниже найденной ранее для этой пары станций, что позволило авторам предположить, что источники генерации *Pc1* волн находились в различных полушариях.

Итак, пульсации *Pc1* (ЭМИЦ-волны), возбуждаясь в экваториальной плоскости магнитосферы в виде лево-поляризованных альвеновских волн, распространяются по магнитной силовой линии вниз к ионосфере, где захватываются в ионосферный волновод, расположенный в слое *F2* ионосферы, и трансформируются в право-поляризованные быстрые магнитозвуковые волны, распространяющиеся на большие расстояния от проекции источника их генерации. На земной поверхности в окрестностях проекции источника *Pc1* будут наблюдаться лево-поляризованные волны, а с удалением от проекции источника – право-поляризованные колебания. Рассмотрим, насколько это предположение выполняется в наблюдениях *Pc1*-пульсаций на меридиональном профиле субавроральных и авроральных станций Скандинавии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для исследования особенностей широтного распределения поляризации *Pc1*-пульсаций были использованы данные магнитных наблюдений, проводимых геофизической обс. Соданкюля на финском меридиональном профиле индукционных магнитометров. В нашем исследовании использовались следующие станции регистрации, расположенные на геомагнитных широтах от 57° до 66° MLAT, и интервале магнитосферного параметра L от 3.3 до 6.1: Нурмиярви (Nurmijärvi, NUR, 57.1° MLAT, $L \sim 3.3$); Оулу (Oulu, OUL, 61.2° MLAT, $L \sim 4.4$); Рованиеми (Rovaniemi, ROV, 63.2° MLAT, $L \sim 5.1$), Соданкюля (Sodankylä,

SOD, 64.1° MLAT, $L \sim 5.4$) и Ивало (Ivalo, IVA, 65.4° MLAT, $L \sim 6.1$). На этих станциях с 1999 г. установлена идентичная приемная аппаратура с верхней граничной частотой 4 Гц и одинаковой чувствительностью. Ежесуточные динамические спектры трех компонент (X , Y , Z) пульсаций, вычисленные на каждой станции, находятся в открытом доступе на сайте обс. Соданкюля (<http://www.sod.fi>). Кроме того, до конца 2010 г. вычислялись также динамические спектры отдельно право- и лево-поляризованных волн (эти данные также находятся в свободном доступе на том же сайте). Все спектрограммы пульсаций представлены в цветном виде, интенсивность колебаний определяется в дБ по цветовой гамме от минимальных (синий цвет) до максимальных значений, показанных красным цветом. В данной работе мы не можем привести примеры спектрограмм, поскольку при конвертации в черно/белое представление синий и красный цвета становятся одинаково темными.

Анализ более 200 случаев *Pc1*-пульсаций в 2003–2006 гг. показал, что, как правило, всплески *Pc1* регистрируются одновременно на всех станциях профиля, при этом наибольшая интенсивность колебаний нередко наблюдается на самой низкоширотной станции NUR ($L = 3.3$). В подавляющем большинстве случаев *Pc1*-пульсаций в динамических спектрах поляризации волн на всех станциях наблюдается присутствие как левой, так и правой поляризации, соотношение интенсивностей которых может меняться со временем и от станции к станции. Мы предполагаем, что одновременное появление левой и правой поляризации является результатом того, что все станции данного широтного профиля в выбранное время находились не на меридиане источника, а на значительном удалении от него в азимутальном направлении.

Из исследуемого массива данных были выбраны 16 событий *Pc1*, в которых отмечалось значительное преобладание какой-либо одной, левой (L) или правой (R), поляризации. Мы предположили, что в такой ситуации, меридиональная цепочка финских станций располагалась вблизи меридиана источника *Pc1*, т.е. не далее 500 км от него в азимутальном направлении. В таком случае различная поляризация колебаний на разных станциях может отражать удаленность данной станции от широтной проекции источника. Напомним, что согласно [Hayashi et al., 1981] на расстоянии до ~500 км от проекции источника преобладают лево-поляризованные волны, затем с увеличением расстояния левая поляризация сменяется правой.

Распределение левой и правой поляризации на разных станциях показано в табл. 1 для выделенных 16 событий *Pc1*. Поскольку плазмопауза является наиболее эффективной областью гене-

рации *Pc1*-пульсаций, для всех событий было вычислено вероятное положение плазмопаузы во время регистрации всплесков *Pc1*-пульсаций, перечисленных в табл. 1. Вычисления проводились по модели [Liu et al., 2015], представляющей развитие хорошо известной популярной модели [Moldwin et al., 2002], и построенной по наблюдениям на спутнике THEMIS-D в 2010–2011 гг. с использованием максимальных значений геомагнитных индексов Kp и $SymH$ за предшествующие 36 ч.

Из таблицы 1 видно, что наиболее часто (в 14 из 16 событий) левая поляризация наблюдалась в OUL ($L = 4.4$), т.е. в окрестности наиболее типичного положения плазмопаузы. На более высокоширотных станциях SOD ($L = 5.4$) и IVA ($L = 6.1$) левая поляризация наблюдалась значительно реже. Прежде всего, следует заметить, что имелись случаи, когда при одинаковом вычисленном положении плазмопаузы наблюдалось различное широтное распределение поляризации, а также случаи одинакового широтного распределения поляризации при разном положении плазмопаузы.

При сопоставлении данных наблюдений на разных станциях важно учитывать расстояние между станциями, поскольку на расстоянии до ~500 км от проекции источника можно ожидать преобладания левой поляризации. Расстояния между станциями составляют: IVA–SOD = 150 км, SOD–ROV = 110 км, ROV–OUL = 220 км, OUL–NUR ~ 500 км. Поэтому не удивительно, что наиболее часто левая поляризация наблюдалась на более низкоширотных станциях OUL и NUR, т.е. когда плазмопауза могла находиться в окрестностях OUL или южнее. В таких условиях пульсации *Pc1*, возбуждающиеся вблизи плазмопаузы, могут наблюдаться на земной поверхности с левой поляризацией одновременно в OUL и NUR, а также в ROV. Из таблицы 1 видно, что одновременное появление левой поляризации на указанных станциях наблюдалось в половине исследуемых случаев.

Рассмотрим широтное распределение поляризации в отдельных событиях.

В событии № 1 плазмопауза находилась несколько южнее OUL. В NUR, на расстоянии ~500 км от OUL, поляризация волн была смешанной с преобладанием интенсивности левой ($L \gg R$). Левая поляризация наблюдалась и к северу от OUL, в ROV и SOD (330 км от OUL), а в IVA (480 км от OUL) поляризация была смешанной ($L + R$). Следовательно, наблюдалась ожидаемая ситуация. Во время события № 2 ситуация была относительно схожей с той разницей, что правая поляризация к северу от OUL появилась несколько ближе, в SOD.

Событие № 3 было значительно сложнее. Согласно модельным представлениям плазмопауза

Таблица 1. Широтное распределение поляризации пульсаций $Pc1$ по данным индукционных магнитометров на профиле IVA-NUR

№	Дата	UT	Поляризация $Pc1$					Lpp
			IVA $L = 6.1$	SOD $L = 5.4$	ROV $L = 5.1$	OUL $L = 4.4$	NUR $L = 3.3$	
1	11 апреля 2003	00-04	R + L	L	L	L	$L \gg R$	4.2
2	08 ноября 2003	00-04	R	R	L	L	L	4.3
3	20 ноября 2003	00-03	R	L	R	R	L	4.3
4	20 ноября 2003	03-06	L	R	L	L	L	4.3
5	27 ноября 2003	03-10	L	R	L	L	$L = R$	4.4
6	30 ноября 2003	06-08	L	R	L	L	$L = R$	4.6
7	17 декабря 2003	00-02	L	R	L	L	R	4.3
8	18 декабря 2003	06-10	R	L	R	L	L	5.3
9	07 января 2005	02-08	R	L	R	R	R	5.0
10	25 января 2005	06-09	L	R	L	L + R	L + R	4.1
11	12 апреля 2006	03-06	$R > L$	$R > L$	$R > L$	L	L	4.3
12	19 апреля 2006	02-06	$L > R$	$L = R$	$L = R$	$L = R$	$L = R$	5.3
13	14 ноября 2006	03-06	R	R	R	L	R	4.5
14	17 декабря 2006	04-09	R	R	R	L	$R > L$	4.0
15	18 декабря 2006	02-04	R	R	R	L	L	4.2
16	19 декабря 2006	03-09	R	R	R	L	R	4.1

Примечание: L – левая поляризация волн, R – правая поляризация волн, Lpp – расчетное положение плазмопаузы.

находилась вблизи OUL, однако там, как и в ROV, наблюдалась правая поляризация, левая поляризация отмечалась к югу от OUL (в NUR), и к северу от OUL (в SOD). Это был относительно спокойный период с $Kp = 1$ после незначительных возмущений с $Kp = 3$ и перед началом большой магнитной бури. Пока не ясно, как адекватно объяснить такое широтное распределение поляризации. Вполне возможно, что истинное положение плазмопаузы отличалось от рассчитанного по модели. Кроме того, строение плазмопаузы поперек L -оболочек в это время могло быть неоднородным и представлять собой остаточные “островки” отошедшей плазмосферной плазмы или “плюма”, например, как это рассматривалось в работе [Яхнина и др., 2021]. В таком случае можно предположить наличие нескольких источников $Pc1$, действующих одновременно.

В событии № 4 на всех станциях, кроме SOD, наблюдалась левая поляризация волн, а интенсивность $Pc1$ -пульсаций в NUR была значительно больше, чем на остальных станциях. Можно предположить, что основной источник этих пульсаций находился вблизи NUR. Вероятно, что, как и в предыдущем событии, имело место одновременное наличие нескольких источников волн, расположенных на различных L -оболочках, и плазмопауза представляла собой не резкую “ступеньку” плотности, а совокупность остатков под-

жатой “старой” плазмопаузы и отдельных “островов” отошедшей плазмы (“плюма”).

В событиях № 5–7 широтное распределение поляризации было относительно одинаковым: в OUL, ROV и IVA наблюдалась левая поляризация, к северу от OUL, на расстоянии ~330 км в SOD, правая, хотя одновременно на более высоких широтах, в IVA, вновь появилась четкая левая поляризация. К югу от OUL, на расстоянии ~500 (NUR) регистрировалась смешанная или, как в событии № 7, правая. По оценочным модельным расчетам плазмопауза могла находиться в области от $L = 4.3$ до $L = 4.6$, т.е. в окрестности OUL. Эти события, как и события № 3 и № 4, наблюдались в относительно спокойный период с $Kp = 1$ после незначительных возмущений с $Kp = 3$. Можно предположить, что в таких условиях развитие ионно-циклотронной неустойчивости может происходить одновременно в двух областях – в окрестности удаленного остаточного “плюма” (облака отошедшей плазмосферной плазмы) и в узкой области старой плазмопаузы, поджатой во время предшествующих магнитных возмущений, как это показано в работе [Яхнина и др., 2021]. Следствием этого может быть появление левой поляризации в IVA и в OUL-ROV.

Событие № 8, наблюдалось в магнито-спокойных условиях, когда модельные представления предсказывали наиболее вероятное положение

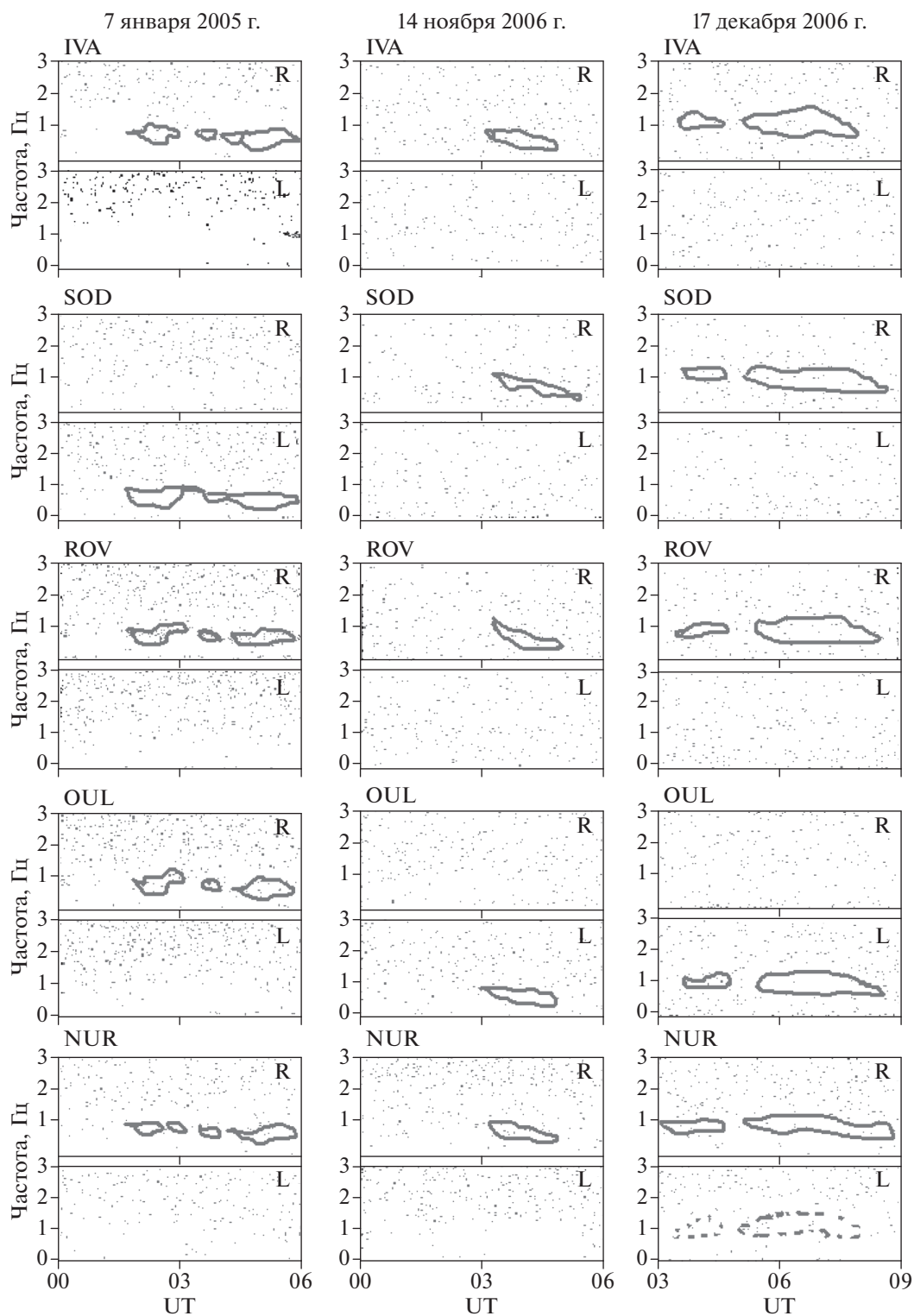


Рис. 1. Схематическое распределение поляризации геомагнитных пульсаций *Pc1* на профиле финских станций IVA-NUR, L – левая поляризация волн, R – правая поляризация.

плазмопаузы вблизи SOD, где, действительно, наблюдалась левая поляризация, а на соседних станциях (IVA и ROV) правая. Различная поляризация в SOD и ROV, расстояние между которыми

меньше 150 км, по-видимому, свидетельствует о том, что затухание лево-поляризованных волн в волноводе в некоторых случаях может быть значительно больше, чем предполагалось в ранних

работах, например, [Hayashi et al., 1981]. Во время этого события левая поляризация наблюдалась также и на наиболее низкоширотных станциях профиля – в OUL и NUR. Такая сложная картина широтного распределения поляризации наводит на мысль о наличии множественных источников генерации волн, действующих одновременно, как и в событиях № 4–7.

Событие № 9 наблюдалось в очень спокойных условиях при $Kp \sim 0$, предшествующий период времени был также очень спокойным, за исключением одного очень короткого выброса до $Kp = 3$. Осредненные оценки положения плазмопаузы, основанные на наличии этого выброса, дают положение плазмопаузы на $L \sim 4.6$. Однако в широтном распределении поляризации левые волны наблюдались только в SOD, а на остальных станциях поляризация $Pc1$ -колебаний была правой. Поэтому логично предположить, что в таких спокойных условиях плазмопауза могла быть достаточно пологой на значительном расстоянии, а потоки резонансных протонов пересекали радиационный пояс в узкой по широте области на L -оболочке, соответствующей SOD.

Событие 10 похоже на события № 5–7.

В *событиях № 11 и № 13–16* наблюдалось одинаковое широтное распределение поляризации: правая поляризация на всех станциях, расположенных южнее OUL, и левая поляризация в OUL. Плазмопауза в этих событиях, судя по расчетам, находилась несколько южнее OUL. На более низкоширотной станции NUR поляризация могла быть как левой, так и правой.

В *событии № 12*, зарегистрированном, как и событие № 9, в очень спокойных условиях с $Kp \sim 0$, на всех станциях наблюдалась смешанная поляризация, однако интенсивность лево-поляризованных волн была выше право-поляризованных. Расчетное положение плазмопаузы отмечалось в районе SOD. Можно предположить, что в таких магнито-спокойных условиях плазмопауза могла быть достаточно пологой в значительном интервале L -оболочек. Кроме того, не исключено, что источник генерации волн находится не на меридиане NUR-IVA, а на некотором удалении от него по долготе.

В качестве иллюстрации к табл. 1 на рис. 1 схематически показано распределение поляризации пульсаций $Pc1$ на широтном профиле магнитометров NUR-IVA для трех событий, рассмотренных в табл. 1: событие № 9 (7 января 2005 г.), № 13 (14 ноября 2006 г.) и № 14 (17 декабря 2006 г.). Четко видно, что 7 января 2005 г. левая поляризация наблюдалась только в SOD, а 14 ноября 2006 г. и 17 декабря 2006 г. – только в OUL, на остальных станциях поляризация волн была правой. В первом случае расчетное положение плазмопаузы было ближе к SOD, а в двух других событиях, со-

гласно модельным представлениям, плазмопауза находилась ближе к OUL.

Таким образом, анализ наблюдений показал, что, как правило, в окрестностях возможной проекции плазмопаузы наблюдаются лево-поляризованные волны. Левая поляризация с широтой может замениться на правую на расстоянии, значительно меньшем предсказанном теорией [Hayashi et al., 1981], что свидетельствует о быстром затухании лево-поляризованных волн с широтой. Анализ данных наблюдений также показал, что в ряде случаев возможно наличие множественных источников генерации волн, действующих одновременно, что может быть связано со сложной структурой распределения плотности в окрестностях плазмопаузы, наличием остаточной “старой” плазмопаузы, а также облаков отошедшей плазмы (так называемый “плюм”).

4. ВЫВОДЫ

На большом массиве данных наблюдений геомагнитных пульсаций $Pc1$ в 2003–2006 гг. выполнено исследование особенностей широтного распределения поляризации $Pc1$ -пульсаций на финском профиле индукционных магнитометров на геомагнитных широтах 57° – 66° MLAT и их возможной связи с расчетным положением плазмопаузы как наиболее вероятной области генерации $Pc1$.

В подавляющем большинстве случаев на исследуемых наземных станциях наблюдалась смешанная поляризация ($L + R$), что может быть результатом расположения данного профиля станций не на меридиане источника $Pc1$ -пульсаций, а на некотором долготном расстоянии от него.

Из порядка 200 случаев $Pc1$ -пульсаций удалось выделить только 16 событий, т.е. менее 10%, в которых отмечалось значительное преобладание какой-либо одной – левой (L) или правой (R) поляризации. Для этих событий было вычислено возможное положение плазмопаузы. Анализ наблюдений показал, что, как правило, в окрестностях возможной проекции плазмопаузы наблюдались лево-поляризованные волны. Левая поляризация с широтой изменялась на правую, при этом зачастую на расстоянии, значительно меньшем, чем предсказано теорией [Hayashi et al., 1981], что свидетельствует о быстром затухании лево-поляризованных волн с широтой. Анализ данных наблюдений также показал, что в ряде случаев, по-видимому, имело место наличие нескольких источников генерации волн, действующих одновременно.

Можно предположить, что левая поляризация геомагнитных пульсаций $Pc1$, наблюдаемых на земной поверхности, может быть косвенным индикатором того, что данная станция располагает-

ся вблизи проекции магнитосферного источника генерации волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баранский Л.Н. Некоторые характеристики поляризации *Pc1* пульсаций, связанные с их волноводным распространением // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 10. С. 86–89. 1970.
- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы // М.: Наука, 1973.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве // УФН. Т. 191. № 5. С. 475–491. 2021
- Леонович А.С., Мазур В.А. Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы // Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2016. 478 с.
- Нишида. Геомагнитный диагноз магнитосферы. Издательство “Мир”. 1980. 297 с.
- Попова Т.А., Яхнин А.Г., Демехов А.Г., Черняева С.А. Генерация ЭМИЦ волн в магнитосфере и высыпания энергичных протонов: сопоставление данных высокоорбитальных спутников THEMIS и низкоорбитальных спутников POES // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 4. С. 484–97. 2018.
- Сорокин В.М., Федорович Г.В. Распространение короткопериодных волн в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 25. С. 495–501. 1982.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж. Свистовые и альвеновские мазеры в космосе // Москва: ФИЗМАТЛИТ. С. 278–295. 2011
- Троицкая В.А., Баранский Л.Н., Матвеева Э.Т., Фейгин Ф.З., Гланжо Ф., Виноградов П.А., Кошелевский В.К. О положении источников пульсаций *Pc1* в магнитосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 15. № 3. С. 525–531. 1975
- Фейгин Ф.З., Якименко В.Л. Механизм генерации и развитие “жемчужин” при циклотронной неустойчивости внешней протонной зоны // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 9. № 4. С. 700–705. 1969.
- Фейгин Ф.З., Прикнер К., Некрасов А.К. Реальность модели баунс-движения волновых пакетов геомагнитных пульсаций *Pc1* в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 43(6). С. 752–759. 2003
- Яхнин А.Г., Яхнина Т.А., Семенова Н.В., Попова Т.А., Демехов А.Г. Протонные сияния к экватору от овала как проявление ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере Земли (краткий обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 5. С. 599–607. 2018.
- Яхнина Т.А., Яхнин А.Г., Райта Т., Маннинен Ю., Голдстейн Дж. Локализация источников геомагнитных пульсаций *Pc1* // Изв. РАН. Сер. физич. Т. 85. № 3. С. 451–456. 2021.
- Althouse E.L., Davis J.R. Five-station observations of *Pc1* micropulsation propagation // J. Geophys. Res. V. 83. P. 132–144. 1978.
- Baransky L., Golikov Yu., Feygin F., Harchenko I., Kangas T., Pikkarainen T. Role of the plasmapause and ionosphere in the generation of pearl pulsations // J. Atmos. Terr. Phys. V. 43(9). P. 875–881. 1981.
- Campbell W.H. Geomagnetic pulsations // Physics of Geomagnetic. Phenomena, New York: Academic Press. V. 2. P. 821–909. 1967.
- Demekhov A.G. Recent progress in understanding *Pc1* pearl formation // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 69. P. 1599–1774. 2007.
- Erlandson R.E., Zanetti L.J., Potemra T.A., Block L.-P., Holmgren G. Viking magnetic and electric field observations of *Pc1* waves at high latitudes // J. Geophys. Res. V. 95. P. 5941–5955. 1990.
- Erlandson R.E., Anderson B.J., Zanetti L.J. Viking magnetic and electric field observations of periodic *Pc1* waves: Pearl pulsations // J. Geophys. Res. V. 97. P. 14823–14832. 1992.
- Fujita S., Tamao T. Duct propagation of hydromagnetic waves in the upper ionosphere: 1. Electromagnetic field distributions in high latitudes associated with localized incidence of a shear Alfvén wave // J. Geophys. Res. V. 93. P. 14.665–14.673. 1988
<https://doi.org/10.1029/JA093iA12p14665>
- Fujita S. Duct propagation of hydromagnetic waves in the upper ionosphere: 2. Dispersion characteristics and loss mechanism // J. Geophys. Res. V. 93. P. 14.674–14.682. 1988.
- Gendrin R., Troitskaya V.A. Preliminary results of a micropulsation experiment at conjugate points // Radio Sci. V. 69D. P. 1107–1116. 1965
- Gendrin R., Lacourly S., Roux A., Solomon J., Feygin F.Z., Gokhberg M.B., Troitskaya V.A., Yakimenko V.L., Wave packet propagation in an amplifying medium and its application to the dispersion characteristics and to the generation mechanism of *Pc1* events // Planet. Space Sci. V. 19. P. 165–194. 1971.
- Gou X., Li L., Zhang Y., Zhou B., Feng Y., Cheng B., Raita T., Liu J., Zhima Z., Shen X. Ionospheric *Pc1* waves during a storm recovery phase observed by the China Seismo-Electromagnetic Satellite // Ann. Geophys. V. 38. P. 775–787. 2020.
<https://doi.org/10.5194/angeo-38-775-2020>
- Greifinger C., Greifinger P. Theory of hydromagnetic propagation in the ionospheric waveguide // J. Geophys. Res. V. 73. P. 7473–7490. 1968.
- Greifinger C., Greifinger P. Wave guide propagation of the micropulsations out of the plane of the geomagnetic meridian // J. Geophys. Res. V. 78. P. 4611–4618. 1973
- Hayashi K., Kokubun S., Oguti T., Tsuruda K., Machida S., Kitamura T., Saka O., Watanabe T. The extent of *Pc1* source region in high latitudes // Can. J. Phys. V. 59. P. 1097–1105. 1981.
<https://doi.org/10.1139/p81-145>
- Heacock R.R., Hessler V.P. Polarization characteristics of *Pc1* micropulsations at College // Planet. Space Sci. V. 15. P. 1361–1374. 1967
- Heacock R.R. The relation of the *Pc1* micropulsation source region to the plasmasphere // J. Geophys. Res. V. 76. P. 100–109. 1971
- Hughes W.J., Southwood D.J. An illustration of modification of geomagnetic pulsation structure by the ionosphere // J. Geophys. Res. V. 81. P. 3241–3247. 1976.
- Johnson J.R., Cheng C.Z. Can ion cyclotron waves propagate to the ground? // Geophys. Res. Lett. V. 26. P. 671–

674. 1999.
<https://doi.org/10.1029/1999gl900074>
- *Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O.* Morphology and physics of short period magnetic pulsations // *Space Sci. Rev.* V. 83. P. 435–512. 1998.
- *Kikuchi H., Taylor H.A.Jr.* Irregular structure of thermal ion plasma near the plasmopause observed from Ogo 3 and Pc 1 measurements // *J. Geophys. Res.* V. 77. P. 131–142. 1972.
- *Kim H., Lessard M.R., Engebretson M.J., Lühr H.* Ducting characteristics of Pc1 waves at high latitudes on the ground and in space // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. A09310. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015323>
- *Kim H., Hwang J., Park J., Miyashita Y., Shiokawa K., Mann I.R., Raita T., Lee J.* Large-scale ducting of Pc1 pulsations observed by Swarm satellites and multiple ground networks // *Geophys. Res. Lett.* V. 45. P. 12.703–12.712. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018GL080693>
- *Liu X., Liu W.L., Cao J.B., Fu H.S., Yu J., Li X.* Dynamic plasmopause model based on THEMIS measurements // *J. Geophys. Res: Space Physics.* V. 120. P. 10543–10556. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021801>
- *Manchester R.N.* Propagation of hydromagnetic emissions in the ionospheric duct // *Planet. Space Sci.* V. 18. P. 299–307. 1970.
- *McPherron R.L., Ward S.H.* Auroral zone pearl pulsations // *J. Geophys. Res.* V. 70. P. 5867–5882. 1965.
- *Moldwin M.B., Downward L., Rassoul H.K., Amin R., Anderson R.R.* A new model of the location of the plasmopause: CRRES results // *J. Geophys. Res.* V. 107 (A11). P. 1339. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2001JA009211>
- *Newton R.S., Southwood D.J., Hughes W.J.* Damping of geomagnetic pulsations by the ionosphere // *Planet. Space Sci.* V. 26. P. 201–209. 1978.
- *Park J., Lüh H., Rauberg J.* Global characteristics of Pc1 magnetic pulsations during solar cycle 23 deduced from CHAMP data // *Ann. Geophys.* V. 31(9). P. 1507–1520. 2013.
<https://doi.org/10.5194/angeo-31-1507-2013>
- *Perraut S., Gendrin R., Roux A., de Villedary C.* Ion cyclotron waves: direct comparison between ground-based measurements and observations in the source region // *J. Geophys. Res.* V. 89 (A1). P. 195–202. 1984.
- *Pope J.H.* An explanation for the apparent polarization of some geomagnetic micropulsations (pearls) // *J. Geophys. Res.* V. 69. P. 399–405. 1964.
- *Potapov A.S., Polyushkina T.N., Afraimovich E.L., Lipko Y.V., Hayashi K.* Transequatorial propagation of the Pc1 emission on 23 October 1997 // *J. Geophys. Res.* V. 107 (A7). P. 1128. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2001JA000225>
- *Rudenko G.V., Churilov S.M., Shukhman I.G.* Excitation of the ionospheric waveguide by a localized packet of Alfvén waves // *Planet Space Sci.* V. 33. P. 1103–1108. 1985.
- *Tepley L.R., Landshoff R.K.* Waveguide theory for ionospheric propagation of hydromagnetic emissions // *J. Geophys. Res.* V. 71. P. 1499–1504. 1966.
- *Troitskaya V.A.* Micropulsations and the state of the magnetosphere // *Sol. Terr. Phys.* V. 7. P. 213–274. 1967.
- *Yahnin A.G., Yahnina T.A., Raita T., Manninen J.* Ground pulsation magnetometer observations conjugated with relativistic electron precipitation // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 122. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024249>
- *Yahnina T.A., Yahnin A.G., Kangas J., Manninen J.* Proton precipitation related to Pc1 pulsations // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. № 21. P. 3575–3578. 2000.

ОБСУЖДЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ИОНОСФЕРНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ МАГНИТНЫХ БУРЬ

© 2022 г. А. Д. Данилов*

Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова Роскомгидромета (ИПГ),
г. Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 12.08.2021 г.

После доработки 20.09.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Проблема возмущений параметров слоя $F2$ и верхней ионосферы в течение дней, предшествующих началу магнитной бури, известна уже несколько десятилетий. Анализу этих возмущений как в критической частоте и высоте слоя, так и в полном содержании электронов было посвящено много публикаций. Большинство исследователей пришли к выводу, что такие возмущения наблюдаются практически перед каждой бурей, причем положительные возмущения (превышение величин в предбуревой период над соответствующей величиной в геомагнитно спокойный день) преобладают. Ряд исследователей считают даже, что указанные возмущения можно рассматривать как предвестники предстоящей магнитной бури. Альтернативой концепции предвестников является концепция так называемых Q -возмущений, согласно которой возмущения в предбуревые дни никак не связаны с предстоящей бурей, а являются результатом нескольких процессов (метеорологическое влияние на ионосферу, изменение плазмасферо-ионосферного взаимодействия), которые время от времени вызывают отклонения ионосферных параметров. Подробно рассматриваются обе концепции. Приводятся аргументы в пользу концепции предвестников. Эти аргументы связаны, прежде всего, с существованием зависимости параметров предбуревых ионосферных возмущений от параметров предстоящей магнитной бури (ее интенсивности, местного времени начала бури и т.д.). Приводятся примеры таких зависимостей. Кратко рассматриваются работы последних двух лет, в которых представлены новые экспериментальные данные о поведении $foF2$ и ТЕС в предбуревой период.

DOI: 10.31857/S0016794022010047

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема возмущений в ионосферном слое $F2$ известна уже в течение почти 40 лет. Kane [1973a, b; 1975] был первым, кто указал на то, что иногда наблюдается положительная фаза ионосферной бури до SC магнитной бури. Примеры сильных положительных отклонений $foF2$ в предбуревые дни и предположения о возможных механизмах этого явления были приведены в работах [Данилов и др., 1985; Danilov and Belik, 1992].

В дальнейшем указанной проблеме было посвящено достаточно много работ. При этом анализировались не только отклонения от спокойных условий параметров слоя $F2$, но и полного содержания электронов (ТЕС). Подробный анализ этих работ можно найти в обзорах Данилова и Константиновой [2019] и Danilov and Konstantinova [2019]. Здесь приведем лишь основной вывод указанных обзоров. Он состоит в том, что наблюдаются как положительные, так и отрицательные отклонения указанных параметров с амплитудой

от десятков процентов до фактора 1.5–2 в течение двух-трех дней до начала магнитного возмущения (в большинстве случаев – бури), при этом положительные отклонения наблюдаются чаще. Ряд исследователей (см., например, Благовещенский и Калишин, [2009]; Blagoveshchensky et al., [2017]), считают, что указанные отклонения могут использоваться как предвестники предстоящей магнитной бури. Учитывая прикладную важность возможности предсказания магнитных возмущений, обсуждаемая проблема представляет большой интерес.

Основной альтернативой концепции ионосферных предвестников является концепция так называемых Q -возмущений. Эти возмущения были рассмотрены в работе Mikhailov et al. [2004]. Mikhailov and Perrone [2009] высказали предположение, что возмущения ионосферных параметров в дни, предшествующие магнитным бурям, являются именно Q -возмущениями и не связаны с предстоящей бурей.

Однако, после указанной публикации Mikhailov and Perrone [2009] появился целый ряд новых публикаций, посвященных ионосферным эффектам, наблюдаемым в предбуревые дни. Большинство из них подробно рассмотрены в указанных выше обзорах. Кроме того, была опубликована серия работ Данилова и Константиновой (см. ниже секцию 2.2) с детальным анализом предбуревых отклонений $foF2$ по данным станций Slough и Juliusruh во время нескольких сотен бурь с 1976 по 2010 гг. Представляется, что они содержат важные аргументы в пользу концепции ионосферных предвестников.

Относительно недавно появилась еще одна статья Mikhailov and Perrone [2020], в которой отрицается концепция предвестников и приводятся новые аргументы в пользу концепции Q-возмущений.

Цель данной работы – обсудить проблему природы отклонений $foF2$ в предбуревые дни с учетом указанных публикаций Mikhailov and Perrone [2009, 2020], результатов указанной выше серии работ Данилова и Константиновой и работ по изучению поведения ионосферы до и в течение магнитных бурь, появившихся после выхода в свет упоминавшихся выше обзоров.

2. ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Q-возмущения

В работе Mikhailov and Perrone [2020] выполнен анализ отклонений критической частоты слоя $F2$, $foF2$, с амплитудой выше 30% и длительностью два часа и более по данным наблюдений методом ВЗ на трех станциях: Slough, Juliusruh и Rome. При этом принимались меры к тому, чтобы избежать периодов, когда магнитное поле было возмущенным, а также периодов, в которые было возможно влияние предшествовавших магнитных бурь.

Анализ бы направлен на сравнение количества рассмотренных возмущений $foF2$ в периоды, после которых следовали магнитные бури, и в периоды без последующих магнитных бурь. Работа Mikhailov and Perrone [2020] на мой взгляд очень полезна, поскольку она содержит большую выборку экспериментальных данных и ее статистическую обработку, однако эта работа не может служить опровержением концепции предвестников по причинам, обсуждаемым ниже.

Основной результат работы Mikhailov and Perrone [2020] представлен в виде таблицы. Она показывает, что число отклонений $foF2$ длительностью более 2 часов и с амплитудой $\geq 30\%$, после которых в течение 72 ч наблюдалась магнитная буря, в несколько раз меньше, чем число таких отклонений, за которыми не следовало магнитных бурь. Например, для Slough соответствующие

величины равны 41 и 188, а для Rome – 19 и 84. Эти результаты указывают на то, что рассмотренные отклонения критической частоты наблюдаются и вне близости от магнитных возмущений. Однако, поскольку периоды значительных магнитных возмущений составляют в среднем лишь очень небольшую часть года, вероятность “попасть” при анализе предбуревых дней на указанные Q-возмущения невелика. Хотя данные указанной таблицы и показывают, что такая вероятность есть. Случаи такого “попадания” создают определенный шум при анализе предбуревых периодов и, вероятно, как раз и определяют разброс точек на зависимостях параметров отклонений $foF2$ от внешних условий (см. ниже, 2.2).

К сожалению, Mikhailov and Perrone [2020] не приводят характеристику, которая на наш взгляд, была бы также уместна для анализа обсуждаемой проблемы, а именно, для скольких рассмотренных бурь указанные отклонения $foF2$ наблюдались в течение предбуревых дней и для скольких – нет.

Данилов и Константинова анализировали периоды только магнитных бурь, поэтому данных для сравнения с результатами рассмотренной выше таблицы у нас нет. Но есть статистика того, как часто в предбуревой период не наблюдаются отклонения $foF2$. Из 254 рассмотренных для ст. Slough бурь только в 2 бурях не было обнаружено отклонений $foF2$ в течение предбуревых дней и только в 17 бурях наблюдалось всего одно отклонение. Соответствующие цифры для ст. Juliusruh равны 272, 4 и 12.

Критикуя концепцию предвестников, Mikhailov and Perrone [2009, 2020] указывают на то, что во многих работах, посвященных ионосферным возмущениям в предбуревой период, не обращалось должного внимания на степень магнитной возмущенности самих предбуревых дней. Это замечание вполне справедливо в целом. И в обзоре Данилова и Константиновой [2019] также указывалось на это обстоятельство. Однако эта критика справедлива не для всех работ. В указанном обзоре приводятся результаты целого ряда исследований (см., например, Buresova and Laštovička [2007, 2008]; Blagoveshchensky et al., [2017]), в которых на этот важный факт обращалось внимание, и проанализированные предбуревые дни были заведомо магнитно спокойными. Возмущенность анализируемых предбуревых дней представляет собой первую “опасность” при анализе предвестников.

Вторую “опасность” представляют геомагнитные возмущения, которые могли происходить за несколько суток до анализируемых предбуревых дней. Если последние попадали даже на конец восстановительной фазы такого возмущения, отклонения $foF2$ или ТЕС могли оказаться следствием этого возмущения, а не предвестниками

предстоящей бури. В серии работ Данилова и Константиновой, упомянутых выше, на эту опасность обращалось особое внимание – все случаи, когда была опасность влияния более ранних магнитных возмущений, были исключены из рассмотрения.

Mikhailov and Perrone [2020] рассматривают один случай поведения $foF2$ в предбуревые дни (магнитная буря 28 января 1995 г.), приведенный в качестве примера в обзорной работе [Danilov and Konstantinova, 2019] и дают его объяснение в рамках концепции Q-возмущений. Они подчеркивают, что буря – зимняя, а по их оценкам именно зимой вероятность появления Q-возмущений наиболее высока. Однако этот случай – один из двух, приведенных в указанной обзорной работе только в качестве примера. Там же указывается, что для ст. Slough рассмотрено несколько сот бурь. В последующих работах Данилова и Константиновой (см. ниже) выполнен статистический анализ, основанный на 254 магнитных бурях для ст. Slough и 272 бурях для ст. Juliusruh. К подавляющему числу этих случаев объяснения, приведенные в работе Mikhailov and Perrone [2020], не применимы. Зимние бури составляют лишь около трети общего количества рассмотренных бурь, а две трети относятся не к зимнему, а к летнему и равноденственным периодам.

2.2. Недавние результаты работ Данилова и Константиновой

Как уже указывалось выше, в 2020 и 2021 гг. была опубликована серия работ Данилова и Константиновой с результатами детального анализа характеристик предбуревых отклонений $foF2$ по данным ст. Slough и ст. Juliusruh [Данилов и Константинова, 2020а, б, в, 2021а, б, в; Константинова и Данилов, 2021; Danilov and Konstantinova, 2021].

По данным ст. Slough были рассмотрены 254 бури за период с 1976 по 2010 гг. и найдено 1353 события (отклонения $foF2$ от спокойных условий). 996 отклонений имели положительный знак и 357 – отрицательный. По данным ст. Juliusruh были рассмотрены 272 бури за тот же период и найдено 2682 события (отклонения $foF2$ от спокойных условий). 2007 отклонений имели положительный знак и 675 – отрицательный.

Рассматривались зависимости общего числа отклонений, а также отдельно положительных и отрицательных отклонений (с амплитудами 20–30%, 30–40% и >40%) от пяти параметров. Этими параметрами были: сезон, солнечная активность, интенсивность последующей магнитной бури (минимальное значение Dst -индекса), местное время начала бури SO и время ΔT между данным отклонением $foF2$ и SO. Ниже приводятся неко-

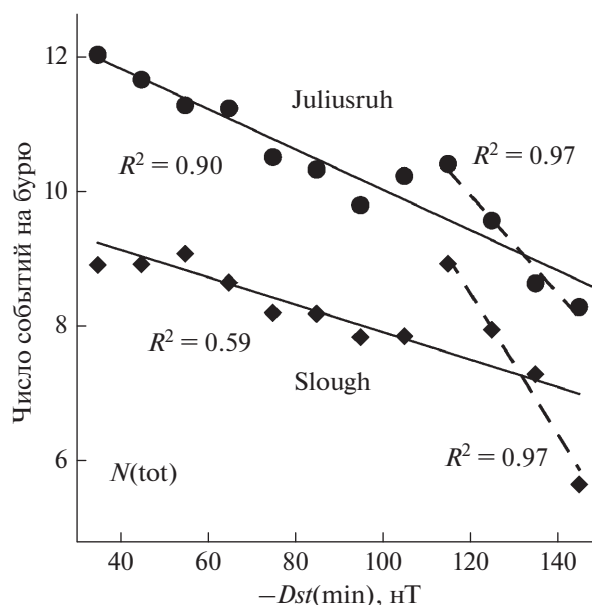


Рис. 1. Зависимость $N(\text{tot})$ от $Dst(\text{min})$ для двух станций.

торые результаты указанной серии публикаций, имеющие непосредственное отношение к обсуждению, которому посвящена данная статья.

Полученная зависимость от сезона (вероятность появления отклонений $foF2$ в предбуревые дни зимой несколько выше, чем летом) не может рассматриваться как аргумент против концепции Q-возмущений, поскольку согласно Mikhailov and Perrone [2020] вероятность появления этих возмущений также выше зимой.

Представляется, что в плане обсуждаемой в этой работе дискуссии наиболее интересны три зависимости: от интенсивности бури, от ΔT и от местного времени начала бури.

На рисунке 1 приведена зависимость общего числа событий (отклонений $foF2$) $N(\text{tot})$ от интенсивности последующей магнитной бури согласно Данилову и Константиновой [2021а]. Величины R^2 (коэффициент определенности по F-тесту Фишера) показывают, что для обеих станций полученная зависимость значима. Статистическая значимость S составляет 99% для Juliusruh и 95% для Slough. Обращает на себя внимание тот факт, что для $Dst(\text{min}) < 120$ нТл четыре последние точки рисунка для обеих станций ложатся почти точно на прямую с очень высокими величинами R^2 . Создается впечатление, что для сильных бурь зависимость от Dst выражена особенно хорошо. К сожалению, данных для очень сильных бурь мало, поэтому построить сколь-нибудь надежную зависимость $N(\text{tot})$ от $Dst(\text{min})$ для $Dst(\text{min}) > 150$ нТл не удастся.

Как указывалось во ВВЕДЕНИИ, во многих исследованиях предбуревых эффектов подчерки-

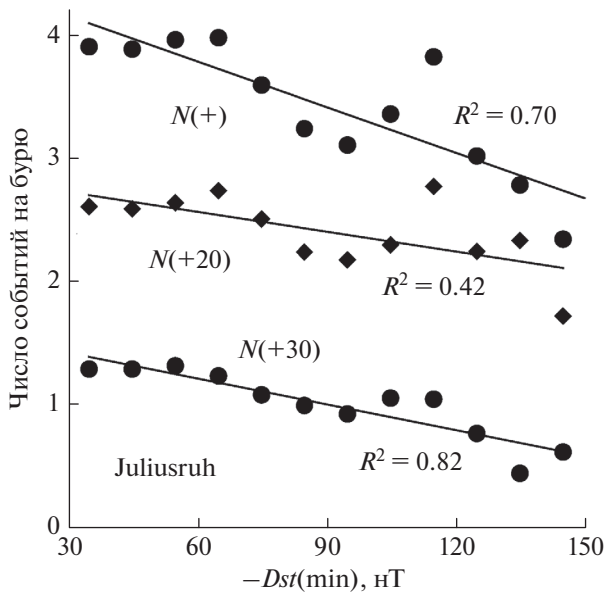


Рис. 2. Зависимость общего числа положительных отклонений $N(+)$ и числа положительных отклонений с амплитудой 20–30% $N(+20)$ и больше 30% $N(+30)$ от интенсивности бури.

валось, что в предбуревые дни доминируют положительные отклонения ионосферных параметров ($foF2$ и TEC). На рисунке 2 приведены зависимости от $Dst(\text{min})$ положительных отклонений $foF2$ с различной амплитудой для ст. Juliusruh согласно Данилову и Константиновой [2021a]. Как видно из этого рисунка, и для всех положительных отклонений $N(+)$, и отдельно для отклонений с амплитудой 20–30% $N(+20)$ и больше 30% $N(+30)$ наблюдается хорошо выраженная зависимость, аналогичная приведенной на рис. 1 зависимости $N(\text{tot})$.

Отметим, что на рис. 2 зависимость от $Dst(\text{min})$ выражена особенно хорошо ($R^2 = 0.82$) для $N(+30)$. Это важно в двух отношениях. Во-первых, в случае отклонений с амплитудой в 20–30% существует вероятность “засорения” искомой зависимости случайными небольшими отклонениями (в том числе, вероятно, и Q-возмущениями), не связанными с предстоящей магнитной бурей. В рассматриваемой серии работ Данилова и Константиновой эффект более выраженной зависимости для отклонений с амплитудой более 30%, чем для отклонений с амплитудой в 20–30%, наблюдался при анализе различных параметров на обеих станциях.

Во-вторых, в рассматриваемой серии работ Данилова и Константиновой анализировались все отклонения $foF2$ с амплитудой, большей 20%. В работе же Mikhailov and Perrone [2020] рассматривались только отклонения с амплитудой, большей 30%. Рисунок 2 показывает, что найденная зависимость от интенсивности магнитной бури

наблюдается в том числе и для отклонений, рассмотренных Mikhailov and Perrone [2020].

Представляется, что полученные зависимости отклонений $foF2$ в предбуревые дни от интенсивности предстоящей магнитной бури представляют собой очень сильный аргумент в пользу концепции ионосферных предвестников. Действительно, если бы наблюдаемые отклонения $foF2$ представляли собой Q-возмущения, они ничего не могли бы “знать” о предстоящей магнитной буре и статистически значимая зависимость их характеристик от интенсивности этой бури была бы невозможна.

На рисунке 3 представлена зависимость полного числа событий $N(\text{tot})$ от времени от момента события (отклонения $foF2$) до момента начала бури SO, ΔT , согласно Данилову и Константиновой [2020в]. Рисунок 3а показывает, что при линейной аппроксимации всех точек для обеих станций получается хорошо выраженная и статистически значимая зависимость: $N(\text{tot})$ падает с ростом ΔT . При этом видно, что кривая для Slough несколько сдвинута относительно кривой для Juliusruh.

Этот эффект иллюстрирует рис. 3б, где точки для Slough сдвинуты на 2 ч относительно исходных величин ΔT . Видно, что для обеих станций наблюдаются интервалы ΔT с более вероятным и менее вероятным появлением анализируемых отклонений.

Представляется, что обнаруженная зависимость отклонений $foF2$ в предбуревые дни от времени до момента SO является вторым важным аргументом в пользу концепции предвестников и против концепции Q-возмущений. Совершенно непонятно, как такие возмущения могли бы “знать” что-нибудь о моменте SO предстоящей бури, если они никак с этой бурей не связаны. С точки же зрения концепции предвестников эта зависимость вполне естественна и легко объяснима – чем ближе к началу бури, тем вероятнее появление обсуждаемых возмущений, если они являются предвестниками этой бури.

Тот факт, что для двух станций на рис. 3а получены очень близкие зависимости (а ведь банки исходных данных совершенно независимы!), также, как представляется, говорит против концепции Q-возмущений. Согласно Mikhailov and Perrone [2009] наиболее вероятным механизмом образования Q-возмущений является метеорологическое влияние на ионосферу (coupling from below). Но вероятность того, что эффекты такого влияния для двух ионосферных станций, разнесенных на несколько сотен километров и расположенных на территории с разной орографией, будут так близки друг к другу, очень мала.

Аналогичная картина наблюдается и для зависимости рассматриваемых событий от местного времени начала последующей магнитной бури SO

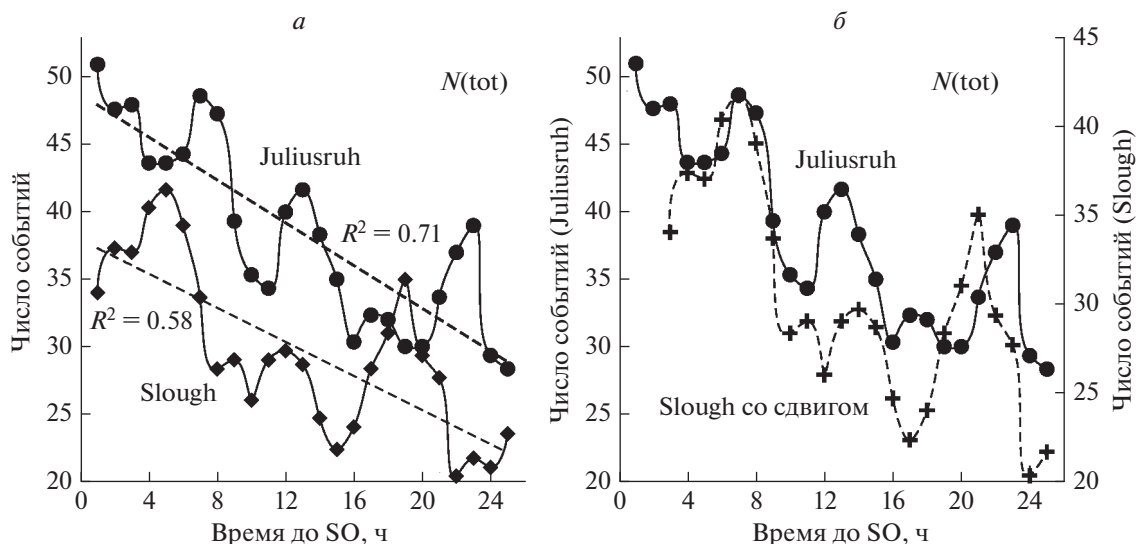


Рис. 3. Зависимость полного числа событий $N(tot)$ от времени события до начала бури SO.

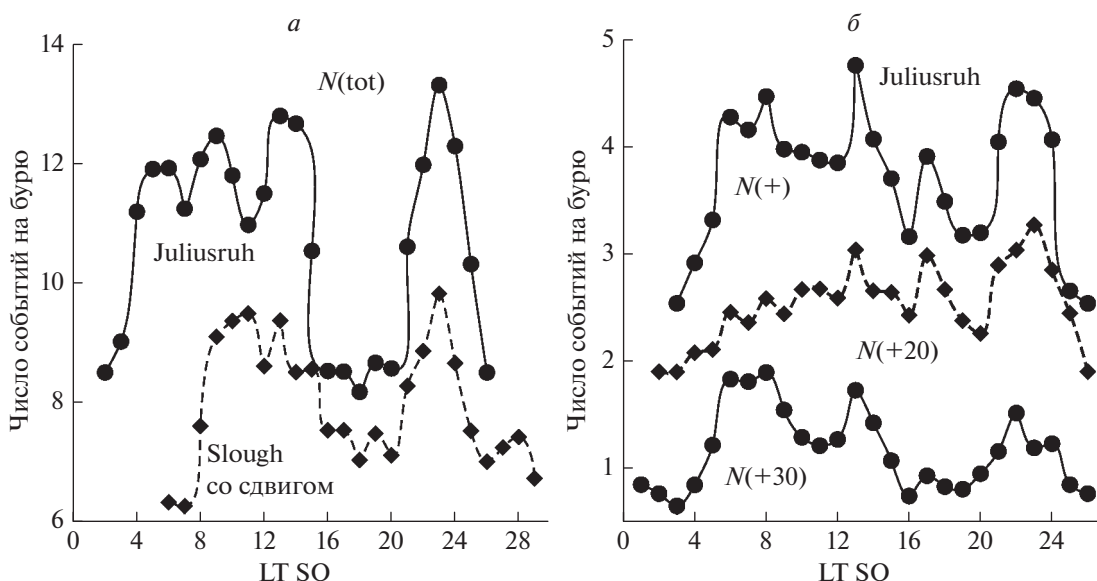


Рис. 4. Зависимость $N(tot)$, $N(+)$, $N(+20)$ и $N(+30)$ от местного времени начала бури SO.

(LT SO). Как следует из взятого из работы Данилова и Константиновой [2021в] рис. 4а, где приведена зависимость $N(tot)$ от LT SO, имеются более благоприятные и менее благоприятные для появления этих событий (отклонений $foF2$) интервалы местного времени, достаточно одинаковые для обеих станций. Например, вероятность появления отклонений $foF2$ достаточно велика в период 5–12 ч, максимальна в 23 ч и минимальна в период 16–20 часов.

Отметим, что данные для ст. Slough нанесены, как и выше на рис. 3а, со сдвигом в два часа. Природа указанных сдвигов пока непонятна, но она

может оказаться важной при дальнейшем анализе физических процессов, приводящих к анализируемым отклонениям $foF2$.

На рисунке 4б, также взятом из работы Данилова и Константиновой [2021в], приведено “препарирование” указанной выше зависимости. Приведены кривые для общего числа положительных отклонений $foF2$, а также для положительных отклонений с амплитудой 20–30% $N(+20)$ и больше 30% $N(+30)$. Как и в примере с зависимостью от интенсивности магнитной бури на рис. 2, зависимость от LT SO для $N(+30)$ выражена лучше, чем для $N(+20)$. Как указывают Дани-

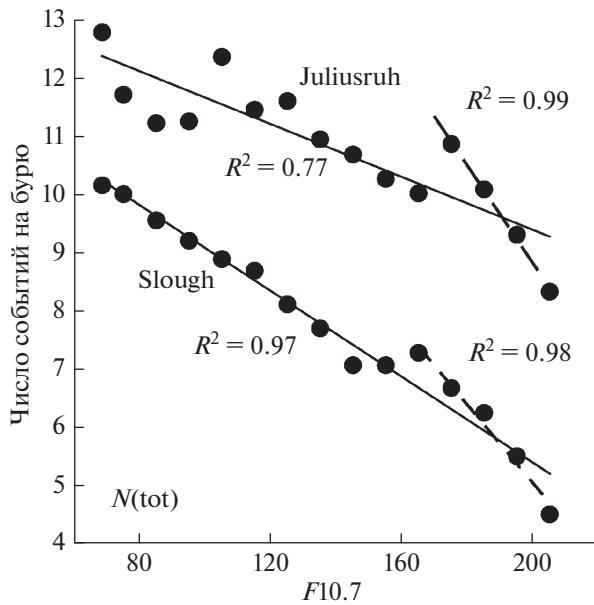


Рис. 5. Зависимость $N(\text{tot})$ от индекса солнечной активности $F10.7$.

лов и Константинова [2021в], это является еще одним подтверждением того, что данные по отклонениям в 20–30% могут быть “загрязнены” случайными (не связанными с предстоящей бурей) событиями. Такими событиями как раз и могут быть Q-возмущения.

В рассматриваемой серии работ Данилова и Константиновой была проанализирована зависимость параметров анализируемых событий (отклонений $foF2$ от спокойных значений) от солнечной активности. В качестве характеристики этой активности использовались среднемесячные значения наиболее часто используемого индекса $F10.7$.

Как видно из рис. 5 (из работы Данилова и Константиновой [2021б]), по данным обеих станций наблюдается хорошо выраженная и статистически значимая зависимость от солнечной активности. Вероятность появления анализируемых событий (отклонений $foF2$) наиболее высока при низкой активности и падает с ее ростом. Как и в случае зависимости от Dst (рис. 1) несколько точек при высоких $F10.7$ дают особенно хорошо выраженную зависимость.

Представляется, что в рамках концепции предвестников подобная зависимость может быть объяснена в рамках простого предположения. Хорошо известно, что критическая частота $foF2$ сильно зависит от солнечной активности — она минимальна при низкой активности и максимальна при высокой. Если абсолютная величина возмущений $foF2$, которые являются “предчувствием” магнитной бури, зависит главным обра-

зом от интенсивности предстоящей бури, очевидно, что эти возмущения будут лучше заметны на фоне низких спокойных величин $foF2$ (т.е. в период низкой солнечной активности), чем на фоне высоких величин в период высокой активности. Это объяснение представляется как простым, так и достаточно наглядным. И оно “льет воду” на концепцию предвестников.

Неясно, есть ли такое же простое и наглядное объяснение зависимости от солнечной активности Q-возмущений. Влияние на ионосферу снизу, которое упоминается как главный источник Q-возмущений в работе Mikhailov and Perrone [2009], вряд ли связано с солнечной активностью. Оно контролируется в основном метеорологическими процессами в тропосфере и динамическими процессами (ветрами) в средней атмосфере, которые определяют распространение вверх атмосферных волн.

В более поздней работе Mikhailov and Perrone [2020] кратко упоминаются другие (помимо метеорологического влияния) механизмы возможного формирования Q-возмущений. Эти механизмы затрагивают сложную систему процессов магнитосферно-ионосферного взаимодействия (потоки плазмы из плазмасферы, изменение направления меридионального ветра в термосфере). Остается неясным, действительно ли эти механизмы должны ослабевать с усилением солнечной активности. Скорее наоборот: считается общепринятым, что магнитосферно-ионосферное взаимодействие наиболее сильно проявляется именно в периоды высокой солнечной активности.

2.3. Некоторые результаты работ последних лет

В течение времени, прошедшего после обзоров Данилова и Константиновой [2019] и Danilov and Konstantinova [2019] появилось несколько публикаций, имеющих прямое отношение к обсуждаемой в данной работе проблеме. Ниже рассматриваются четыре из этих работ и кратко описываются полученные в них результаты.

В статье большой группы авторов [Mosna et al., 2020] подробно исследовалось поведение ионосферы во время магнитной бури 8 сентября 2017 г. по наблюдениям методами ВЗ (ст. Pruhonice) и НЗ (сеть трасс). Хотя основной акцент в работе сделан на анализ динамических процессов непосредственно в дни магнитной бури, авторы упоминают и состояние ионосферы до начала бури (6 и 7 сентября). Авторы отмечают, что во второй половине 6 сентября и днем 7 сентября наблюдались увеличения $foF2$ по сравнению со спокойной медианой для ст. Pruhonice. На рис. 4 в указанной работе хорошо видно, что 6 сентября величина $foF2$ на несколько часов поднималась выше 6 МГц и достигала 6.5 МГц, тогда как спокойная медиан-

на составляла 5.5 МГц. 7 сентября превышение наблюдаемых величин $foF2$ (7 МГц и выше) над медианой (5.5 МГц) было еще сильнее и длилось дольше.

Mosna et al. [2020] подчеркивают, что характер изменения $foF2$ был очень близок к характеру изменений ТЕС по наблюдениям на сети трасс в северной части России во время этой же бури. Поскольку широта ст. Pruhonice равна 50° N, а указанные измерения ТЕС проводились в широтном интервале 57° – 67° N, очевидно, что обнаруженные изменения $foF2$ и ТЕС в предбуриевые дни рассмотренной бури охватывали большую территорию. Это является еще одним аргументом против метеорологической природы этих явлений.

В работе Chernigovskaya et al. [2021] рассмотрена реакция ионосферы на две очень сильных магнитных бури. Проанализированы измерения на цепочке станций ВЗ, расположенных на близких широтах, но сильно разнесенных по долготе.

Работа направлена на выяснение долготных эффектов поведения слоя $F2$ во время главной и восстановительной фаз магнитной бури, поэтому предбуриевые дни не рассматриваются. Однако на рисунках приводятся данные как для двух предбуриевых дней (15 и 16 марта 2015 г.) так и для 8 дней после начала бури (до 25 марта). Это позволяет провести оценки отклонений $foF2$ в предбуриевые дни, сравнивая их с 25 марта, когда с большой вероятностью восстановительная фаза бури уже закончилась, и этот день можно считать спокойным в геомагнитном отношении. Так, на рис. 5 в рассматриваемой статье ясно видно, что в долготном интервале 120° – 160° как 15, так и 16 марта есть периоды времени, в течение которых $foF2$ превосходит 10 МГц, тогда как в эти же периоды 25 марта величины $foF2$ составляют 7–8 МГц. Такая же картина наблюдается для ТЕС в долготном интервале 140° – 160° : в первой половине 15 и 16 марта величины ТЕС составляют 24–26 TECU, а в первой половине 25 марта – 18–20 TECU. Из рис. 3 в рассматриваемой работе следует, что дни 15 и 16 марта были абсолютно магнитно спокойными: Dst - и Ap -индексы были близки к нулю, а Kp -индекс не превышал 3+.

Еще более убедительная картина видна на рис. 6. Во всем рассмотренном долготном интервале 0° – 160° в течение ~ 35 ч перед SO магнитной бури в 18 UT 22 июня 2015 г. величины ТЕС много больше, чем 30 июня–2 июля (эти дни можно условно принять в качестве спокойных). Рисунок 3 показывает, что предбуриевые дни 20 и 21 июня были магнитно спокойными.

Swarnalingam et al. [2021] провели детальный анализ поведения ионосферы во время четырех магнитных бурь в июне и июле 2012 г., декабре и марте 2015 г. Анализировался очень большой материал спутниковых и наземных измерений ТЕС

и Ne . Работа была направлена на выявление разницы в реакции ионосферы на магнитные бури в разные сезоны в северном и южном полушариях. Поскольку в статье подробно представлены данные измерений ТЕС и Ne в течение предбуриевых дней и нескольких дней после начала бури, приведенные материалы позволяют сделать некоторые выводы, относящиеся к обсуждаемой в данной статье проблеме.

На верхней панели рис. 4 в указанной статье приведены измеренные абсолютные величины ТЕС в течение трех предбуриевых дней и 6 дней после начала бури 14 июля 2012 г. Хорошо видно, что в течение предбуриевых дней в широтном поясе $\pm(30$ – $40)^\circ$ имеются три интервала времени, когда величина ТЕС составляет 10 TECU (единица измерения ТЕС) и более. В работе не приводятся данные измерений для магнитно спокойных дней, но на шестой день после SO, когда, судя по приведенным на этом же рисунке данным магнитных измерений, восстановительная фаза бури уже давно закончилась, величина ТЕС не превышает 6–7 TECU. Отметим очень важное обстоятельство – в работе приводится изменение в течение анализируемых дней нескольких индексов, характеризующих магнитную активность, и согласно всем этим индексам предбуриевые дни были абсолютно спокойными.

Аналогичная картина наблюдается и для бури 16 июня 2021 г. (рис. 8 в рассматриваемой статье). Здесь величины ТЕС много раз за три предбуриевых дня (абсолютно спокойные согласно многим магнитным индексам) поднимаются значительно выше 10 TECU, тогда как, начиная с третьего дня после SO, величина ТЕС не превышает 4–6 TECU.

Эффект возрастания электронной концентрации в предбуриевый день бури 14 июля 2015 г. можно видеть и на высотных профилях Ne на широте 60° N (верхняя панель рис. 6 указанной статьи). На высотах слоя $F2$ в течение 18 часов до SO величины Ne составляют $(4$ – $5) \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, тогда как, начиная со второго дня после SO, величина Ne на этих высотах равна $(2$ – $3) \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Обратим внимание на то, что обе рассмотренные бури летние.

Работы Joshua et al. [2021a, b] посвящены исследованию именно предбуриевых эффектов (pre-magnetic storm signatures, PMS). Авторы проанализировали критические частоты слоя $F2$, $foF2$, измеренные на 12 ионосферных станциях, расположенных в широком диапазоне широт и долгот. Были рассмотрены 17 магнитных бурь 2010–2012 гг. Использовался обычный метод пересчета $foF2$ в $NmF2$ и вычисления возмущенных величин $\Delta NmF2$ путем сравнения наблюдаемых в предбуриевые дни значений со значениями в магнитно спокойные дни. При этом в качестве PMS рассматривались только события с $\Delta NmF2$, превышающими по абсолютной величине 44%. Чтобы

избежать влияния предшествующих магнитных возмущений, рассматривалось поведение нескольких магнитных индексов в течение 6 предыдущих дней.

Основные выводы Joshua et al. [2021a] состоят в том, что

1. PMS наблюдаются при спокойном кольцевом токе ($Dst > -25$ нТл).
2. PMS наблюдаются при умеренной авроральной активности ($AE > 100$).
3. PMS наблюдаются при слабой геомагнитной активности ($Ap < 7$; $Kp < 3$).
4. В среднем на экваториальных и низкоширотных станциях отклонения $NmF2$ от спокойных условий сильнее, чем на среднеширотных.

Главный для обсуждаемой в данной работе проблемы результат Joshua et al. [2021a] состоит в том, что явления PMS в ионосфере не являются результатом более ранних геомагнитных бурь, а являются независимыми событиями, которые прокладывают дорогу (pave way) последующей геомагнитной буре.

Joshua et al. [2021a, b] обнаружили, что явления PMS часто наблюдаются при южной компоненте межпланетного магнитного поля и иногда при умеренной авроральной активности. Это, по их мнению, может указывать на то, что эти явления (хотя они и наблюдаются в спокойные в магнитном отношении дни) могут быть связаны с давлением солнечного ветра. А вот метеорологический источник PMS по мнению Joshua et al. [2021a] маловероятен, хотя и не может быть исключен полностью.

Возвращаясь к проблеме PMS как предвестников, Joshua et al. [2021a] высказывают предположение, что комбинация изменений нескольких параметров солнечного ветра, ММП и магнитосферы может приводить к ситуации, когда магнитная буря еще не наступила, а определенные изменения в ионосфере уже наблюдаются, предвещающая магнитную бурю. Авторы полагают, что “PMS, если их правильно понять, весьма вероятно могут служить как указатель (pointer) появления магнитной бури”. Авторы подчеркивают важность этой проблемы с учетом важности предсказания явлений космической погоды и, прежде всего, магнитных бурь.

Возражая выводам Mikhailov and Perrone [2009; 2020], которые объясняют предбуревые эффекты Q-возмущениями, Joshua et al. [2021a] заявляют: “очевидно, что после каждого PMS геомагнитная буря начинается либо немедленно, либо в пределах 24–48 ч”. Понятно, что в случае Q-возмущений это не так.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидно, что проблема поведения параметров ионосферы ($foF2$, $hmF2$, TEC) в дни, предшествующие магнитной буре, представляет большой интерес из-за предполагаемой возможности использовать это поведение для прогнозирования наступления и/или характеристик этой бури.

Имеется большое количество публикаций, посвященных анализу отклонений параметров слоя $F2$ (главным образом $foF2$) и полного содержания электронов TEC в течение двух-трех дней, предшествующих магнитной буре. Подробный анализ этих публикаций был выполнен в обзорных работах Данилова и Константиновой [2019] и Danilov and Konstantinova [2019]. Было показано, что наблюдения различными методами, в разных регионах, для различных бурь, выполненные различными группами исследователей, приводят к одному и тому же выводу: в предбуревые дни наблюдаются существенные отклонения параметров слоя $F2$ и верхней ионосферы от их значений в магнитно спокойные дни. Некоторые авторы высказывают предположение, что указанные отклонения могут рассматриваться как предвестники предстоящей магнитной бури.

Альтернативой концепции предвестников является концепция Q-возмущений, сформулированная и развитая в работах Mikhailov and Perrone [2009, 2020]. Согласно этой концепции, указанные выше возмущения представляют собой проявления ионосферных возмущений, которые время от времени наблюдаются в магнитно спокойных условиях и могут случайным образом попадать и на предбуревые дни, хотя к предстоящей буре никакого отношения не имеют.

Выше подробно рассмотрены указанная концепция Q-возмущений и результаты детального анализа предбуревых эффектов по данным наблюдений нескольких сот бурь на станциях Slough и Juliusruh в серии публикаций Данилова и Константиновой. Основным аргументом против этой концепции является тот факт, что наблюдаются хорошо выраженные и статистически значимые зависимости характеристик отклонений $foF2$ в предбуревой период от параметров предстоящей магнитной бури. Очевидно, что для Q-возмущений такой зависимости быть не может.

Рассмотрены также несколько недавних работ по анализу поведения ионосферы во время магнитных бурь. Показано, что в этих работах можно найти новые примеры значительных возмущений $foF2$ и TEC в предбуревые дни, а также прямые указания на то, что эти возмущения связаны с предстоящей магнитной бурей.

Основным заключением данной работы является то, что на взгляд автора возмущения ионосферных параметров в предбуревой период несомненно связаны с последующей магнитной бурей,

т.е. являются ее предвестниками. Очень вероятно, что их можно будет использовать для прогнозирования наступления и характеристик предстоящей магнитной бури. Поэтому дальнейшее изучение этой проблемы представляется очень важным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Благовещенский Д.В., Калишин А.С. Механизм возрастания критической частоты ионосферы до начала суббури // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 3. С. 213–223. 2009.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 1. Обзор проблемы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 594–606. 2019.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 2. Анализ данных ст. Slough // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 329–336. 2020а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F2 перед магнитными бурями. 1. Сезонные вариации // Гелиогеофизические исследования. Вып. 28. С. 13–12. 2020б.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F2 перед магнитными бурями. 2. Зависимость от времени до начала бури // Гелиогеофизические исследования. Вып. 28. С. 13–21. 2020в.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F2 перед магнитными бурями. 3. Зависимость от интенсивности бури // Гелиогеофизические исследования. Вып. 29. С. 24–29. 2021а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F2 перед магнитными бурями. 4. Зависимость от солнечной активности // Гелиогеофизические исследования. Вып. 30. С. 3–8. 2021б.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F2 перед магнитными бурями. 5. Зависимость от местного времени начала бури // Гелиогеофизические исследования. Вып. 30. С. 15–21. 2021в.
- Данилов А.Д., Морозова Л.Д., Мирмович Э.Г. О возможной природе положительной фазы ионосферных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 25. № 5. С. 768–772. 1985.
- Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 3. Анализ данных ст. Juliusruh // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 3. С. 341–348. 2021.
- Blagoveshchensky D.V., Sergeeva M.A., Kozlovsky A. Ionospheric parameters as the precursors of disturbed geomagnetic conditions // Adv. Space Res. V. 60. № 11. P. 2437–2451. 2017.
- Buresova D., Laštovička J. Pre-storm enhancements of foF2 above Europe // Adv. Space Res. V. 39. P. 1298–1303. 2007.
- Buresova D., Laštovička J. Pre-storm electron density enhancements at middle latitudes // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 70. 2008.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.01.014>
- Chernigovskaya M.A., Shpynev B.G., Yasyukevich A.S. et al. Longitudinal variations of geomagnetic and ionospheric parameters in the Northern Hemisphere during magnetic storms according to multi-instrument observations // Adv. Space Res. V. 67. № 2. P. 772–776. 2021.
- Danilov A.D., Belik L.D. Thermospheric composition and the positive phase of an ionospheric storm // Adv. Space Res. V. 12. N 10. P. 257–260. 1992.
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Behavior of the ionospheric F region prior to geomagnetic storms // Adv. Space Res. V. 64. P. 1375–1387. 2019.
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Behavior of foF2 prior to geomagnetic storms according to Slough and Juliusruh data // Adv. Space Res. V. 67. № 12. P. 4066–4077. 2021.
- Joshua B.W., Adeniyi J.O., Amory-Mazaudier C., Adebisi S.J. On the pre-magnetic storm signatures in NmF2 in some equatorial, low and mid-latitude stations // J. Geophys. Res.—Space. V. 126. № 8. P. 137–146. 2021a.
- Joshua B.W., Adeniyi J.O., Olawepo A.O. et al. Latitudinal dependence of ionospheric responses to some geomagnetic storms during low solar activity // Geomagn. Aeron. V. 61. № 3. P. 418–437. 2021b.
- Kane R.P. Storm-time variations of F2 // Ann. Geophysicae. V. 29. № 1. P. 25–42. 1973a.
- Kane R.P. Global evolution of F2-region storms // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. P. 1953–1966. 1973b.
- Kane R.P. Global evolution of the ionospheric electron content during some geomagnetic storms // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. P. 601–611. 1975.
- Mikhailov A.V., Perrone L. Pre-storm NmF2 enhancements at middle latitudes: Delusion or reality? // Ann. Geophysicae. V. 27. № 3. P. 1321–1330. 2009.
- Mikhailov A.V., Perrone L. Pre-storm F2-layer Q-disturbances at middle latitudes: Do they exist? // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105473>
- Mikhailov A.V., Depueva A.Kh., Leschinskaya T.Yu. Morphology of quiet time F2-layer disturbances: High and lower latitudes // Int. J. Geomag. Aeron. V. 5. P. 1–14. GI1006. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003GI000058>
- Mosna Z., Kouba D., Knizova P.K. et al. Ionospheric storm of September 2017 observed at ionospheric station Pruhonice, the Czech Republic // Adv. Space Res. V. 65. P. 115–128. 2020.
- Swarnalingam N., Wu D.L., Gopalswamy N. Inter-hemispherical Asymmetries in Ionospheric Electron Density Responses During Geomagnetic Storms – A Study Using Space and Ground Based GNSS-TEC and GNSS-RO Measurements // J. Geophys. Res.—Space. V. 126. P. 137–145. 2021.

УДК 550.388.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗОНЫ ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В СУБАВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЕ В ГЛОБАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ

© 2022 г. И. А. Голиков^{1, *}, А. Ю. Гололобов^{1, 2, **},
Д. Г. Баишев^{1, ***}, Г. А. Макаров^{1, ****}

¹Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера
Сибирского отделения Российской академии наук (ИКФИА СО РАН), г. Якутск, Россия
²Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова (СВФУ), г. Якутск, Россия

*e-mail: golart87@gmail.com

**e-mail: gia2008n@mail.ru

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

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

Поступила в редакцию 07.07.2021 г.

После доработки 04.09.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

В работе предпринята попытка определить в глобальном масштабе зону повышения температуры электронов (T_e) в субавроральной ионосфере во время магнитных бурь, сочетая данные измерений T_e и изображения устойчивых субавроральных красных дуг (красных дуг) – SAR (Stable Auroral Red) дуг, полученных на спутниках. Для этого использованы данные серии спутников DMSP и CHAMP по регистрации температуры электронов (T_e) и спутника POLAR по наблюдениям красных дуг. Показано, что за период проявления красных дуг при использовании результатов измерений T_e можно за сравнительно короткое время в период фазы восстановления геомагнитной бури определить зону повышения T_e в координатах географической широта – местное время и выявить зависимость ее параметров от мирового времени (UT – контроль).

DOI: 10.31857/S0016794022010084

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [Голиков и др., 2019; Golikov et al., 2020] на основе сопоставления результатов численного моделирования и спутниковых данных показано, что существует зависимость зоны повышения температуры T_e , формирующейся в субавроральной ионосфере от мирового времени (UT-контроль), обусловленная несовпадением географического и геомагнитного полюсов. Расчеты были проведены с помощью трехмерной модели высокоширотной ионосферы, построенной на основе уравнений магнитной гидродинамики в переменных Эйлера, при задании нисходящего потока тепла в предположении, что основной причиной повышения T_e является магнитосферный кольцевой ток, возникающий во время магнитных бурь [Kozurga et al., 1997]. В модели учтено несовпадение географического и геомагнитного полюсов. Вместе с тем спутниковые измерения не дают мгновенную пространственно-временную картину распределения T_e в высокоширотной ионосфере, как в случае модельных расчетов. По-

этому для сопоставления были использованы обобщенные результаты измерений T_e , полученные на прецессирующем спутнике Земли CHAMP за длительный период с 2002 по 2009 г. Показано, что в зимних условиях в 04–07 UT в северном полушарии и 16–19 UT в южном полушарии зона повышения T_e может иметь наибольшие параметры, такие, как длина и площадь, и принимать кольцевидную форму. В 16–19 UT в северном полушарии и 04–07 UT в южном полушарии параметры зоны становятся наименьшими, ее форма принимает серповидный вид, а в другие моменты UT – вид неполного кольца.

Устойчивые субавроральные красные дуги (SAR-дуги) являются следствием взаимодействия энергичных ионов кольцевого тока с внешней плазмосферой. Считается, что красные дуги формируются во время магнитных бурь [Kozurga et al., 1997]. Однако, в работах [Khalipov et al., 2018; Shiokawa et al., 2013; Иевенко и др., 2004] показано, что формирование красных дуг также связано с суббурями, а в работе [Oyama et al., 2020] описан случай формирования красной дуги во время

псевдобрейкапа в относительно магнитоспокойное время. Предполагается, что дуги формируются в области перекрытия кольцевого тока с плазмосферой, где тепло, генерируемое частицами кольцевого тока на высотах нескольких радиусов Земли, передается вниз на высоты ионосферы и приводит к повышению электронной температуры, что затем сопровождается эмиссией атомарного кислорода в линии 630.0 нм в виде красной дуги [Kozyra et al., 1997]. Поэтому было бы интересно сопоставить результаты расчетов мгновенного пространственно-временного распределения T_e в субавроральной ионосфере с глобальными проявлениями красных дуг для определения зоны повышения T_e , поскольку в области свечения дуг T_e существенно повышена [Maier et al., 1975].

Цель настоящей работы – определение параметров зоны повышения T_e в субавроральной ионосфере на основе местоположений пиков T_e по данным спутниковых измерений и изображений красных дуг в глобальном масштабе за относительно короткое время.

2. ИЗОБРАЖЕНИЯ КРАСНЫХ ДУГ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ИСЗ POLAR

На борту ИСЗ POLAR была установлена система VIS (Visible Imaging System), состоящая из двух фотометров с высокой и низкой чувствительностями, позволяющими получать изображения эмиссий в линиях N_2^+ 391.4 нм, O 557.7 и 630.0 нм, H 656.3 нм и OII 732.0 нм, а также фотометра, получающего изображение Земли в линиях OI 130.4 и 135.6 нм [Frank et al., 1995]. С учетом того, что наиболее интенсивные красные дуги проявляются во время магнитных бурь, были отобраны дни, когда среднесуточное значение индекса магнитной активности $Dst < -50$ нТл за период с 17 марта 1996 г. по 16 апреля 2008 г., что соответствует периоду наблюдения SAR дуг на ИСЗ POLAR [Frank et al., 1995]. Было выявлено 213 магнитных бурь разной интенсивности и продолжительности. Из них 39 событий – бури с $Dst < -100$ нТл. Вместе с тем число событий, когда наблюдалось свечение в эмиссии 630.0 нм, отождествленных с красными дугами, оказалось всего лишь 10. Это можно объяснить тем, что из двух фотометров чувствительностями 0.8 и 3 кРл, установленных на спутнике, функционировал только второй с низкой чувствительностью. Также были технические причины, которые не позволили получить изображения свечений на длине волны 630.0 нм во время 154 магнитных бурь, в том числе в 32 случаях с $Dst < -100$ нТл. Дополнительно было обнаружено две красные дуги во время магнитных бурь с $Dst > -50$ нТл. Для отождествления красных дуг использовано описание процесса формирования устойчивых красных дуг по изоб-

ражениям, полученным на спутнике DE-1 [Craven et al., 1982]. В статье показано, что красная дуга формируется в начале фазы восстановления суббури в виде узкой полосы свечения на длине волны 630.0 нм, отдаленной от авроральной зоны приблизительно на несколько градусов в сторону экватора. Максимальная интенсивность свечения в дуге составляла 2.1 кРл. Также показано, что красные дуги могут простираться на ночной стороне от вечерней части терминатора до утренней вдоль магнитных широт, опоясывая авроральный овал.

На рисунке 1 представлены в качестве примера типичные изображения красных дуг для отдельных периодов их проявления, полученные на POLAR, и размещенные по датам в том же порядке, как и в табл. 1. Там же показаны соответствующие географические местоположения аврорального овала в линии 130.4 нм в периоды регистрации красных дуг. Видно, что красные дуги различимы в данных фотометра при существенном увеличении размера изображения, поэтому в кадре помещаются фрагменты изображения овала и дуг в ночные часы. Во всех изображениях, как и ожидалось, красные дуги наблюдаются на некотором расстоянии от аврорального овала узкой полосой свечения в линии 630.0 нм и окружают его на ночной стороне. Очевидно, что, чем выше чувствительность фотометра и его пространственный охват, тем большую протяженность дуги можно было бы наблюдать. На рисунке 1 вследствие низкой чувствительности действующего фотометра и фрагментарности изображений трудно выявить зависимость параметров красной дуги, таких как площадь и форма, от мирового времени (UT – контроль), как показано в случае зоны повышения T_e в работе [Golikov et al., 2020].

Красная дуга, обнаруженная на ИСЗ POLAR 27 декабря 2002 г., наблюдалась также и по данным высокочувствительной наземной камеры всего неба на ст. Миллстоун Хилл (42°37' N, 71°28' W). Изображения дуги на длине волны 630.0 нм представлены на рис. 2. Видно, что в отличие от данных ИСЗ POLAR, где дуга наблюдалась только с 04:10 по 04:37 UT, на камере всего неба ст. Миллстоун Хилл она проявляется сравнительно долго, с 02:17 по 07:36 UT. Вероятно, это связано тем, что в интервалах 02:17–04:10 UT и 04:37–07:36 UT интенсивность дуги была недостаточной для регистрации фотометром на ИСЗ POLAR.

На рисунке 3 приведены вариации индексов геомагнитной активности Kp и Dst , относящиеся к периодам наблюдения красных дуг, представленных в табл. 1. Видно, что красные дуги наблюдаются, в основном, во время восстановительной фазы магнитных бурь. В некоторых случаях за период магнитной бури дуга наблюдалась в течение нескольких интервалов времени (27, 28, 29 нояб-

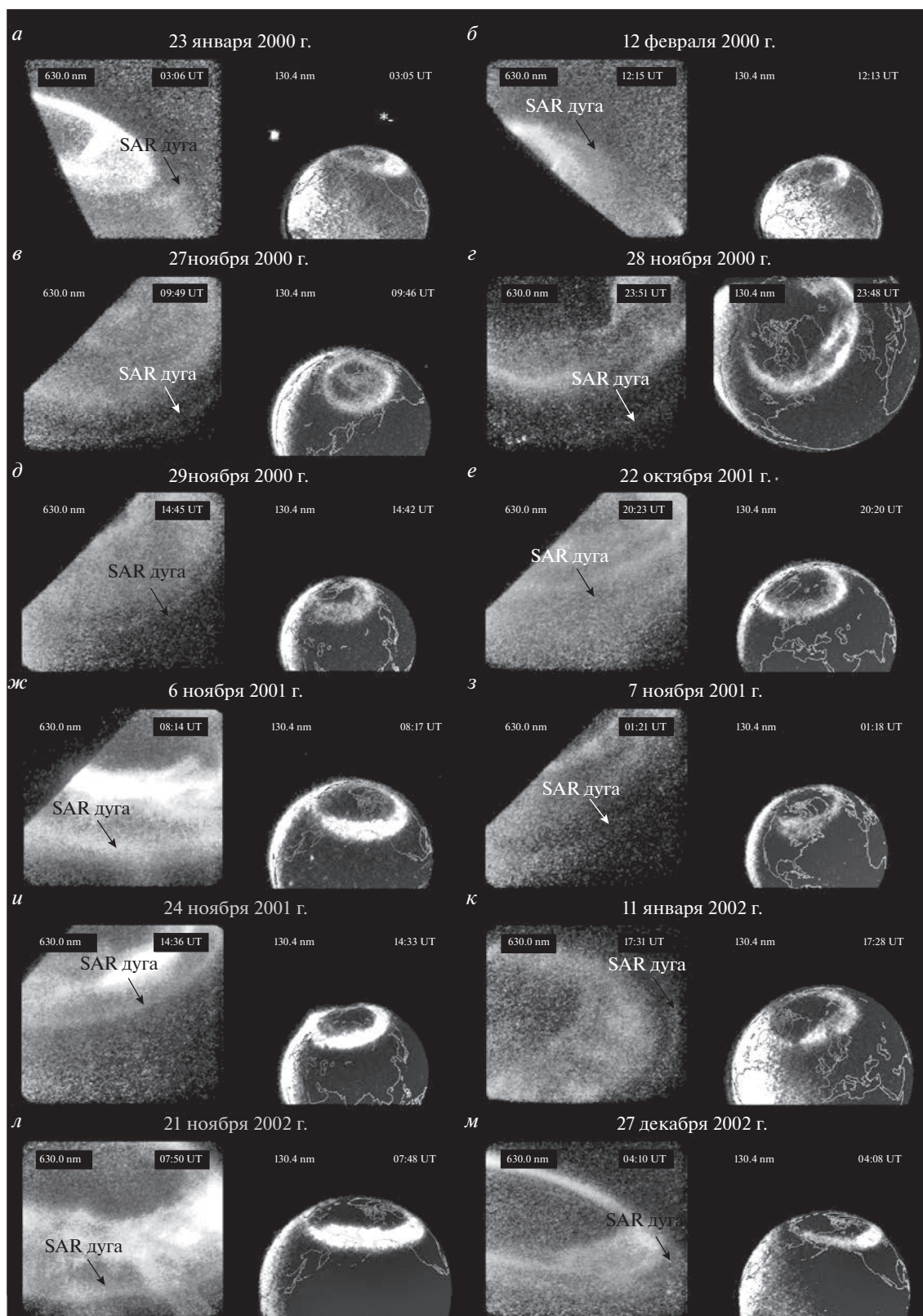


Рис. 1. Изображения красных дуг на 630.0 нм и аврорального овала на 130.4 нм, размещенные по датам в порядке, что и в табл. 1.

Таблица 1. SAR дуги, обнаруженные на ИСЗ POLAR

№	Дата	<i>Dst</i> (нТл)	Период наблюдения SAR дуг на ИСЗ POLAR
	(месяц, число, год)		(UT)
1	Январь, 23, 2000	-64	01:44–04:50
2	Февраль, 12, 2000	-75	09:39–10:10, 12:10–13:07
3	Ноябрь, 27, 2000	-49	08:50–10:04
4	Ноябрь, 28, 2000	-52	23:44–23:51
5	Ноябрь, 29, 2000	-82	14:39–15:00
6	Октябрь, 22, 2001	-150	01:23–01:44, 19:41–20:48
7	Ноябрь, 06, 2001	-202	07:37–09:10
8	Ноябрь, 07, 2001	-110	01:10–01:47
9	Ноябрь, 24, 2001	-123	14:00–16:01
10	Январь, 11, 2002	-42	13:21–13:47, 16:29–18:38
11	Ноябрь, 21, 2002	-76	07:45–08:00
12	Декабрь, 27, 2002	-54	04:10–04:37

ря 2000 г.; 22 октября 2001 г.; 6, 7 ноября 2001 г.). Вероятно, они представляют собой одну дугу, интенсивность излучения которой зависит от времени и ее местоположения в пространстве. Если бы функционировал фотометр с чувствительностью 0.8 кРл, то, возможно, наблюдалась бы одна продолжительная дуга.

3. ДАННЫЕ О ТЕМПЕРАТУРЕ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ИСЗ СНАМР И DMSP

С учетом связи красных дуг с повышением T_e в субавроральной ионосфере и подтверждением в работе [Craven et al., 1982] предположения о том, что дуга может простирается от вечерней части терминатора до утренней на ночной стороне, можно определить зону повышения T_e в период магнитной бур. Для этого обратимся к данным спутников серии Defence Meteorological Satellite Program (DMSP) и Channeling Minisatellite Payload (СНАМР), пролетавших над субавроральной областью ионосферы во время регистрации красных дуг, приведенных на рис. 1, и проводивших измерение T_e вдоль траектории полета.

Спутники серии DMSP имеют почти круговые солнечно-синхронные полярные орбиты с наклоном 98.8° , орбитальной высотой около 830 км и периодом обращения 102 мин проводили измерения n_e и T_e с 2000 по 2002 годы в вечернем ($\sim 17:00$ – $21:00$ LT) и утреннем ($\sim 05:00$ – $09:00$ LT) секторах местного времени [Greenspan et al., 1986; Rich and Hairston, 1994].

Спутник СНАМР, запущенный 15 июля 2000 г. с почти круговой полярной орбитой и наклоном 87.18° , имеет орбитальную высоту 300–500 км и период обращения 94 мин [Reigber et al., 2002].

Отличительной особенностью спутника СНАМР является то, что спутник вследствие прецессии плоскости орбиты со скоростью ~ 1.36 град./сут с течением времени меняет траекторию полета относительно местного времени и может пролетать над всеми временными секторами за 132 сут.

Было найдено 30 случаев регистрации красных дуг во время пролетов спутников DMSP (24 пролетов) и СНАМР (6 пролетов) над субавроральной ионосферой (табл. 2). В периоды регистрации непродолжительных красных дуг 28, 29 ноября 2000 г. и 7 ноября 2001 г. пролеты спутников DMSP и СНАМР отсутствовали. Видно, что во время проявления красной дуги в субавроральной ионосфере, в большинстве случаев, наблюдаются повышение T_e и провал концентрации электронов (n_e). В последних двух столбцах приведены средние ширины зоны повышения T_e по широте и долготе, определенные по данным спутниковых измерений в периоды проявления красных дуг.

На рисунках 4–7 в качестве примеров показаны полярные проекции изображений, полученные фотометром на длине волны 130.4 нм, а также данные спутниковых измерений T_e и n_e для разных моментов UT. Сплошными линиями показаны траектории спутников. Кружки на траекториях – положения пиков повышения T_e . Штриховая линия – положение терминатора при зенитном угле $\chi = 90^\circ$. Полдень находится наверху. Область свечения красной дуги показана затененной полусферой, которая получена путем проекции изображения на длине волны 630.0 нм на уровень высоты 400 км (а) по методу (https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/Polar_VIS_docs/Coordinate_Calculation.txt). Штрихпунктирной линией показана граница пространственного охвата фотометра на длине

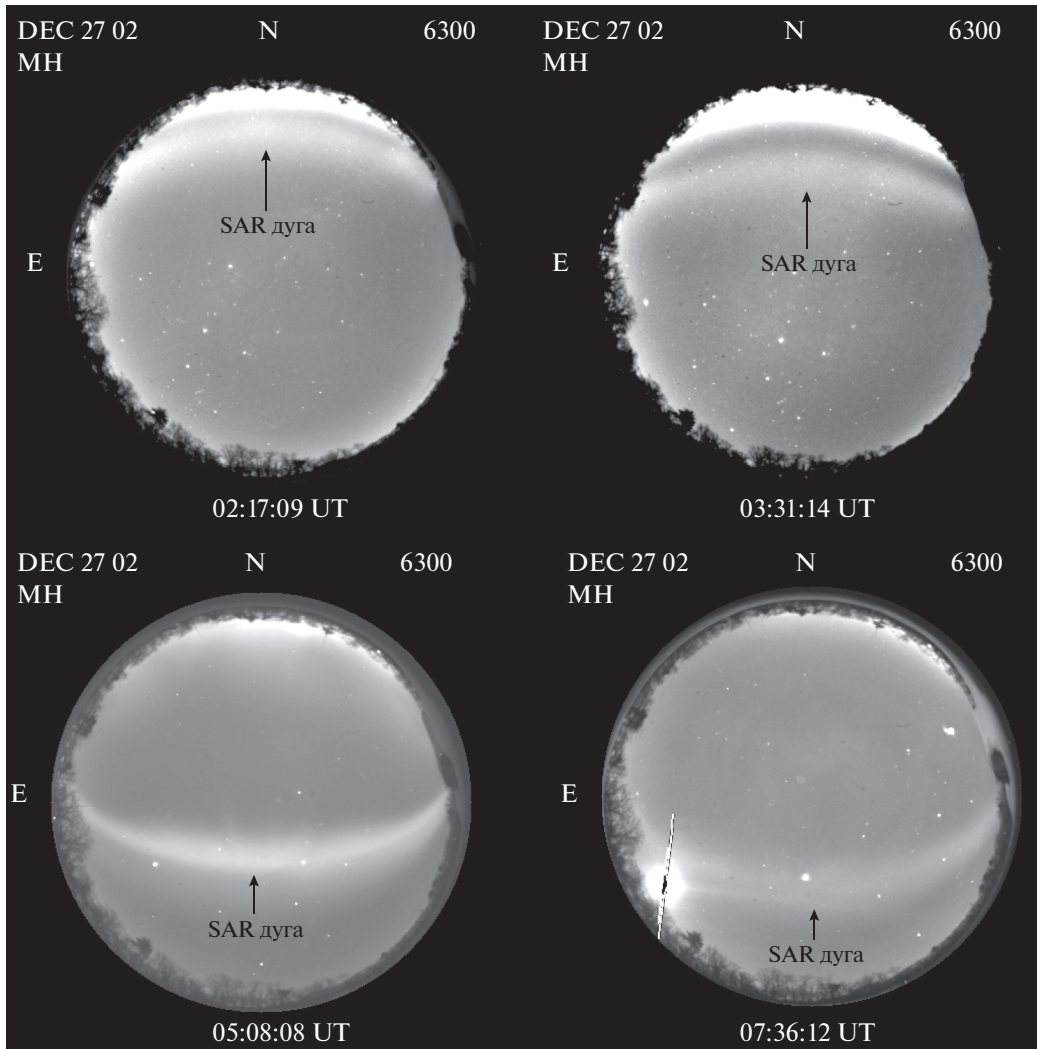


Рис. 2. Изображения красной дуги на длине волны 630.0 нм по данным высокочувствительной камеры всего неба на ст. Миллстоун Хилл 27 декабря 2002 г.

волны 630.0 нм для данного момента UT. Зона повышения T_e , определенная на основе местоположения пиков T_e с учетом ее средней ширины и проекции красной дуги, заштрихована.

На рисунке 4а представлена полярная проекция изображения, полученная фотометром на ИСЗ POLAR 23 января 2000 г. в 03:08 UT. Видно, что изображение утреннего сектора отсутствует, поскольку спутник в это время находился в вечернем секторе (рис. 1а). Экваториальное авроральное овала в полуночном секторе показана только ночная часть красной дуги, попавшая в зону обзора фотометра в данный момент времени UT (рис. 1). Во время наблюдения красной дуги в интервале 01:44–04:50 UT спутники DMSP пересекали субавроральную ионосферу 9 раз в полуночном и вечернем секторах местного времени (рис. 4б–4ж). Как видно, в субавроральной ионо-

сфере повышения T_e регистрируются в области главного ионосферного провала (ГИП), т.е. в районе проекции плазмопаузы на ионосферные высоты [Taylor and Walsh, 1972; Котова, 2007]. По положению пиков T_e и красной дуги, и с учетом того, что ее формирование обусловлено повышением T_e , можно полагать, что зона повышения T_e здесь имеет форму полукольца, протяженностью почти от полудня до полуночи через вечерний сектор. К сожалению, в послеполуночные часы пролетов спутников не было.

27 ноября 2000 г. красная дуга наблюдалась в интервале 09:39–10:10 UT и 12:10–13:07 UT. На рис. 5а показана полярная проекция изображения, полученная фотометром на ИСЗ POLAR на длине волны 130.4 нм в момент 09:50 UT. В полярной области хорошо виден авроральный овал. Красная дуга здесь также наблюдается в предпо-

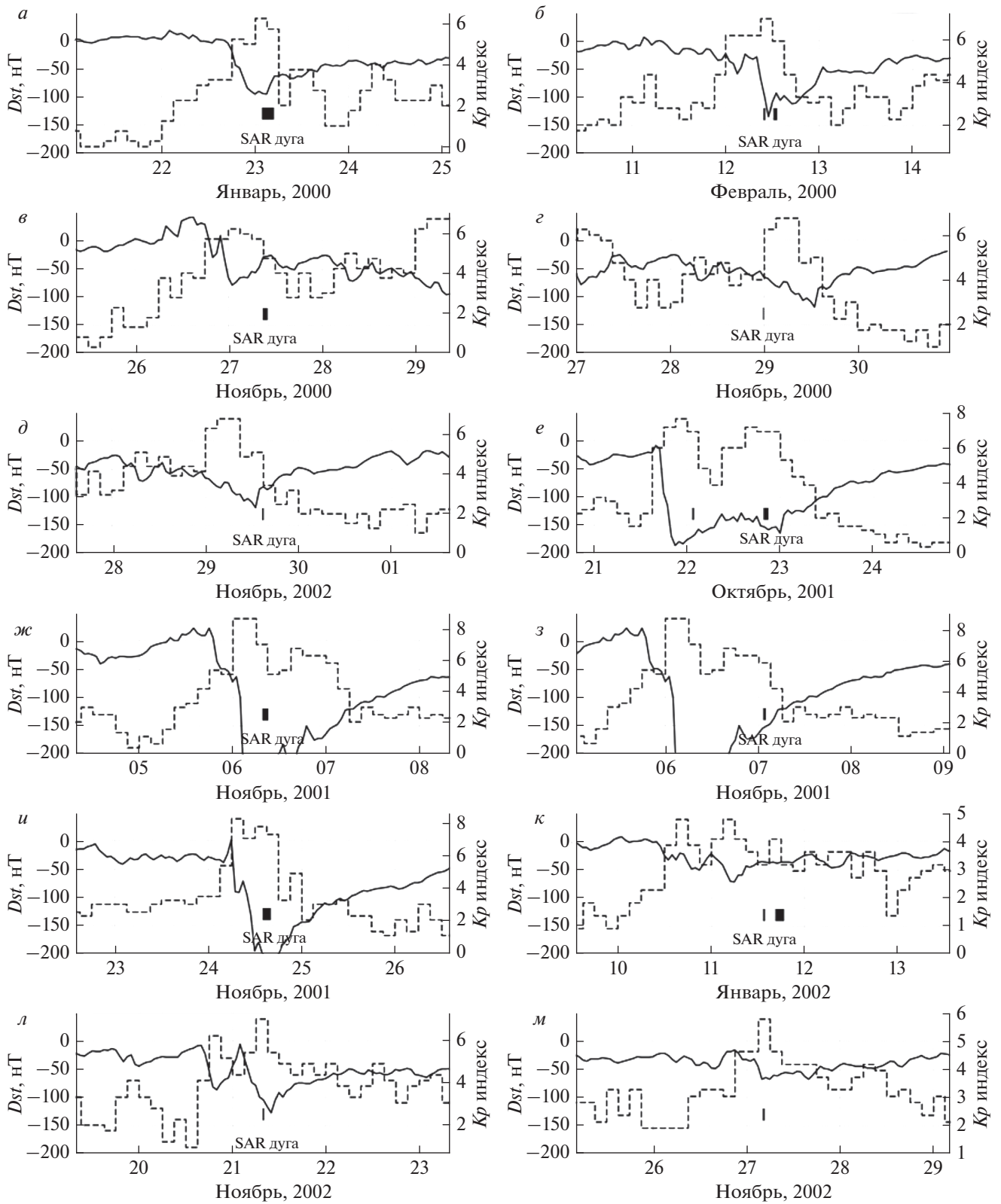


Рис. 3. Вариации индексов геомагнитной активности K_p (штриховые кривые) и Dst (сплошные кривые) в периоды проявления красных дуг.

Таблица 2. Пролеты спутников DMSP и CHAMP над субавроральной ионосферой во время регистрации красных дуг

№ пролета	Спутник	Дата (месяц, число, год)	Время пролета	Повышение T_e	Провал n_e	Средняя ширина зоны повышения T_e (в град.) по	
						широте	долготе
1	DMSP F11	Январь, 23, 2000	01:36–02:06	+	+	6.55	2.75
2	DMSP F11		03:18–03:48	+	+		
3	DMSP F12		02:32–03:02	+	+		
4	DMSP F13		01:50–02:20	+	+		
5	DMSP F13		03:32–04:02	+	+		
6	DMSP F14		02:03–02:33	+	+		
7	DMSP F14		03:45–04:16	+	Нет данных		
8	DMSP F15		02:20–02:50	+	+		
9	DMSP F15		04:02–04:32	+	+		
10	DMSP F13	Ноябрь, 06, 2001	07:30–08:00	Нет данных	+	13.4	5.08
11	CHAMP		07:53–08:23	+	+		
12	DMSP F13	Ноябрь, 24, 2001	15:18–15:48	Нет данных	+	7.78	2.23
13	CHAMP		14:40–15:10	+	+		
14	DMSP F13	Январь, 11, 2002	13:00–13:30	+	+	5.36	3.09
15	DMSP F13		16:24–16:54	+	+		
16	DMSP F14		17:27–17:57	+	+		
17	CHAMP		16:48–17:18	+	+		
18	DMSP F15	Декабрь, 27, 2002	03:56–04:26	+	+	4.34	1.67
19	CHAMP		03:38–04:04	+	+		
20	DMSP F15	Февраль, 12, 2000	09:37–10:07	+	+	3.85	0.45
21	DMSP F13		09:32–10:02	+	+		
22	DMSP F13		12:55–13:25	+	+		
23	DMSP F12	Ноябрь, 27, 2000	09:08–09:38	+	–	5.05	3.83
24	DMSP F13		08:38–09:08	+	+		
25	DMSP F14		09:31–10:01	+	–		
26	DMSP F15		09:21–09:51	+	–		
27	DMSP F13	Октябрь, 22, 2001	19:19–19:49	Нет данных	+	6.69	1.83
28	CHAMP		01:48–02:18	+	+		
29	CHAMP		20:27–20:57	+	+		
30	DMSP F15	Ноябрь, 21, 2002	07:56–08:26	Нет данных	–	–	–

луночные часы (затененная полоса). По данным DMSP F12–F15 пики повышения T_e (кружочки) регистрируются в вечернем секторе (рис. 5б–5д). Здесь зона повышения T_e имеет серпообразную форму. Подобная картина также наблюдается и на рис. 6, где представлены данные ИСЗ POLAR, DMSP F13 и CHAMP, полученные 6 ноября 2001 г. В отличие от предыдущего случая здесь ширина аврорального овала больше, дуга располагается на более низких широтах, а зона повышения T_e — шире. Это связано, вероятно, с тем, что 6 ноября

2001 г. была сильная геомагнитная буря ($Dst \sim -202$ нТл).

Иная картина видна 11 января 2002 г., когда красная дуга наблюдалась в интервалах 13:21–13:47 UT и 16:29–18:38 UT. На рис. 7а показана полярная проекция изображения, полученная фотометром на ИСЗ POLAR на длине волны 130.4 нм, а также положение красной дуги, определенное по изображению на длине волны 630.0 нм на высоте 400 км. Видно, что авроральный овал и дуга переместились на дневную сторону, причем

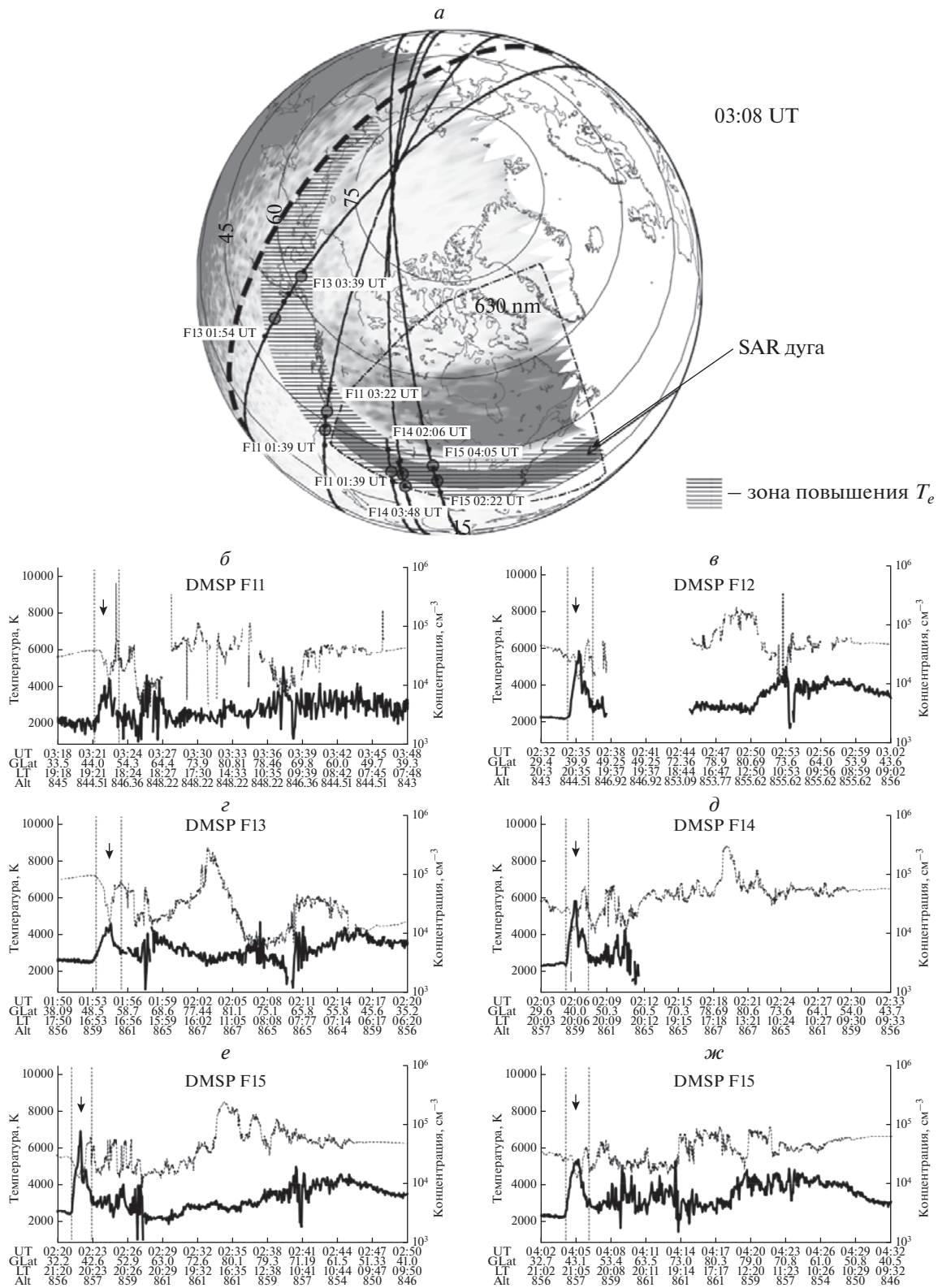


Рис. 4. Полярная проекция изображения эмиссии атомарного кислорода на длине волны 130.4 нм для 03:08 UT (а), данные спутниковых измерений T_e (сплошная кривая) и n_e (пунктирная кривая) для интервала ~01–04 UT (б–ж) 23 января 2000 г.

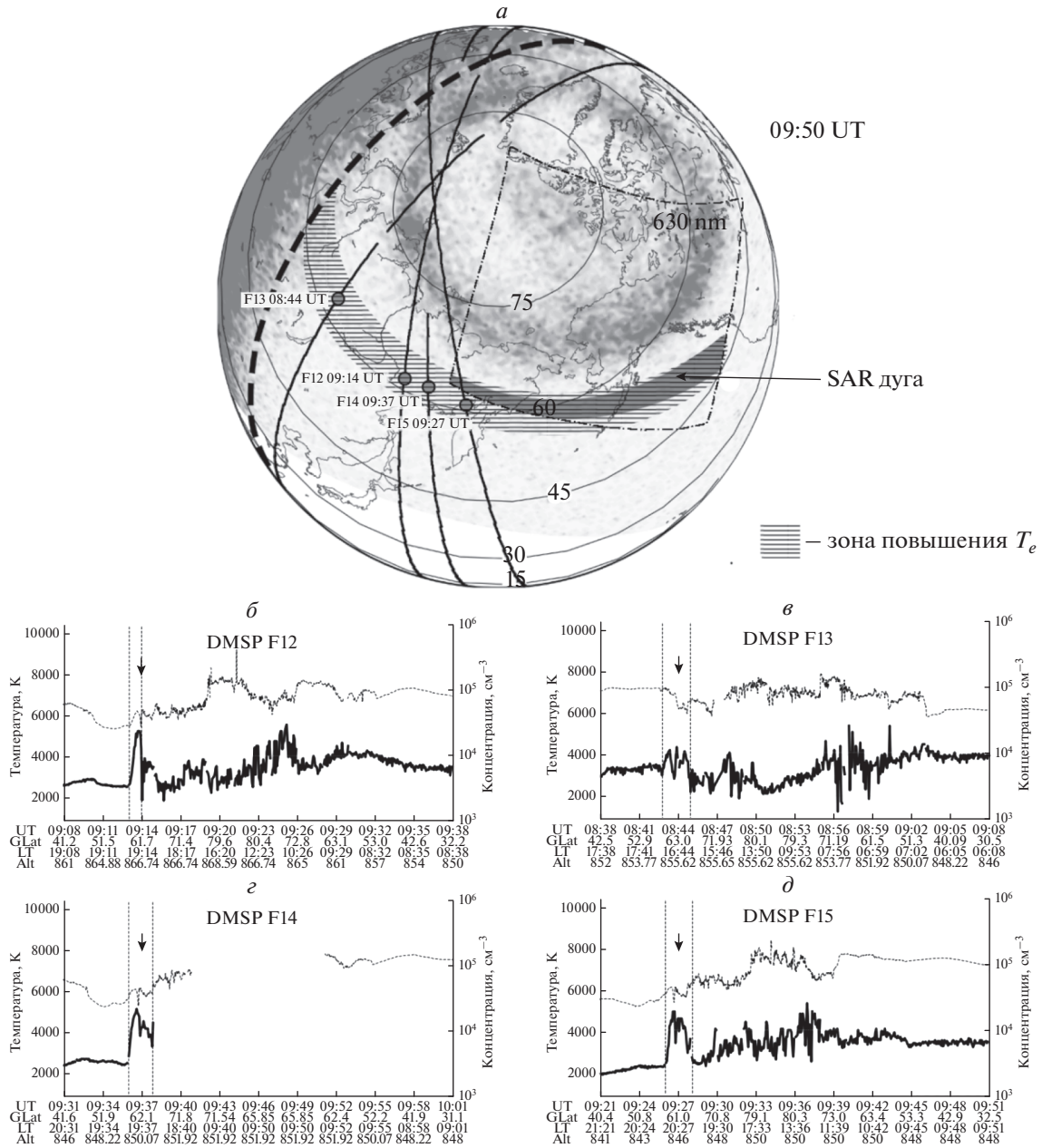


Рис. 5. Полярная проекция изображения эмиссии атомарного кислорода на длине волны 130.4 нм для 09:10 UT (а), данные спутниковых измерений T_e (сплошная кривая) и n_e (пунктирная кривая) для интервала ~08–10 UT (б–д) 27 ноября 2000 г.

оказываются на более высоких широтах в отличие от предыдущих случаев. В период наблюдения красной дуги субарктическую ионосферу пересекали спутники DMSP F13, F14 и CHAMP, которые зарегистрировали повышения T_e в вечерние, предполуденные, околополуденные и утренние часы (рис. 7б–7д), соответственно. Зона повышения T_e здесь может иметь серповидную форму, простирающуюся на ночной стороне от вечерней части терминатора до утренней (рис. 7а).

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ С ДАННЫМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ ЗА ДЛИТЕЛЬНЫЙ ПЕРИОД ВРЕМЕНИ

На рисунке 8 представлено пространственное распределение местоположения пиков T_e (точки) в координатах местное время – географическая широта по данным спутника CHAMP для зимних месяцев (декабрь и январь) 2002–2009 гг. [Golikov et al., 2020]. Геомагнитный полюс показан для 05 и 17 UT, когда он находится в полуденном и полу-

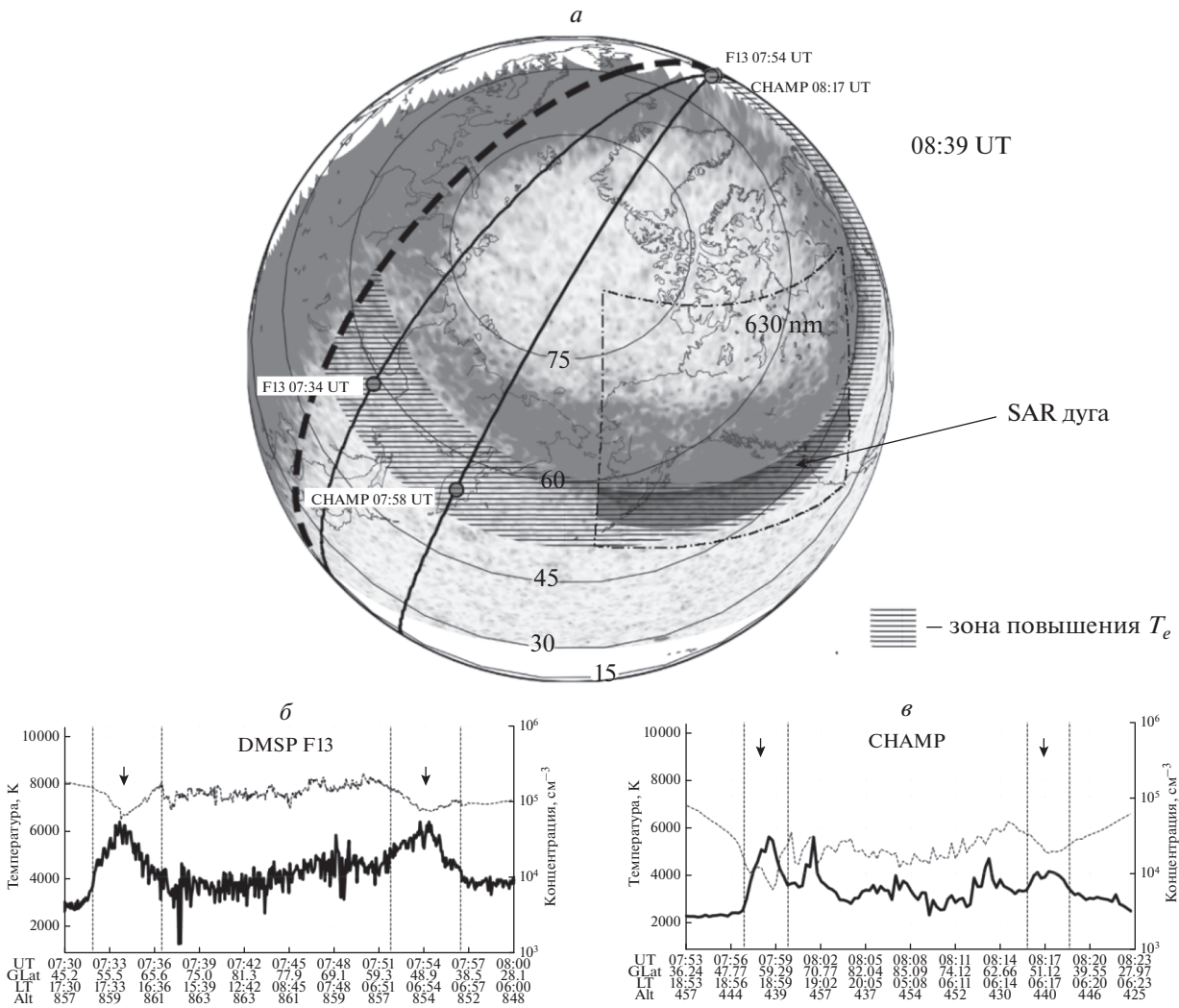


Рис. 6. Полярная проекция изображения эмиссии атомарного кислорода на длине волны 130.4 нм для 08:39 UT (а), данные спутниковых измерений T_e (сплошная кривая) и n_e (пунктирная кривая) для интервала ~06–08 UT (б–в) 6 ноября 2001 г.

денном секторах, соответственно, почти на меридиане “полдень – полночь”. Видно, что в интервале примерно 04–07 UT зона может иметь кольцевидную форму (рис. 8а). В интервале 16–19 UT длина и площадь зоны повышенных значений T_e уменьшаются, а ее форма в ночном секторе принимает вид серпа (рис. 8б). Отметим, что пространственно-временное распределение пиков T_e удалось получить за длительный период, как было сказано выше, благодаря прецессии плоскости орбиты спутника. Так, охват всех секторов местного времени спутником CHAMP достигается за ~132 сут и, соответственно, время определения зоны повышения T_e в данном случае составляет 132 сут и более. В настоящей работе форма зоны повышения T_e может быть определена за сравнительно короткий промежуток времени в период фазы восстановления геомагнитной бури, когда

проявляются красные дуги (до нескольких часов). Проведем сопоставление полученных в настоящей работе результатов с результатами, полученными за длительный период [Golikov et al., 2020].

Время наблюдения красной дуги 23 января 2000 г., представленной на рис. 4, ближе к интервалу 04–07 UT. На рисунке 4а видно, что зона повышения T_e занимает весь вечерний сектор и тянется до восточной границы зоны обзора фотометра, а ее длина больше, чем те, что показаны на рис. 5 и 6. Сопоставляя рис. 4а и 8а, можно предположить, что здесь зоны повышенных значений T_e имеют почти кольцевидную форму. Далее, представленные на рис. 5а и 6а изображения, полученные 27 ноября 2000 г. и 6 ноября 2001 г., близки по времени – 08:39 и 09:50 UT. Видно, что формы зоны повышенных T_e , полученные на основе проекции красных дуг и положения пиков

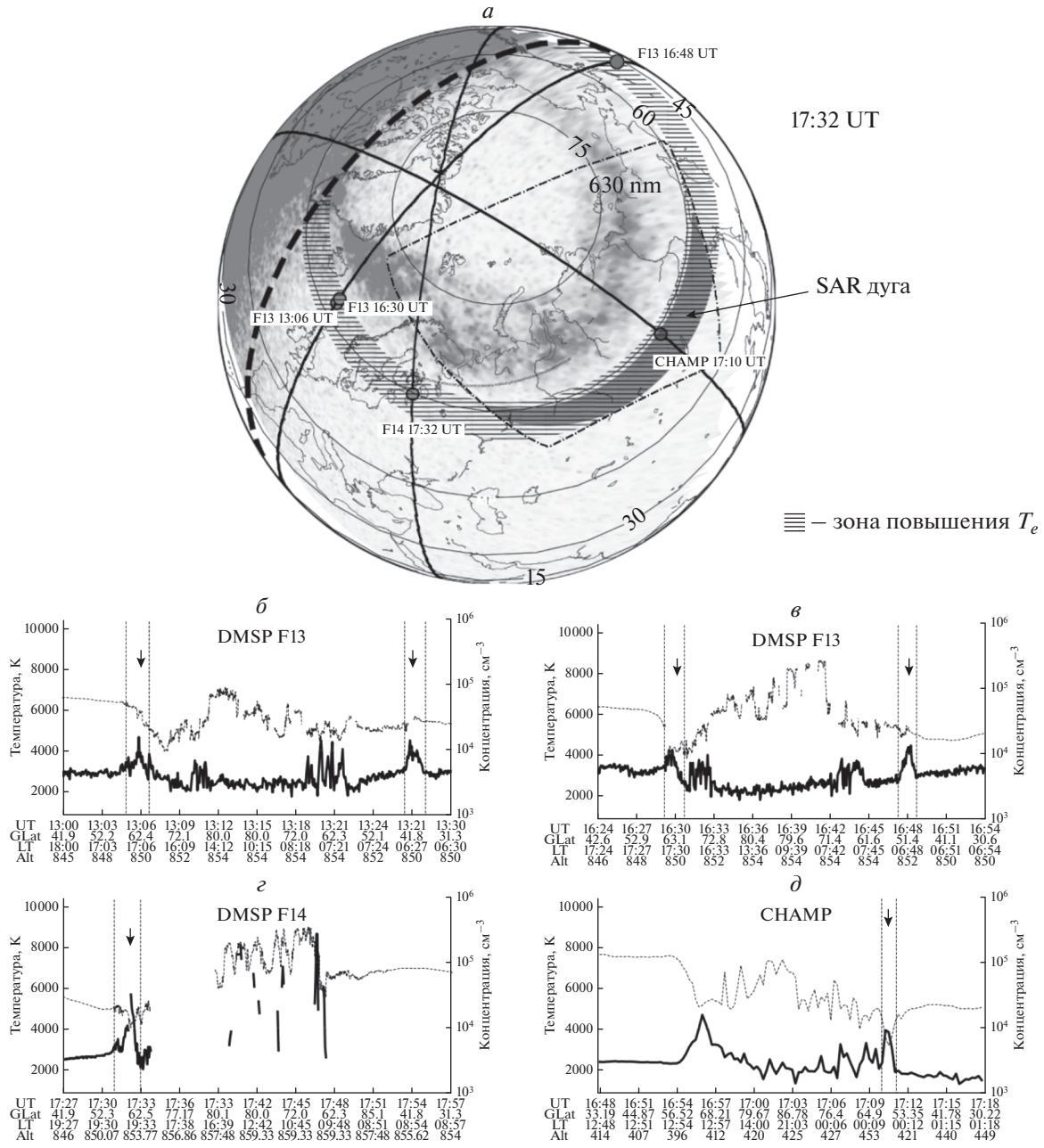


Рис. 7. Полярная проекция изображения эмиссии атомарного кислорода на длине волны 130.4 нм для 17:32 UT (а), данные спутниковых измерений T_e (сплошная кривая) и n_e (пунктирная кривая) для интервала ~13–18 UT (б–д) 11 января 2002 г.

T_e , соответствующую виду неполного кольца, что согласуется с результатами [Golikov et al., 2020]. На рис. 7 представлены данные, полученные 11 января 2002 г., соответствующие интервалу 16–19 UT. Как видно, здесь зона повышения T_e имеет наименьшую длину, а ее форма принимает серпообразный вид, как на рис. 8б, что также согласуется с результатами работы [Golikov et al., 2020].

Таким образом, в настоящей работе показана возможность определения зоны повышенных T_e

за сравнительно короткий промежуток времени благодаря сочетанию измерений T_e на спутниках DMSP, CHAMP и изображений красных дуг, полученных на ИСЗ POLAR. Сопоставление полученных результатов с ранее полученными данными [Golikov et al., 2020] показало их хорошее качественное согласие для рассмотренных моментов UT. Также прослеживается UT – контроль параметров зоны повышения T_e , связанный с несовпадением географического и геомагнитного по-

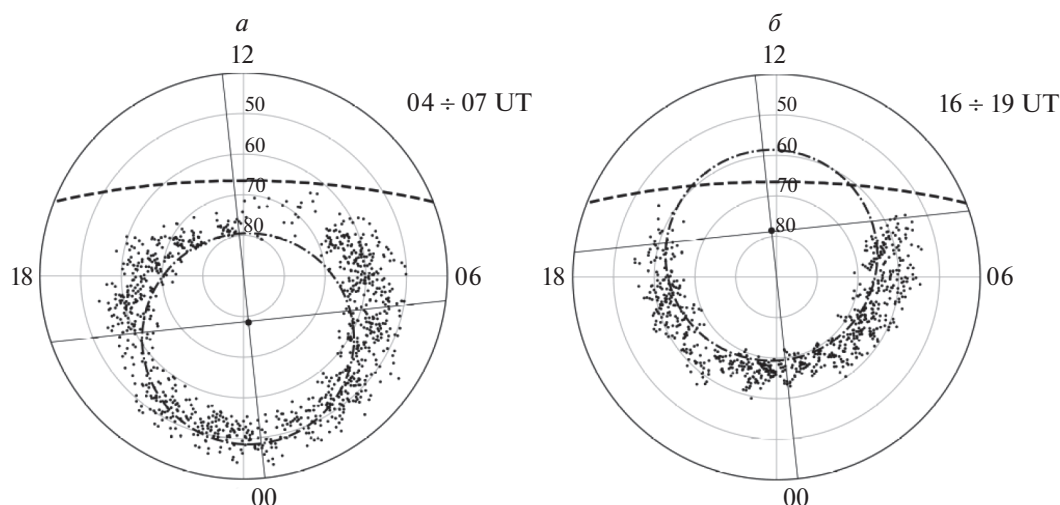


Рис. 8. Пространственное распределение положения пиков T_e в координатах местное время – географическая широта по данным “CHAMP” в интервалах 04–07 UT и 16–19 UT в северном полушарии [Golikov et al., 2020].

люсов. К сожалению, ограниченность пространственного охвата и низкая чувствительность фотометра на ИСЗ POLAR на длине волны 630.0 нм не позволили получить изображение красной дуги в более полном виде.

Как было показано в табл. 2 и на рис. 4–7 по данным измерений спутников DMSP и CHAMP зоны повышения T_e почти во всех случаях совпадают с положением ГИП. Это связано с тем, что зона повышенных T_e формируется под действием нисходящего потока тепла, идущего из области перекрытия плазмосферы и кольцевого тока в периоды магнитных бурь (вблизи плазмопаузы) [Ковалевский, 1982]. Следовательно, по форме зоны повышения T_e в субавроральной ионосфере также можно ориентировочно определить положение плазмопаузы во время магнитных бурь.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных работ по определению зоны повышения T_e в глобальном масштабе можно сделать следующие выводы:

1. Показано, что в период проявления красных дуг во время магнитных бурь при использовании результатов измерения T_e можно за несколько часов определить зону повышения T_e в координатах географическая широта – местное время и выявить зависимость ее параметров от мирового времени. Очевидно, зона повышения T_e будет точнее определяться с повышением чувствительности фотометра для получения изображения красных дуг и увеличением пространственного охвата пролетов спутников по долготе и их числа. Зона повышения T_e позволяет ориентировочно определить положение плазмопаузы во время

магнитных бурь, т.к. значительное повышение T_e в субавроральной ионосфере обусловлено перекрытием развивающегося кольцевого тока и плазмосферы.

2. Сравнение результатов настоящей работы с ранее полученными данными на спутнике CHAMP показало хорошее качественное согласие зон повышения T_e , как по положению, так и по форме, определенных при коротком (несколько часов) и длительном (2002–2009 гг.) периодах времени. Это также подтверждает предположение о том, что основной причиной повышения T_e в субавроральной ионосфере во время магнитных бурь является магнитосферный кольцевой ток, передающий часть выделяемого тепла вдоль силовых линий геомагнитного поля на ионосферные высоты.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Данные по геомагнитным индексам получены в World Data Center C2 for Geomagnetism, Kyoto (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/index.html) и World Data System ICSU (http://www.wdcb.ru/stp/geomag/geomagn_Kp_ap_Ap_ind.ru.html). Экспериментальные данные измерений серии спутников Defence Meteorological Satellite Program (DMSP) и Channeling Minisatellite Payload (CHAMP) получены в CEDAR Madrigal Database (<http://cedar.haystack.mit.edu/>) и GeoForschungZentrum (GFZ) Helmholtz Centre Potsdam (<ftp://anonymous@isdctftp.gfz-potsdam.de/champ/ME/Level2/PLPT/>). Изображения фотометра на ИСЗ Polar и камеры всего неба на ст. Миллстоун Хилл получены в CDAWeb (the Coordinated Data Analysis Web) (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>) и Boston University Imaging Science Laboratory (<http://sirius.bu.edu>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации № АААА-А21-121012000007-4) и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-45-140037 р_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Голиков И.А., Гололобов А.Ю., Попов В.И. Моделирование распределения температуры электронов в области F2 высокоширотной ионосферы для условий зимнего солнцестояния // Солнечно-земная физика. Т. 2. № 4. С. 54–62. 2016.
<https://doi.org/10.12737/19424>
- Голиков И.А., Гололобов А.Ю., Попов В.И., Варламов И.И. Формирование кольцеобразной области повышения температуры электронов в субавроральной ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 2. С. 213–218. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019020081>
- Иевенко И.Б., Алексеев В.Н. Влияние суббури и бури на динамику SAR-дуги. Статистический анализ // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 44. № 5. С. 643–654. 2004.
- Ковалевский И.В. Процессы нагрева холодной геомагнитосферной плазмы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 22. № 3. С. 445–459. 1982.
- Котова Г.А. Плазмосфера Земли. Современное состояние исследований (обзор) // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 4. С. 435–449. 2007.
- Craven J.D., Frank L.A., Ackerson K.L. Global observations of a SAR arc // Geophys. Res. Lett. V. 9. P. 961–964. 1982.
- Frank L.A., Sigwarth J.B., Craven J.D., Cravens J.P., Dolan J.S., Dvorsky M.R., Hardebeck P.K., Harvey J.D., Muller D. The Visible Imaging System (VIS) for the Polar Spacecraft // Space Sci. Rev. 71. 297–328. 1995.
- Golikov I.A., Gololobov A. Yu., Baishev D.G. Universal time control of the parameters of the electron temperature enhancement zone in the winter subauroral ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 211. id. 105458. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105458>
- Greenspan M.E., Andreson P.B., Pelegatti J.M. Characteristics of the thermal plasma monitors (SSIES) for the Defense Meteorological Satellite Program (DMSP) spacecraft S8 through F10, Tech. Rep. AFG:-TR-86-0227, Air Force Geophys. Lab. Hanscom AFB. Mass. 1986.
- Khalipov V.L., Kotova G.A., Stepanov A.E., Ievenko I.B., Panchenko V.A. Formation of red arc in the polarization jet band // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. V. 179. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.08.005>
- Kozyra J.U., Nagy A.F., Slater D.W. High-altitude energy source(s) for stable auroral red arc // Rev. Geophys. V. 35. Is. 2. P. 155–190. 1997.
<https://doi.org/10.1029/96RG03194>
- Maier E.H., Chandra S., Brace L., Hoffman J.H., Shepherd G.G., Whitteker J.H. The SAR arc event observed during the December 1971 magnetic storm // J. Geophys. Res. V. 80. № 34. P. 4591–4597. 1975.
<https://doi.org/10.1029/JA080i034p04591>
- Oyama S., Shinbori A., Ogawa Y. et al. An ephemeral red arc appeared at 68° MLat at a pseudo breakup during geomagnetically quiet conditions // J. Geophys. Res. V. 125. Is. 10. id. e2020JA028468. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028468>
- Reigber C., Lühr H., Schwintzer P. CHAMP mission status // Adv. Space Res. V. 30. P. 129–134. 2002.
- Rich F.J., Hairston M. Large-scale convection patterns observed by DMSP // J. Geophys. Res. V. 99. A3. P. 3827–3844. 1994.
<https://doi.org/10.1029/93JA03296>
- Shiokawa K., Hosokawa K., Sakaguchi L., Leda A., Otsuka Y., Ogawa T., Connors M. The optical mesosphere thermosphere imagers (OMTIs) for network measurements of aurora and airglow, feature perspectives of space plasma and particle instrumentation and international collaborations. AIP Conf. Proc. V. 1144. P. 212–215. 2009.
<https://doi.org/10.1063/1.3169292>
- Taylor H.A. Jr., Walsh W.J. The light-ion trough, the main trough and the plasmopause // J. Geophys. Res. V. 77. № 34. P. 6716–6732. 1972.
<https://doi.org/10.1029/JA077i034p06716>

УДК 551.510.535

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВО ВРЕМЯ СУББУРЬ В СЛОЕ F2

© 2022 г. Н. П. Сергеенко*

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

*e-mail: serg@izmiran.ru

Поступила в редакцию 05.07.2021 г.

После доработки 11.08.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Приведены результаты наблюдений спектральной плотности доплеровского смещения частоты Δfd в периоды бухтообразных возмущений в слое F2 ионосферы. Показано, что в периоды суббурь наблюдаются волновые возмущения с периодами 1–2 ч, причем их интенсивность достигает максимума спустя 1–2 ч после начала суббури, после чего снижается. Проанализированы статистические свойства вариаций доплеровского смещения частоты. Показано, что в качестве вероятностной модели временных рядов $\Delta fd(t)$ как случайного процесса в спокойные периоды может быть использован нормальный закон, а во время суббурь – нормальный закон с уточненной асимметрией и эксцессом функцией плотности вероятности (ряд Эджворта).

DOI: 10.31857/S0016794022010175

1. ВВЕДЕНИЕ

Как показывают оценки, во время генерации интенсивных магнитосферных суббурь передача энергии в ионосферу в виде джоулева тепла и энергии авроральных частиц происходит непрерывно на уровне 3 эрг/см² с, а в отдельные периоды возрастает до 30 эрг/см² с [Акасофу и Чепмен, 1974]. Ионосферные эффекты магнитосферных суббурь, связанные с появлением на высотах ионосферы зональных электрических полей, проявляются в начальной фазе развития суббури. Последующие изменения в распределении электронной концентрации связаны с генерацией и распространением акустико-гравитационных волн за счет резкого нарастания энерговыделения во время суббурь [Chimonas and Hines, 1970; Davis, 1971; Куликов и др., 1980]. Как показал анализ, в слое F2 наблюдаются перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ).

На рис. 1а приведены вариации $\delta f_o F2(t)$ по ст. Москва, определяемые по пятиминутным ионограммам наземного вертикального зондирования во время комплексного эксперимента в период геомагнитного возмущения 24–26.11.1976 г. На рис. 1б приведена запись доплеровского смещения частоты $\Delta fd(t)$ во время этого длиннопериодного волнообразного возмущения. Видно, что на обеих записях наблюдаются квазипериодические колебания с периодами, близкими к 1 ч.

С достаточной надежностью непосредственно по записям определить квазипериод вариаций измеренных ионосферных параметров бывает трудно [Гайворонская и др., 1981]. Поэтому основным методом обработки данных по изучению волнообразных движений в атмосфере стал метод спектрального анализа временных рядов измерений, изложенный в работе [Дженкинс и Ваттс, 1972]. Метод широко используется для анализа волновых ионосферных и атмосферных процессов. Например, в работе [Борчевкина и др., 2016] на основе спектрального анализа показано, что в период солнечного терминатора в атмосфере Земли генерируются волновые структуры с периодами акустико-гравитационных волн (АГВ) и высокочастотных внутренних гравитационных волн (ВГВ), которые распространяются до высот ионосферы.

В работе [Карпов и др., 2011] рассмотрены возможности физической интерпретации глобальных возмущений ионосферы в периоды геомагнитных бурь и после их окончания на основе волн Пуанкаре, возбуждаемых в атмосфере в этих условиях. Для анализа определены спектры вариаций возмущений суточных вариаций полного электронного содержания ТЕС. Показано, что в спектрах вариаций присутствуют гармоники с периодами, соответствующими стоячим планетарным волнам Пуанкаре.

Обычно для изучения ПИВ применяются такие инструменты как, например, ионозонды, до-

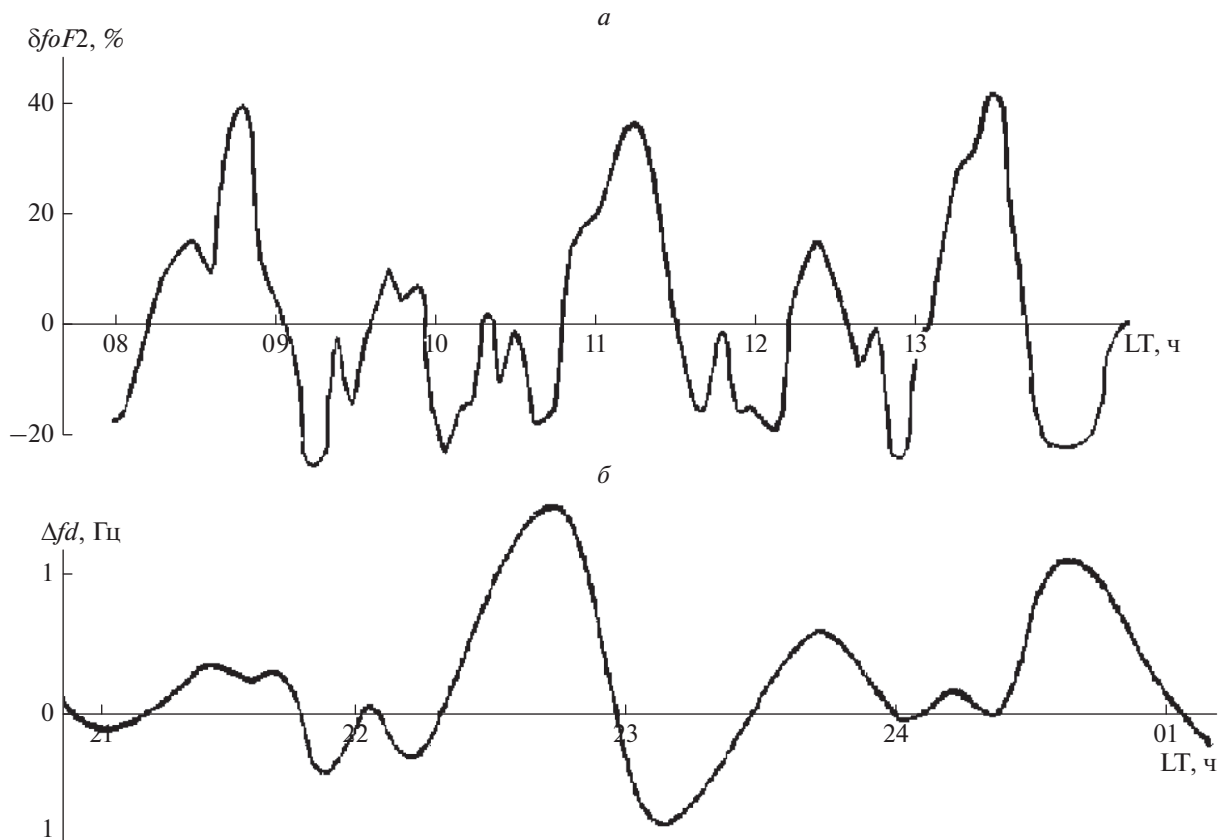


Рис. 1. (а) — вариации $\delta foF2$ по данным учтенных наблюдений вертикального зондирования ст. Москва 12.11.1976 г.; (б) — пример записи доплеровского смещения частоты во время длиннопериодного волнообразного возмущения 12–13.11.1976 г.

плеровские зонды, радары когерентного и некогерентного рассеяния трансionoсферное зондирование с помощью сигналов навигационных спутников. Радары когерентного рассеяния (и в частности сеть радаров SuperDARN), работающие в декаметровом диапазоне радиоволн, являются одними из наиболее удобных средств диагностики ПИВ, так как обеспечивают возможность непрерывного мониторинга больших пространственных областей, как отмечается, например, в работе [Karhunen et al., 2006]. Проявление ПИВ в данных радаров когерентного рассеяния заключается в квазипериодических вариациях мощности, доплеровской скорости, угла прихода и сигнала возвратно-наклонного зондирования ионосферы (<http://superdarn.jhuapl.edu/>).

Информацию для изучения ПИВ также получают из данных трансionoсферного зондирования с помощью глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). В настоящее время в мире функционируют две ГНСС: GPS (США) и ГЛОНАСС (Россия). На различных этапах развертывания находятся еще две системы глобального позиционирования — европейская Galileo и китайская BeiDou (европейское название Com-

pass), а также две региональных системы спутниковой навигации — Индийская IRNSS и Японская QZSS. Полностью введена в строй GPS, на орбите работают 32 спутника GPS. ГЛОНАСС по состоянию на 26.07.2021г. насчитывает 26 спутников (www.glonass-ianc.rsa.ru).

Основной объем информации о состоянии ионосферы Земли поступает от ионосферных станций, использующих традиционный метод вертикального зондирования. Данные вертикального зондирования хорошо отражают регулярную динамику ионосферы. В последние десятилетия с развитием вычислительной техники и применением промышленных модулей в России были разработаны такие цифровые комплексы, как “Авгур” (ФГБУ “ИПГ”), “Парус” (“ИЗМИРАН”), “Циклон” (Казанский государственный университет), “Бизон” (ААНИИ), ТОМИОН (Томский государственный университет). Некоторые из них имеют опцию определения доплеровского смещения частоты.

За рубежом к наиболее простым цифровым ионозондам можно отнести польские комплексы KOS, канадские CADI и новозеландские IPS. Наибольшее распространение получил амери-

канский исследовательский комплекс Digizonde-256, позволяющий производить поляризационные измерения, регистрировать углы прихода и доплеровские сдвиги частоты отраженного сигнала. В настоящее время в среднеширотной области преимущественно над американским континентом создана глобальная ионосферная сеть DISS (Цифровые Ионосферные Зондирующие Системы), работающая в режиме реального времени. Аналогичная сеть функционирует в Японии и включает в себя ионозонды типа 9В.

В России ионосферные обсерватории ИСЗФ СО РАН (Иркутск, Норильск) и ИКФИА СО РАН (Якутск, Жиганск) оснащены новейшими цифровыми ионозондами DPS-4, выпускаемыми Центром атмосферных исследований Лоуэллского университета США (<http://gr.iszf.irk.ru/esceir/dps/DPSckp.htm>). Портативный ионозонд DPS-4 является одним из наиболее современных и распространенных средств радиозондирования ионосферы [Reinisch et al., 2009].

Основные принципы создания современных наземных цифровых ионозондов перенесены на конструирование бортовых устройств. Так, дигизонд 128PS был переработан Университетом в Лоуэлле в блок небольшой мощности, пригодный для использования в космосе. Ионозонд 128S позволяет одновременно измерять амплитуду, фазу, доплеровский эффект, дальность отражения и поляризацию волны.

Метод доплеровского радиозондирования является одним из широко известных методов исследования ионосферы. Преимуществами этого метода являются сравнительная простота и дешевизна аппаратных решений, возможность организации непрерывных наблюдений, высокая чувствительность к малым изменениям частоты и, как следствие этого, высокое временное разрешение.

Первые работы по доплеровским эффектам в ионосфере относятся к 60–70-м гг. XX в. [Намазов и Новиков, 1980; Davies and Baker, 1966; Намазов и др., 1975; Bennet, 1976], где изучалась связь доплеровского сдвига частоты радиосигнала, распространяющегося в ионосфере, с параметрами среды распространения.

В середине 80-х гг. в ИЗМИРАН разрабатывались методики многочастотной доплеровской диагностики возмущенной ионосферы [Ким и Панченко, 1990; Ким и др., 2002; Ким, 1989], в которых была проведена разработка метода многочастотного импульсного доплеровского зондирования искусственных возмущений электронной концентрации. Были созданы и использованы на практике аппаратно-программные комплексы для измерения характеристик мелкомасштабной ионосферной турбулентности. Эти разработки применялись на практике для изучения процес-

сов в ионосфере при нагревании мощным радиоизлучением. В настоящее время доплеровский метод зондирования применяется в ИЗМИРАН для исследования распространения коротких радиоволн [Ким и др., 2002].

Большой вклад в развитие доплеровских методов был сделан Э.Л. Афраймовичем [Афраймович и др., 1972, 1977], в частности, им были разработаны методы доплеровских измерений и проработан целый ряд методических вопросов. Впоследствии в Институте солнечно-земной физики в Иркутске был создан специализированный комплекс доплеровских измерений.

Экспериментальные доплеровские измерения проводились в Сибирском физико-техническом институте в Томске под руководством П.М. Нагорского [Нагорский, 1999]. Исследовались нестационарные процессы и акустические ударные волны в ионосфере, которые являлись следствием запуска космических ракет.

В Нижнем Новгороде совместно с ИЗМИРАН на стенде “Сура” доплеровским методом исследуется влияние мощных радиоволн на ионосферу [Шиндин и др., 2010]. Следует отметить большие усилия, прилагаемые для совершенствования методов зондирования при проведении активных экспериментов на стенде “Сура”.

В Харьковском национальном университете для исследования ионосферы также применяется доплеровское зондирование [Бурмака и др., 2004]. Исследуется поведение доплеровского сдвига при прохождении области солнечного терминатора на закате и восходе, а также во время солнечных затмений.

В Арктическом и антарктическом научно-исследовательском институте в настоящее время проводятся доплеровские исследования высокоширотной ионосферы, а также обрабатываются экспериментальные данные доплеровского зондирования прошлых лет [Благовещенская и др., 1992].

В Казанском (Приволжском) федеральном университете действует доплеровский фазоугломерный комплекс “Спектр” [Бочкарев и др., 2002, 2004, 2005]. Основное направление работы комплекса – исследование ионосферы методом наклонного зондирования и изучение периодических ионосферных процессов. Особенное внимание уделяется процессам с периодом от 1 мин до 60 сут. В Казани проводится значительная работа по автоматизации доплеровских измерений и информационного доступа к ним.

В других странах также многие годы ведутся доплеровские ионосферные исследования различными группами ученых. В Чехии Институтом физики атмосферы АН ЧР развернута мощная система доплеровской диагностики ионосферы [Chum et al., 2009; Krasnov et al., 2011; Sinderelova

et al., 2009]. Комплекс позволяет проводить многочастотную доплеровскую диагностику значительной области ионосферы. Отметим интересные результаты, полученные этим инструментом, касающиеся возмущений в ионосфере во время землетрясения в марте 2011 г. [Krasnov et al., 2011].

В КНР действует доплеровский радар около города Ухань (Wuhan) [Su et al., 2009; Hao et al., 2012; Chen et al., 2007; Hua et al., 2009]. На этом комплексе изучаются ионосферные возмущения, а также ионосферные отклики сейсмических процессов.

Следует отметить японские работы по доплеровским измерениям, посвященным ионосферным возмущениям, связанным с тектонической активностью [Enomoto, 2012]. Такие работы ведутся уже несколько десятков лет.

Традиционно доплеровское зондирование ионосферы развивается в США. Изучаются и анализируются доплеровскими методами эффекты природного и антропогенного характера. Проводятся комплексные эксперименты. Исследуются процессы в ионосфере во время естественных магнитосферных возмущений, ВИБ, ПИВ, SFD (импульсное усиление ультрафиолетового и рентгеновского излучения в моменты солнечных вспышек), в периоды природных явлений, таких как землетрясения, цунами, извержения вулканов и эффекты техногенного характера – запуски ракет, активные эксперименты и др. Работ очень много за разные годы, начиная с 70-х. Приведем несколько работ за последние десятилетия: [Agu et al., 2012; Sutcliffe and Poole, 1989; Lynn et al., 2006, 2008; Azeem, 2021; Collins et al., 2021; Jones et al., 2004; Kazdan et al., 2019].

Таким образом, с 70-х гг. прошлого столетия доплеровский метод является одним из наиболее распространенных методов детектирования возмущений в ионосфере различной природы (фоновые ПИВ, возмущения, генерируемые землетрясениями, грозами, торнадо и другими метеорологическими явлениями, солнечными затмениями, запусками космических аппаратов, взрывами и т.д.). Основу доплеровского метода составляют наблюдения за изменениями частоты радиоволн, излучаемых высокостабильными передатчиками, при отражении их от изменяющейся во времени ионосферы. Метод обладает высокой чувствительностью к малым изменениям частоты ($\Delta f/f \sim 10^{-9}$) и позволяет регистрировать быстро протекающие процессы.

Временные масштабы волновых процессов в ионосфере очень широки: от нескольких минут до нескольких дней и даже месяцев. Для исследования возмущений всех временных масштабов необходимы ряды данных, отвечающие определенным требованиям, необходимо высокое временное разрешение для вычисления спектра ва-

риаций с периодами внутренних гравитационных волн. Именно результаты, полученные доплеровским методом, отвечают этим требованиям, так как метод имеет наилучшую чувствительность для быстрых вариаций сигнала, отраженного от ионосферы и позволяет проводить непрерывные измерения для получения длинных рядов экспериментальных данных [Тарашук и др., 1985]. Выявленные особенности изменения интенсивности и спектрального состава волновых процессов во время геомагнитных бурь и обнаруженные зависимости между анализируемыми параметрами и показателями геомагнитной активности представляются важными для понимания процессов, происходящих в системе “Солнце–магнитосфера–ионосфера”.

Обнаруженные особенности спектрального состава волновых процессов различных временных масштабов представляют особый интерес для развития моделей преобразования энергии в атмосфере Земли.

В данной работе приводятся результаты анализа вариаций доплеровского смещения частоты во время магнитосферных суббурь. Измерения проводились на аппаратном комплексе ИЗМИРАН, позволяющем регистрировать смещения частоты на трассе квазивертикального зондирования [Лобачевский и др., 1980]. Длина трассы 70 км, зондирующие частоты 3240 и 5455 кГц. При таких частотах высота отражения изменяется в диапазоне 250–300 км и, следовательно, угол падения волны на ионосферу составляет 82° – 84° .

2. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ

Просмотр материалов наблюдений показал, что изменения Δf_d , как правило, сопровождаются магнитными возмущениями в обл. Москва. Ниже рассмотрены записи Δf_d в вечерние и ночные часы в период возмущений геомагнитного поля, определяемых по магнитограммам, 10, 12, 14, 15, 25, 26.11.1976 г. На рис. 2 представлены вариации доплеровского смещения частоты Δf_d и отклонения H -компоненты геомагнитного поля от спокойного уровня. Вариации H -компоненты иллюстрируют бухтообразные возмущения – суббури как одиночные, так и следующие друг за другом серии суббурь. В доплеровских записях в это время наблюдаются квазиволновые колебания, причем во всех приведенных сеансах наблюдений они идентичны.

Также во время многих суббурь в вечернем и ночном секторе наблюдаются кратковременные, до 10–15 мин, отрицательные доплеровские смещения до -1 Гц, что соответствует дрейфу электронной концентрации вверх, который обуслов-

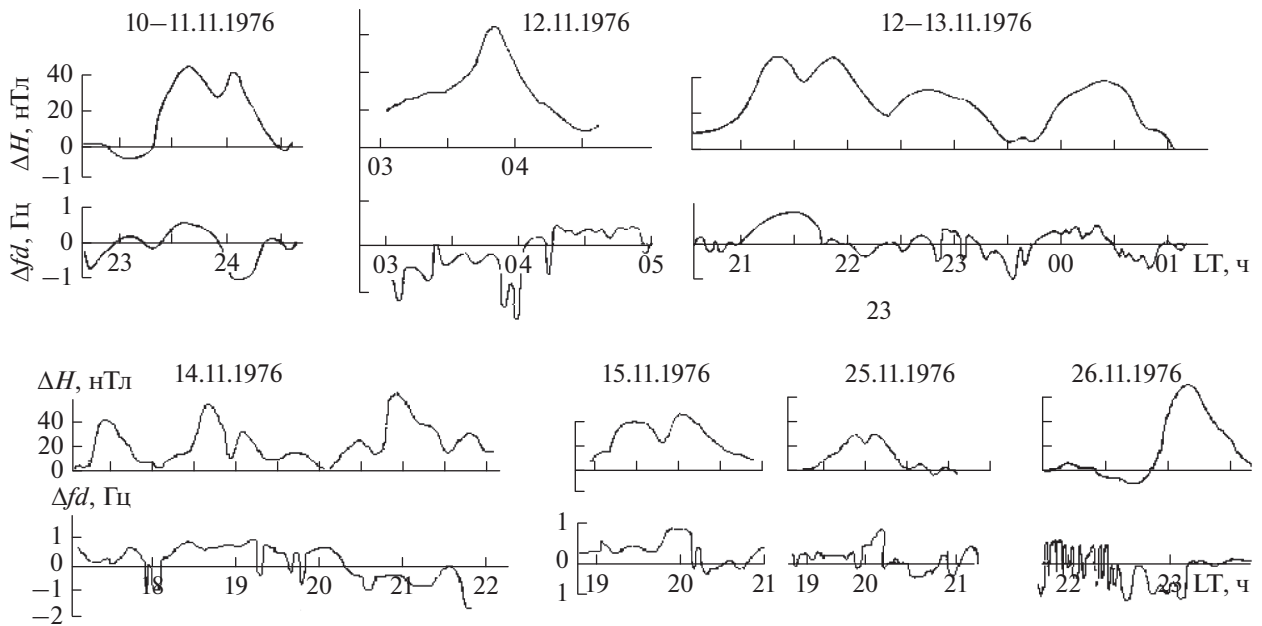


Рис. 2. Вариации доплеровского смещения частоты Δfd и отклонения H -компоненты геомагнитного поля от спокойного уровня, ст. Москва.

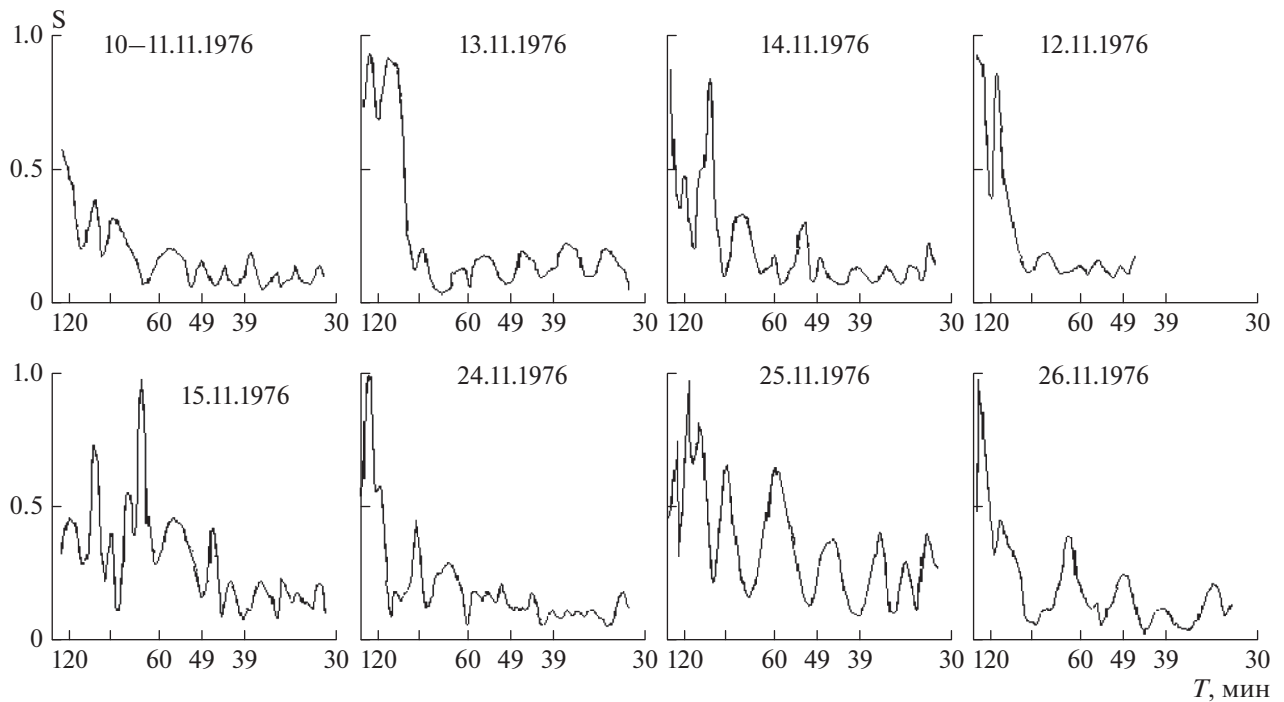


Рис. 3. Амплитудные спектры S -процесса $\Delta fd(t)$.

лен появлением на высотах ионосферы зонального электрического поля восточного направления, усиливающегося в периоды суббури [Park, 1976; Лобачевский и др., 1978; Sergeenko, 2019].

Был проведен спектральный анализ вариаций доплеровского смещения частоты для семи воз-

мущенных периодов и одного магнитоспокойного периода. Для сравнения также приведем примеры результатов спектрального анализа вариаций критической частоты слоя $F2$ $\delta foF2(t)$. Расчет спектров проводился с использованием быстрого преобразования Фурье по программе, реализую-

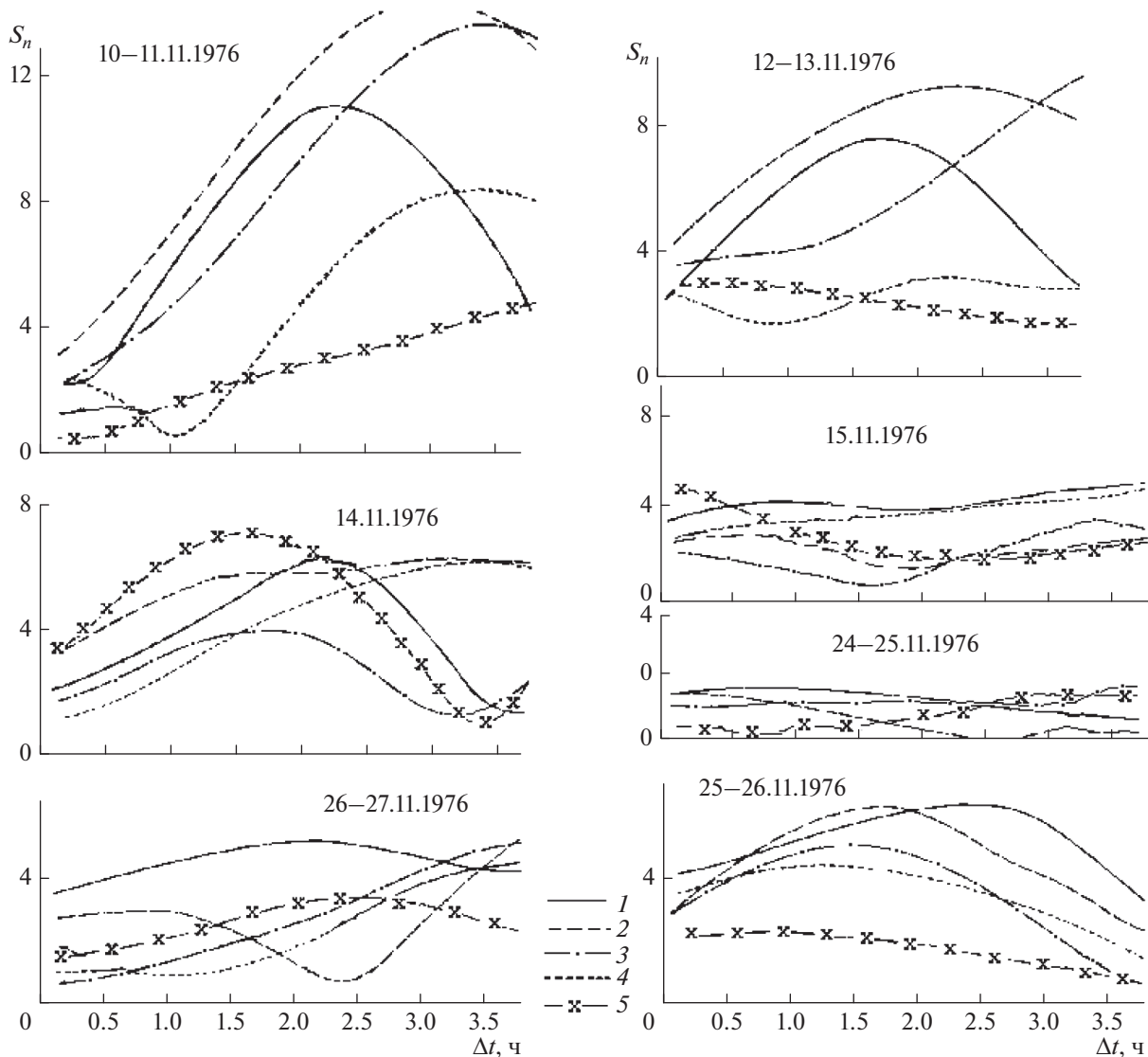


Рис. 4. Изменения в зависимости от сдвига времени от начала суббури Δt коэффициентов Фурье с периодами колебаний 1 – 128 мин, 2 – 96 мин, 3 – 77 мин, 4 – 60 мин, 5 – 45 мин.

шей алгоритм Кули–Тьюки [Курьянов и Медведева, 1970; Дженкинс и Ваттс, 1971]. Длина исследуемых реализаций составляла 384 мин, т.е. 6.5 ч. При этом значения Δfd усреднялись за период дискретизации 3 мин и длина массивов для расчета спектров составляла из 128 дискретных значений функции $\Delta fd(t)$. Спектры приведены на рис. 3. Из рисунка следует, что для ионосферы средних широт в периоды суббурь характерны четко выраженные максимумы спектральной плотности флуктуаций электронной концентрации, соответствующие волновым возмущениям с периодами 120–60 мин, амплитуды спектральной плотности гармоник с такими периодами примерно втрое выше остальных гармоник с меньшими периодами. Спектры в условиях возмущений подобны для всех сеансов наблюдения.

Для того чтобы проследить динамику процесса $\Delta fd(t)$, вычислены спектры по реализациям той же длины (384 мин) со сдвигами времени в 15 мин. Таким образом, для каждого процесса вычислено 12–14 спектров, что позволило проследить изменения амплитуды коэффициентов Фурье в спектрах спустя 1–2 ч после начала суббури и в течение 3–3.5 ч. Для анализа взяты коэффициенты Фурье, соответствующие периодам колебаний 128 мин, 96 мин, 77 мин, 60 мин, 45 мин. Постоянная составляющая, а также первый и второй коэффициенты Фурье не рассматривались, так как их периоды соизмеримы с длиной выборки.

Из рисунка 4 видно, что амплитуда коэффициентов Фурье увеличивается спустя $\Delta t \sim 1$ –2 ч после начала суббури. Амплитуды рассматриваемых

коэффициентов для спокойного периода 24–25.11.1976 г. практически не изменяются со временем. Значения коэффициентов для всех рассматриваемых возмущенных условий значительно выше, чем для спокойных.

Таким образом, спектральный анализ вариаций доплеровского смещения частоты подтверждает факт наблюдения на средних широтах волновых возмущений, которые по теории [Chimonas and Hines, 1970; Davis, 1971; Куликов и др., 1980] генерируются в авроральной зоне и затем распространяются к более низким широтам. Их интенсивность достигает максимума спустя 1–2 ч после начала суббури, а затем уменьшается.

Для сравнения приведем примеры спектрального анализа вариаций критической частоты слоя $F_2 \delta f_o F_2(t)$ для суббури 12–13.11.1976 г.

Как и следовало ожидать, характер спектра остается более или менее неизменным, когда суббуря входит в рассматриваемый временной интервал, и начинает меняться, когда вычисления ведут по временному интервалу, уже не включающему существенную часть возмущения. На рис. 5 построены спектры $\delta f_o F_2$ по ст. Москва для трех интервалов времени, включающих суббурю, первый из которых выбран с 11 до 17 ч местного времени; второй и третий интервалы получаются за счет временных сдвигов относительно первого на 1 и 2 ч соответственно. Для процесса $\delta f_o F_2(t)$ максимальная спектральная плотность наблюдалась на периоде $T \sim 80$ мин.

Вверху на рис. 5 представлена сглаженная выборочная оценка спектра AE для этого периода. Стрелками отмечены максимумы спектральной плотности, соответствующие квазипериодам исследуемых параметров. В интересующем нас интервале имеют место наиболее заметные максимумы при $T \sim 39$ мин и при $T \sim 60$ мин.

Отметим, что в работах [Потапова и Фрейзон, 1978; Куликов и др., 1980] показано, что на средних широтах эффекты гравитационных волн наблюдаются через некоторое время после начала суббури (~ 1 ч) в форме перемещающихся ионосферных возмущений и квазипериодических изменений высоты максимума ионизации и электронной концентрации в максимуме области F .

3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИИ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВО ВРЕМЯ СУББУРЬ

Решение обратной задачи доплеровского метода, т.е. получение параметров среды, формирующей сигнал, определение границ зоны формирования отраженного сигнала, выяснение природы различных явлений, вызывающих смещения частоты, является трудной, порой неразрешимой проблемой. В связи с этим полезно провести ста-

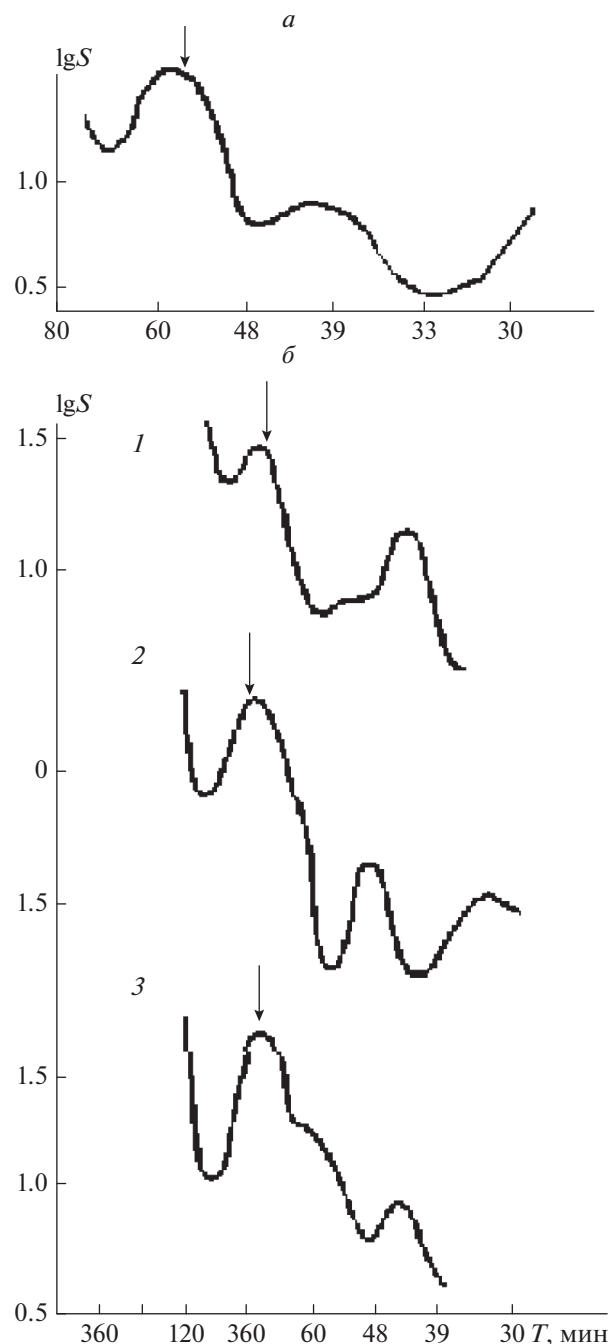


Рис. 5. (а) — спектральные плотности вариаций $AE(t)$; (б) — спектральные плотности вариаций $\delta f_o F_2(t)$ — по ст. Москва для интервала времени 11–17 (1), 12–18 (2) и 13–19 (3) в зависимости от периодов Фурье-разложения $T = f^{-1}$. Максимум спектральной плотности, соответствующий квазипериоду ВГВ, отмечен стрелкой.

статистическую обработку принятого доплеровского сигнала для выяснения природы процесса вариаций доплеровского смещения частоты как случайного процесса. Такая обработка рассматривается как шаг в решении обратной задачи, связанной с

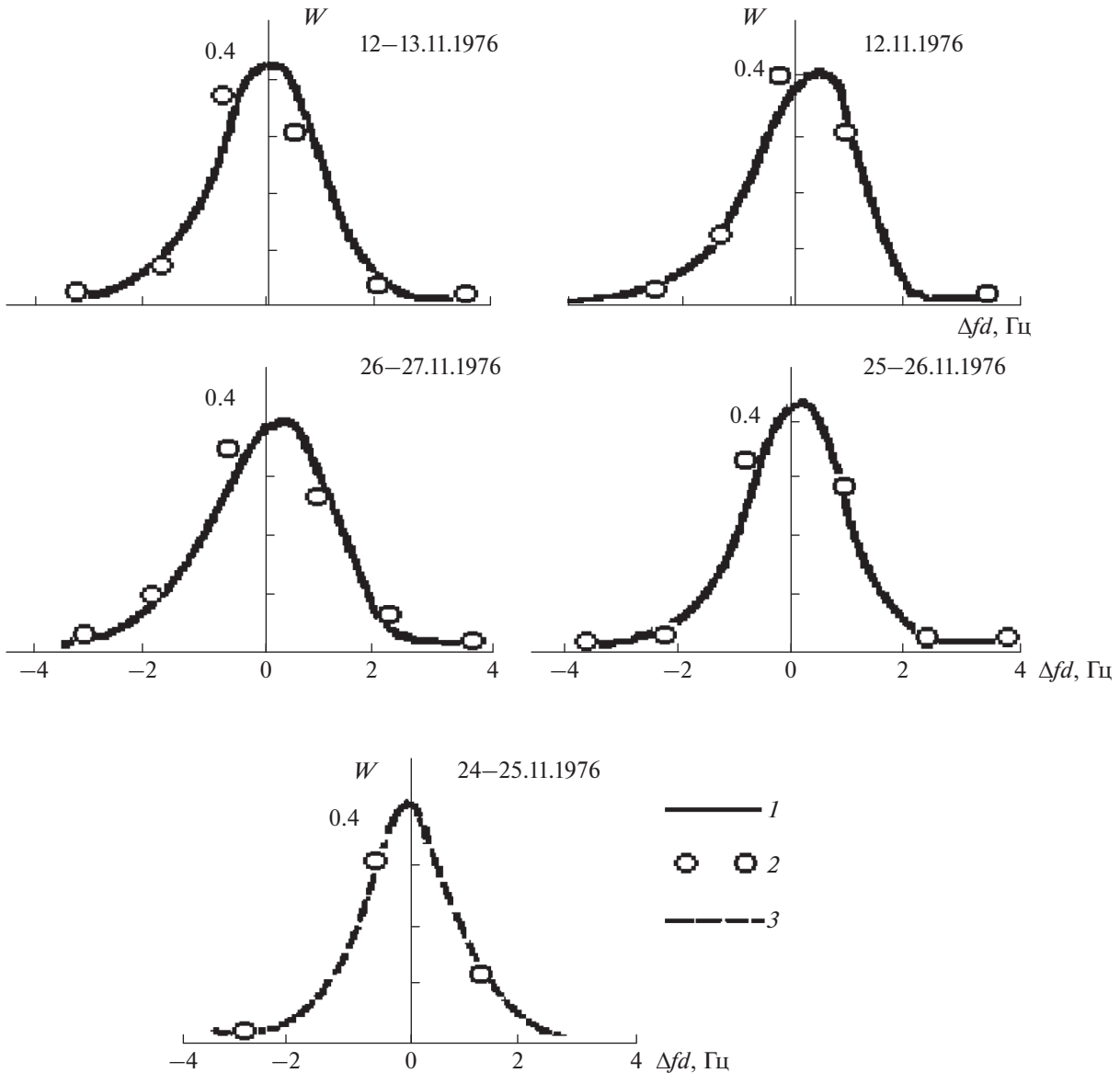


Рис. 6. Функции плотности вероятности: 1 – рассчитанные; 2 – экспериментальные точки; 3 – нормальный закон.

малыми вариациями смещения частоты, не зависящими от крупных возмущений [Хеннан, 1964].

Для анализа использовались те же записи доплеровского смещения частоты, что и при спектральном анализе доплеровского зондирования за ноябрь 1976 г. в вечерние и ночные часы.

Первоначально все выборки по методике, описанной в работе [Всехсвятская и др., 1975], были проверены на стационарность. Все рассмотренные сеансы наблюдений смещений частоты можно считать квазистационарными.

Следующий этап для уточнения выбора модели – проверка данных на импульсность, т.е. возможность описания статистического распределения моделью, построенной на базе пуассонова случайного процесса, предложенной в работе

[Всехсвятская и др., 1974]. Результат получен отрицательный для всех выборок.

Все это позволяет предложить в качестве статистической модели сигнала, представляющего собой вариации доплеровского смещения частоты, нормальный закон распределения, уточненный незначительной по величине асимметрией и эксцессом функции плотности вероятности, т.е. ряд Эджворта [Мидлтон, 1961] для одномерного нормального закона при $\Delta fd \neq 0$.

$$W(x) = \left[1 - \frac{\lambda_3}{3!} \frac{d^3}{dx^3} + \left(\frac{\lambda_4}{4!} + \frac{\lambda_3^2}{3 \cdot 4!} \frac{d^6}{dx^6} \right) \right] \times \frac{\exp\left[-(x - \bar{x})^2 / 2\sigma^2\right]}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}.$$

Таблица 1. Параметры экспериментальных распределений

Дата	\bar{x}	σ	A	E	K
12–13.11.1976	0.20	0.38	–0.50	0.87	0.97532
12–11.1976	0.04	0.43	–1.01	1.37	0.99998
24–25.11.1976	0.17	0.16	0.18	0.24	0.99999
25–26.11.1976	0.20	0.33	–0.19	0.22	0.99949
26–27.11.1976	0.12	0.36	–0.77	1.00	0.94147

После соответствующих преобразований, имея в виду, что $\Delta fd = x$, $\sigma^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2$; $\lambda_3 = \overline{(x - \bar{x})^3}$; $\lambda_4 = \overline{(x - \bar{x})^4} - 3\{\overline{(x - \bar{x})^2}\}^2$, коэффициент асимметрии $A = \overline{(x - \bar{x})^3} / \sigma^3$, коэффициент эксцесса $E = \overline{(x - \bar{x})^4} / \sigma^4 - 3$, получим

$$W(x) = \frac{\exp[-(x - \bar{x})^2 / 2\sigma^2]}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \times \left[1 - A \left\{ \frac{x - \bar{x}}{2\sigma} - \frac{(x - \bar{x})^3}{6\sigma^3} \right\} + \frac{E}{4!} \left\{ 3 - \frac{6(x - \bar{x})^2}{\sigma^2} + \frac{(x - \bar{x})^4}{\sigma^4} \right\} + \frac{A^2}{4!} \left\{ \frac{15(x - \bar{x})^2}{\sigma^2} - \frac{5(x - \bar{x})^4}{\sigma^4} + \frac{(x - \bar{x})^6}{3\sigma^6} - 5 \right\} + \dots \right].$$

На рисунке 6 приведено сравнение распределений плотности вероятности W , рассчитанных по модели, с распределениями, определенными по экспериментальным записям $\Delta fd(t)$. Параметры экспериментальных распределений приведены в табл. 1, там же приведен коэффициент K , определяющий степень согласия (по Колмогорову) модельных и экспериментальных распределений. Видно, что согласие с моделью высокое и составляет $K \geq 95\%$. Подобное согласие наблюдается в среднем в 65% случаев. Большая асимметрия с $A \sim 2$ уменьшает согласие до $K \sim 60\%$, однако таких случаев меньше 35%. Плотности вероятности W для выборки $\Delta fd(t)$ в магнитоспокойный период хорошо согласуются с нормальным законом ($K \sim 99\%$).

Проведенный анализ показывает, что экспериментальные данные хорошо описываются рядом Эджворта и он может быть использован для дальнейшей обработки и интерпретации результатов измерений вариаций доплеровского смещения частоты в периоды несильных ионосферных возмущений, а в спокойные периоды с успехом может быть использован нормальный закон.

4. ВЫВОДЫ

Проведенное спектральное исследование квазипериодических вариаций доплеровского смещения частоты $\Delta fd(t)$ показало, что $\Delta fd(t)$ имеет единую волновую структуру с вариациями критической частоты слоя $F2 \delta foF2(t)$. В вариациях всех рассмотренных параметров присутствуют частотные составляющие с периодами $T_1 \sim 60-120$ мин, $T_2 \sim 20-30$ мин, причем основная мощность сосредоточена на периоде T_1 .

Из рассмотрения динамики спектров видно, что происходит изменение периода T и спектральной мощности и амплитуды со сдвигом по времени относительно начала суббури. Таким образом, спектрально-временной метод обработки ионосферных данных позволяет установить, что продолжительность, или квазипериод, эффекта при суббуре меняется приблизительно от 1 до 2 ч на средних широтах.

Статистический анализ привел к выводу, что в качестве вероятностной модели при проектировании задач может быть использован нормальный закон, уточненный асимметрией и эксцессом (ряд Эджворта).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акасофу С.И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир. 509 с. 1975.
- Афраймович Э.Л., Калихман А.Д., Королев В.А. Метод динамического спектрального анализа в исследовании неоднородной структуры ионосферы // Исслед. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Вып. 21. С. 77–88. 1972.
- Афраймович Э.Л., Вугмейстер Б.О., Захаров В.Н., Королев В.А. Автоматизированный комплекс для измерения доплеровских частот и углов прихода радиосигнала, отраженного от ионосферы // Исслед. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Вып. 41. С. 131–138. 1977.
- Благовещенская Н.Ф., Бородкин В.Н., Колосов О.В., Шумилов И.А. Эффекты химической модификации ионосферы по данным КВ доплеровских измерений на наклонных радиотрассах // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 32. № 6. С. 122–127. 1992.
- Бочкарев В.В., Петрова И.Р., Сонгатова А.А., Теплов В.Ю. Применение современных информационных технологий при создании автоматизированной системы мониторинга ионосферы в КВ-диапазоне // LVII Научная сессия, посвященная дню радио: труды конференции. Москва. Т. 1. С. 247–250. 2002.
- Бочкарев В.В., Латыпов Р.Р., Петрова И.Р., Теплов В.Ю. Влияние геомагнитной активности на вариации доплеровского сдвига частоты ионосферного сигнала / Излучение и рассеяние ЭМВ: Труды международной конференции. Таганрог. С. 425–427. 2005.
- Бочкарев В.В., Петрова И.Р., Теплов В.Ю. Эффекты магнитной бури 29–31 октября 2003 г. на среднеширотной КВ радиотрассе (по данным доплеровских из-

- мерений) // Космич. исслед. Т. 42. № 6. С. 640–644. 2004.
- Борчевкина О.П., Карпов И.В., Карпов А.И., Ильминская А.В. Акустико гравитационные волны в наблюдениях тропосферных и ионосферных параметров над Калининградом // Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXXIX Annual Seminar, Apatity, Polar Geophysical Institute. P. 108–111. 2016.
- Бурмака В.П., Таран В.И., Черногор Л.Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 44. № 4. С. 518–534. 2004.
- Всехсвятская И.С., Сергеев Н.П., Юдович Л.А. О возможности статистического представления ионосферной возмущенности // Исследования области F и внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН. С. 261–274. 1974.
- Всехсвятская И.С., Сергеев Н.П., Юдович Л.А. О стационарности флуктуаций электронной концентрации в максимуме слоя F2 // Ионосферные исслед. М.: Наука. № 23. С. 52–54. 1975.
- Гайворонская Т.В., Шашункина В.М., Юдович Л.А. Спектральный анализ ионосферного эффекта суббури // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 21. № 6. С. 1126–1128. 1981.
- Левис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 501 с. 1973.
- Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир. Вып. 1. 316 с. 1971; Вып. 2. 287 с. 1972.
- Карпов И.В., Сулова О.П., Василевска Д.П. Спектральные характеристики атмосферных возмущений на средних широтах в периоды геомагнитных бурь // Вестн. Балтийского федерального университета им. И. Канта. Серия: Физико-математические и технические науки. № 4. С. 54–59. 2011.
- Ким В.Ю., Горохов Ю.В., Панченко В.А., Полимати-ди В.П. Мониторинг кратковременных ионосферных возмущений методом многочастотного доплеровского радиозондирования // Тр. XX Всероссийской науч. конф. “Распространение радиоволн”. Нижний Новгород. С. 82. 2002.
- Ким В.Ю. Численное решение обратной задачи многочастотного доплеровского зондирования искусственного возмущения электронной концентрации в ионосфере // Взаимодействие высокочастотных радиоволн с ионосферой. М.: ИЗМИРАН. С. 55–65. 1989.
- Ким В.Ю., Панченко В.А. Решение обратной задачи многочастотного доплеровского зондирования искусственных возмущений ионосферы с помощью инверсии Абеля и сглаживающих сплайнов // Взаимодействие радиоволн с ионосферой. М.: Наука. С. 71–83. 1990.
- Куликов В.В., Шашункина В.М., Юдович Л.А. Генерация внутренних гравитационных волн в период магнитной бури // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 23. № 9. С. 1015–1019. 1980.
- Курьянов Б.Ф., Медведева Л.Е. Гармонический анализ стационарных случайных процессов: (С использованием быстрого преобразования Фурье). М.: МГУ, 63 с. 1970.
- Лобачевский Л.А., Сергеев Н.П., Сергеев О.С., Харьков И.П., Юдович Л.А. Вариации спектральной плотности волновых возмущений в ионосфере в периоды магнитосферных суббурь / Вариации ионосферы во время магнитосферных возмущений. М.: Наука. С. 55–61. 1980.
- Мидлтон Д. Введение в статистическую теорию связи. М.: Сов. Радио. Т. 2. 782 с. 1961.
- Нагорский П.М. Анализ отклика КВ-радиосигнала на возмущения ионосферной плазмы, вызванные ударно-акустическими волнами // Изв. вузов. Радиофизика. Т. XLII. № 1. С. 36–44. 1999.
- Намазов С.А., Новиков В.Д., Хмельницкий И.А. Доплеровское смещение частоты при ионосферном распространении радиоволн (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 18. № 4. С. 473–500. 1975.
- Намазов С.А., Новиков В.Д. Наземные радиофизические методы исследования неоднородностей ионосферы // Ионосферные исслед. № 30. С. 87–94. 1980.
- Потапова Н.И., Фрейзон И.А. О квазипериодических вариациях параметров области F ионосферы в летних условиях // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 18. С. 1103–1105. 1978.
- Таращук Ю.Е., Борисов Б.Б., Цыбиков Б.Б. Экспериментальные исследования доплеровского смещения частоты в переходное время суток // Ионосфера и солнечно-земные связи. Алма-Ата: Наука Каз. ССР. С. 23–28. 1985.
- Хеннан Э. Анализ временных рядов. М.: Наука. 215 с. 1964.
- Шиндин А.В., Сергеев Е.Н., Грач С.М. Фазовый метод зондирования возмущенной области ионосферы с помощью широкополосных радиосигналов // Вестн. Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского. Радиофизика. № 6. С. 48–55. 2010.
- Agy Y., Baker D.M., Jones R.M. Studies of solar flare effects and other ionospheric disturbances by a high frequency Doppler Technique // Technical Note. № 306. 164 p. 2012.
- Azeem I. Spectral asymmetry of near-concentric traveling ionospheric disturbances due to Doppler-shifted atmospheric gravity waves // Astron. Space Sci., 22 July 2021. <https://doi.org/10.3389/fspas.2021.690480>
- Bennet J.A. Doppler shift formulas for waves in the ionosphere // Radio Sci. V. 11. № 7. P. 621–627. 1976.
- Chen G., Zhao Z., Zhang Y. Ionospheric Doppler and echo phase measured by the Wuhan Ionospheric Oblique Backscattering Sounding System // Radio Sci. V. 42. RS4007. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006RS003565>
- Chimonas G., Hines C.O. Atmosphere gravity waves launched by auroral currents // Planet. Space Sci. V. 18. № 4. P. 565–582. 1970.
- Chum J., Hruška F., Buresova D., Šindelářová T., Heida P., Bochniček Josef. Ionospheric oscillations caused by geomagnetic Pi2 pulsations and their observations by multi-point continuous Doppler sounding; first results // Adv. Space Res. V. 44. P. 667–676. 2009. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.04.030>

- Collins K., Montare A., Nathaniel Frissell N., Kazdan D. Citizen Scientists Conduct Distributed Doppler Measurement for Ionospheric Remote Sensing // IEEE Geoscience and remote sensing letters. (This article has been accepted for inclusion in a future issue of this journal. Content is final as presented). https://www.nist.gov/system/files/documents/2021/07/20/Citizen_Science_IEEE_Geoscience_2021.pdf.
- Davis M.J. On polar substorms as source of large-scale travelling ionospheric disturbances // J. Geophys. Res. V. 76. № 19. P. 4525–4533. 1971.
- Davies K., Baker D.M. On frequency variations of ionospherically propagated HF radio signals // Radio Sci. V. 1. № 5. P. 545–556. 1966.
- Enomoto Y. Coupled interaction of earthquake nucleation with deep Earth gases: a possible mechanism for seismo-electromagnetic phenomena // Geophys. J. Int. V. 191. P. 1210–1214. 2012.
- Jones T.B., Wright D.M., Milner J., Yeoman T.K., Reid T., Chapman P.J., Senior A. The detection of atmospheric waves produced by the total solar eclipse of 11 August 1999 // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 66. P. 363–374. 2004.
- Hao Y., Xiao Z., Zhang D. Multi-instrument observation on co-seismic ionospheric effects after great Tohoku earthquake // J. Geophys. Res. V. 117. A02305. 2012. <https://doi.org/10.1029/2011JA017036>
- Hua J., Meng L., Zhao X., Li G., Wang D., You X. A Doppler shift estimator in radio propagations // Radio Sci. V. 44. RS4005. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009RS004159>
- Kazdan D., Collins K., Gibbons J., Montare A., Dannhoff S., Erickson P.J., Frissell N.A. A low-cost HamSCI citizen science HF Doppler receiver for measuring ionospheric variability // Proc. AGU Fall Meeting. P. SA43C–3213. 2019.
- Karhunen T.J.T., Robinson T.R., Arnold N.F., Lester M. Determination of the parameters of travelling ionospheric disturbances in the high-latitude ionosphere using CUTLASS coherent scatter radars // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 68. P. 558–567. 2006.
- Krasnov V., Drobzheva Ya.V., Chum J. Infrasonic waves in the ionosphere generated by a weak earthquake // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 73. P. 1930–1939. 2011.
- Lynn K.J.W., Harris T.J., Sjarifudin M. Relationship between electron density, height and sub-peak ionospheric thickness in the night equatorial ionosphere // Ann. Geophys. V. 24. P. 1343–1353. 2006.
- Lynn K.J.W., Gardiner-Garden R., Sjarifudin M., Terkildsen J., Shi T.J. Large-scale traveling atmospheric disturbances in the night ionosphere during the solar – terrestrial event of 23 May 2002 // J. Atmos. Solar – Terr. Phys. № 70. P. 2184–2195. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.05.016>
- Reinisch B.W., Galkin I.A., Khmyrov G.M., Kozlov A.V., Bible K.B., Lisysyan I.A., Cheney G.P., Huang X., Kitroser D.F., Paznukov V.V., Luo Y., Jon's W., Stelmash S., Hamel R., Grochmal J. The new digisonde for research and monitoring applications // Radio Sci. V. 44. Rs SOA24. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008RS004115>
- Sergeenko N. Effects of Electric Fields in the F2 Layer under Disturbance Conditions Using the Ground Sounding Data. 2019 // Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP): Proceedings. Russian Federation. Kazan. July 1–6, 2019. <https://doi.org/10.1109/RWP.2019.8810360>
- Sinderelova T., Buresova D., Chum J. Observations of acoustic-gravity waves in the ionosphere generated by severe tropospheric weather // Stud. Geophys. Geod. V. 53. P. 403–418. 2009.
- Su H., Liu H., Shui P., Bao Z. Estimation of the Doppler frequency and direction of arrival of the ionospherically propagated HF signals // Radio Sci. V. 44. RS4002. 2009. <https://doi.org/10.1029/2008RS003990>
- Sutcliffe P.R., Poole A.W.V. Ionospheric Doppler and electron velocities in the presence of ULF waves // J. Geophys. Res. V. 94. № A10. P. 13505–13514. 1989.

УДК 551.511.3

СТАТИСТИЧЕСКАЯ КОРРЕКЦИЯ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ДИСПЕРСИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НОЧНОЙ ЭМИССИИ ГИДРОКСИЛА В ЗВЕНИГОРОДЕ

© 2022 г. А. А. Попов¹, *, Н. М. Гаврилов¹, **,
В. И. Перминов², ***, Н. Н. Перцев², ****

¹Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

²Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия

*e-mail: Andrew.popovix@gmail.com

**e-mail: n.gavrilov@spbu.ru

***e-mail: v.i.perminov@rambler.ru

****e-mail: n.pertsev@bk.ru

Поступила в редакцию 13.08.2021 г.

После доработки 18.09.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Когерентные во времени мезомасштабные возмущения вращательной температуры возбужденного гидроксила (ОН*) часто используются как индикатор волновых процессов в мезосфере и нижней термосфере. Для определения мезомасштабной составляющей с периодами в диапазоне 0.8–11 ч в данном исследовании применяются цифровые фильтры, использующие разности измеряемых значений, сдвинутых по времени на фиксированные интервалы, меняющиеся в пределах от 10 мин до 2 ч. Среднемесячная интенсивность мезомасштабных вариаций пропорциональна дисперсии указанных разностей, регистрируемых в течение каждого календарного месяца измерений. Эти дисперсии содержат не только информацию о когерентных мезомасштабных процессах, но также некогерентный во времени шум инструментальной и турбулентной природы. Разработан и применен статистический метод анализа структурных функций анализируемых характеристик ночных свечений для оценки дисперсии некогерентного случайного шума. Эти оценки вычитаются из измеряемой среднемесячной дисперсии мезомасштабных разностей в целях получения информации об интенсивности когерентных мезомасштабных процессов вблизи мезопаузы. Вычитание дисперсии некогерентного шума не меняет характера сезонных вариаций во всех спектральных интервалах, но уменьшает значения мезомасштабных стандартных отклонений на 10–20%. Предлагаемая коррекция позволяет лучше выявить особенности сезонных и межгодовых изменений когерентных мезомасштабных возмущений в различных диапазонах частотного спектра.

DOI: 10.31857/S0016794022010151

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный интерес имеют исследования мезомасштабных волн в средней и верхней атмосфере. Их основные источники находятся в нижних слоях атмосферы. При распространении вверх волны способны создавать значительные потоки энергии и импульса в среднюю и верхнюю атмосферу и, тем самым, влиять на термодинамические процессы на всех высотах атмосферы. Измерение когерентных во времени мезомасштабных возмущений характеристик свечений ночного неба является одним из способов мониторинга волновой возмущенности верхней атмосферы.

В слоях ночных эмиссий верхней атмосферы волны могут модулировать температуру и яркость излучения [Шефов и др., 2006]. Когерентные вол-

нообразные структуры были обнаружены при наблюдениях эмиссий ОН, Na, O и O₂ в интервале высоты 80–100 км [например, Krassovski, 1972; Красовский и др., 1978; Taylor et al., 1987]. В работе [Swenson and Mende, 1994] сообщалось о квази-монокроматических волновых структурах и были обнаружены процессы разрушения волн с последующим образованием вихревых структур в слое ночного свечения ОН. Исследования [Taylor and Hargood, 1990; Vadas et al., 2009] в слое свечения ОН обнаружили волновые структуры с горизонтальными длинами волны 5–160 км. Исследование в Японии [Nakamura et al., 1999] выявили типичные параметры мезомасштабных волн в свечении ОН: горизонтальные длины 5–60 км, периоды 5–

30 мин, горизонтальные фазовые скорости 0–100 м/с.

В ряде работ исследовались долговременные изменения интенсивности мезомасштабных волн в верхней атмосфере. В исследовании [Gavrilov et al., 2002b] сделан статистический анализ средне- и крупномасштабных волновых структур с периодами 0.5–5 ч и длинами волны 100–1700 км в слоях излучения OH и O₂ с 1998 по 2001 гг. Исследовалась междугодовая и сезонная изменчивость температуры области мезопаузы по данным спектральных наблюдений гидроксильного излучения в Звенигороде и Иркутске в 2000–2010 гг. [Перминов и др., 2014]. Медведева и др. [2011] и Перцев и др. [2013] изучали изменчивость характеристик области мезопаузы во время внезапных стратосферных потеплений. Исследования последних лет [Lastovichka, 2017] выявили наличие многолетних изменений характеристик верхней атмосферы.

Гаврильева и др. [2009] проанализировали изменения интенсивности и вращательной температуры ночной эмиссии OH под действием атмосферных приливов. В работе [Somsikov et al., 2015] исследовались средние характеристики волн в слое свечения OH в Алма-Ате за 2010–2015 гг. Было определено, что основной вклад в мезомасштабные вариации слоя свечения OH вносят волны с горизонтальными длинами 100–900 км. Аналогичные значения горизонтальных длин волн были получены при анализе данных наблюдений эмиссий OH и O₂ с помощью прибора SATI в Шигараки, Япония [Gavrilov et al., 2002b].

В работе [Gavrilov et al., 2002a] были применены простые разностные фильтры и проанализированы сезонные и межгодовые изменения интенсивности мезомасштабных возмущений с периодами 0.8–11 ч на высотах 80–100 км по наблюдениям дрейфов метеорных следов и ионосферных неоднородностей. Этот метод оказался эффективным для анализа многолетних изменений интенсивности мезомасштабных волн в верхней атмосфере [Gavrilov et al., 2002a]. Указанным методом были изучены сезонные и межгодовые изменения интенсивности мезомасштабных возмущений вращательной температуры гидроксила, наблюдаемые на российских станциях [Gavrilov et al., 2020; Попов et al., 2020]. Такой метод фильтрации мезомасштабных возмущений имеет преимущества при анализе результатов наблюдений ночных свечений, поскольку он обеспечивает стабильность функции пропускания фильтра в условиях коротких летних ночей и значительных перерывов в измерениях, а также позволяет получить среднемесячные дисперсии мезомасштабных возмущений характеристик свечений с различными временными масштабами (периодами

спектральных гармоник) в области от десятков минут до нескольких часов.

Однако, дисперсии мезомасштабных возмущений характеристик ночных эмиссий, полученных методом цифровой частотной фильтрации, кроме когерентной во времени составляющей, содержат вклад случайного некоррелированного шума инструментальной и атмосферной природы. Для коррекции этого шума в данной статье, предложен метод анализа статистических свойств структурных функций характеристик ночных свечений, который позволяет оценить дисперсии некоррелированного шума. Вычитанием последних из указанных выше экспериментальных дисперсий мезомасштабных возмущений достигается коррекция с целью получения информации об интенсивности когерентных во времени мезомасштабных возмущений, одной из причин которых могут быть внутренние гравитационные волны (ВГВ), распространяющиеся в области мезосферы и нижней термосферы (МНТ). Полученные дисперсии некогерентного шума сравниваются с дисперсиями, обусловленными флуктуациями темного тока спектрографа, которые известны для наблюдений в Звенигороде.

2. ДАННЫЕ И ИХ ФИЛЬТРАЦИЯ

Для оценок в настоящей работе использованы данные измерений вращательной температуры гидроксила на Звенигородской научной станции Института физики атмосферы РАН (56° N, 37° E), полученные с помощью спектрографа SP-50 с цифровой записью спектра в области 800–1000 нм [Шефов и др., 2006]. Поле зрения спектральной аппаратуры составляет 9° с зенитным углом наклона центральной оси прибора 53° в северном направлении. Измерения проводятся в безоблачные ночи. Для получения необходимого отношения сигнал/шум, время накопления для одной регистрации спектра составляет 10 мин. Вращательная температура определяется на основе распределения населенности на первых трех вращательных уровнях молекулы OH*. Более детальное описание процедуры определения вращательной температуры гидроксила с использованием полосы OH (6–2) можно найти в работе [Перминов и др., 2014].

Для выделения мезомасштабных вариаций характеристик ночных свечений применен метод разностной цифровой частотной фильтрации [Попов et al., 2018, 2020]. В качестве исходных данных берутся регистрации характеристик гидроксила излучения \bar{f}_i в моменты времени t_i , которые усредняются прибором за время накопления δt . Функция $f(t)$ может быть представлена в виде разложения в ряд Фурье по гармоникам $f_{\sigma} \sim F \cos(\omega t + \psi)$ с различными амплитудами F , ча-

стотами ω и фазами ψ . Приборное усреднение по интервалам δt приводит к уменьшению регистрируемых амплитуд фурье-гармоник до значений $\bar{F} = Fr_1$, где $r_1 = \sin(\beta)/\beta$ и $\beta = \omega\delta t/2$. Для оценки мезомасштабных вариаций используется численная фильтрация путем определения разностей между регистрируемыми значениями \bar{f}_i , отстоящими на временные интервалы Δt :

$$f'_i(\Delta t) = [\bar{f}(t_i + \Delta t) - \bar{f}(t_i)]/2. \quad (1)$$

Вычисление таких разностей приводит к дальнейшему уменьшению амплитуд фурье-гармоник, причем $F' = \bar{F}r_2$, где $r_2 = \sin(\alpha)$ и $\alpha = \omega\Delta t/2$. Поэтому разности (1) эквивалентны цифровому фильтру с функцией пропускания мощности (пропорциональной F'^2/F^2), которая в терминах периода $\tau = 2\pi/\omega$ описывается выражением

$$H^2(\tau) = (r_1 r_2)^2 = \frac{\sin^2(\pi\Delta t/\tau) \sin^2(\pi\delta t/\tau)}{(\pi\Delta t/\tau)^2}. \quad (2)$$

Для спектроскопических наблюдений ночных эмиссий верхней атмосферы в Звенигороде с $\delta t \sim 10$ мин зависимости $H^2(\tau)$ аналогичны рис. 1 из работы [Роров et al., 2020]. При $\Delta t = 0.5$ ч, $\Delta t = 1$ ч и $\Delta t = 2$ ч максимумы функции пропускания (2) соответствуют периодам возмущений $\tau_m \approx 1.3$ ч, $\tau_m \approx 2.7$ ч и $\tau_m \approx 5.4$ ч. С учетом полосы пропускания указанных фильтров на уровне 0.5 от максимума [Роров et al., 2020], совокупность этих трех фильтров позволяет исследовать спектральный диапазон периодов от 40 мин до 11 ч. Преимущество разностных фильтров (1) состоит в их применимости к измерениям эмиссий верхней атмосферы в короткие летние ночи (с минимальной длительностью Δt) и при наличии длительных перерывов в измерениях. Значения разностей (1), полученных в течение каждого календарного месяца измерений позволяют вычислить дисперсии

$$d_f^2(\Delta t) = \langle f'^2(\Delta t) \rangle, \quad (3)$$

где угловые скобки $\langle \rangle$ обозначают осреднение по времени. Дисперсии (3) характеризуют интенсивность мезомасштабной изменчивости параметра f в соответствующем частотном диапазоне. По современным представлениям, значительный вклад в мезомасштабную изменчивость области МНТ могут вносить ВГВ. Поэтому дисперсии d_f^2 могут дать информацию об интенсивности этих мезомасштабных волн.

3. ФЛУКТУАЦИИ ТЕМНОВОГО ТОКА

Кроме атмосферных процессов, вклад в дисперсию (3) разностей (1) могут вносить случайные вариации темнового тока регистрирующего

элемента спектрального измерительного прибора. Флуктуации темнового тока могут быть определены путем записей показаний прибора при закрытой входной щели. Для измерений вращательной температуры гидроксила T на Звенигородской научной станции ИФА РАН при времени накопления сигнала $\delta t \sim 5$ – 10 мин указанным способом получена следующая эмпирическая зависимость стандартного отклонения темнового тока d_{dc} :

$$d_{dc} = A_0 + A_1 T + A_2 T^2 + (B_0 + B_1 T + B_2 T^2)/I, \quad (4)$$

где I – интенсивность свечения гидроксила, а постоянные коэффициенты $A_0 = -0.08$ К, $A_1 = 1.0 \times 10^{-3}$, $A_2 = -3.4 \times 10^{-6}$ К $^{-1}$, $B_0 = 1.6 \times 10^3$ R К, $B_1 = -20$ R, $B_2 = 0.09$ R К $^{-1}$. Рис. 1 показывает сезонные изменения d_{dc} , рассчитанные по формуле (4) для каждого месяца и осредненные за период измерений эмиссии ОН в Звенигороде с 2004 г. по 2017 г. Видны меньшие значения d_{dc} летом, что можно объяснить минимальными значениями температуры и максимальными интенсивностями эмиссии ОН летом, например, [Gavrilov et al., 2020, Popov et al., 2020]. Теория распространения ошибок [Barlow, 1993] показывает, что при осреднении по n значениям, зарегистрированным в течение календарного месяца, вклад вариаций темнового тока в дисперсию средней температуры составляет d_{dc}^2/n . Соответствующий вклад в дисперсию разностей (3) равен $d_{dc}^2/2n$.

4. НЕКОГЕРЕНТНЫЙ ШУМ

Эмпирические формулы типа (4) определены не для всех станций мировой сети наблюдений ночных свечений, а также отсутствуют для исторических данных. Поэтому, существует потребность в других методах оценки погрешностей, связанных с некоррелированным во времени случайным шумом. В этом разделе описан статистический метод, разработанный для оценки вклада некоррелированного шума в измеряемую дисперсию (3) мезомасштабных разностей (1).

Кроме вариаций темнового тока, вклад в дисперсию мезомасштабных возмущений (3) могут дать атмосферные вариации с временными масштабами меньшими, чем время приборного накопления сигнала δt (мелкомасштабная турбулентность и высокочастотные акустико-гравитационные волны). В области масштабов $\Delta t > 10$ мин эти флуктуации выглядят как некоррелированный во времени случайный шум, который далее мы будем именовать “некогерентным шумом” $s(t)$. Поэтому, регистрируемый сигнал $f(t)$ можно записать в виде суммы когерентного во времени атмосферного мезомасштабного процесса $S(t)$ и указанного некогерентного шума:

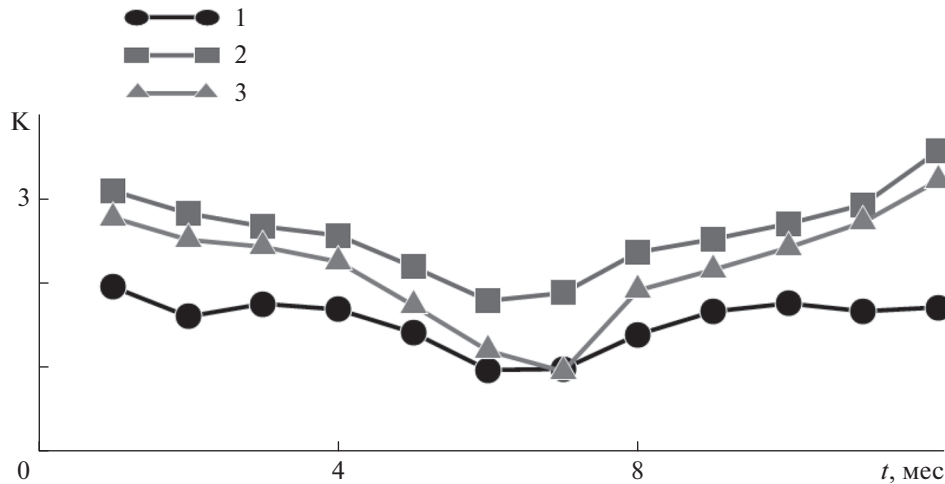


Рис. 1. Стандартные отклонения регистрируемой вращательной температуры ОН, вызванные флуктуациями темнового тока d_{dc} (4) – 1 и некогерентным шумом $\sqrt{2a_0}$ при определении по формуле (9) – 2 и методом наименьших квадратов (8) – 3 для измерений в Звенигороде.

$$\bar{f}(t) = S(t) + s(t). \tag{5}$$

При статистической независимости функций $S(t)$ и $s(t)$ автокорреляционная функция $B(0)$ при нулевом временном сдвиге описывается выражением

$$B(0) = \langle \bar{f}^2 \rangle = \langle S^2 \rangle + \langle s^2 \rangle. \tag{6}$$

Для нахождения величины $\langle s^2 \rangle$ необходимо определить дисперсию некогерентного шума $\langle s^2 \rangle$, которую надо вычесть из измеренного значения $B(0)$. Это можно сделать путем анализа структурной функции $D_f(\Delta t)$, которая с учетом (5) для статистически стационарного процесса и некоррелированного во времени шума записывается в виде

$$\begin{aligned} D_f(\Delta t) &= \langle [\bar{f}(t + \Delta t) - \bar{f}(t)]^2 \rangle = \\ &= 2 \langle S^2 - S(t + \Delta t)S(t) + s^2 \rangle. \end{aligned} \tag{7}$$

Отсюда следует, что с учетом (3) дисперсия некогерентной составляющей $\langle s^2 \rangle = D_f(0)/2 = 2d_f^2(0)$. При малых значениях Δt справедливо разложение в ряд Тейлора

$$d_f^2(\Delta t) = D_f(\Delta t)/4 = a_0^2 + a_1\Delta t + O(\Delta t^2), \tag{8}$$

где a_0 и a_1 – постоянные коэффициенты, причем $\langle s^2 \rangle = 2a_0^2$. Для измерений в Звенигороде при оценках по (8) использованы дисперсии разностей (3), полученных при смещениях Δt равных 10, 20 и 30 мин. Рис. 2 демонстрирует пример аппроксимации месячных дисперсий вращательной температуры $d_f^2(\Delta t)$ линейной зависимостью (8) с помощью метода наименьших квадратов. Видно, что прямая линия на рис. 2 пересекает ось ор-

динат в точке, соответствующей положительному значению a_0^2 . Это значение может быть использовано для оценки дисперсии некогерентной составляющей $\langle s^2 \rangle$ (см. выше). Когда измерены только два значения $d_f(\Delta t)$ и $d_f(2\Delta t)$, например для смещений $\Delta t = 10$ мин и $2\Delta t = 20$ мин, значение a_0^2 в (8) можно вычислить по формуле

$$a_0^2 = \langle s^2 \rangle / 2 = 2d_f^2(\Delta t) - d_f^2(2\Delta t). \tag{9}$$

На рисунке 1 показаны сезонные изменения стандартного отклонения некогерентного шума вращательной температуры ОН $\sqrt{2a_0}$, определенные методом наименьших квадратов (8) и по фор-

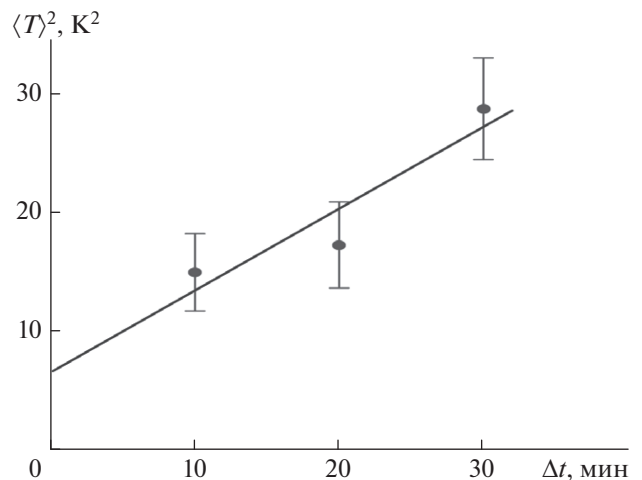


Рис. 2. Пример линейной аппроксимации структурной функции вращательной температуры ОН (8) для марта месяца в Звенигороде.

муле (9). Видно, что формула (9) дает значения a_0 систематически завышенные на $\sim 0.3\text{--}1$ К, причем характер сезонных измерений на рис. 1 сходен для обоих методов оценки. Рисунок 1 также показывает, что обычно стандартные отклонения некогерентного шума превосходят стандартные отклонения вариаций темнового тока (4) из-за вклада атмосферной составляющей.

На рисунке 3 представлена гистограмма месячных значений a_0 , определяемых методом наименьших квадратов (8) для различных месяцев интервала наблюдений с 2004 г. по 2017 г. Видно, что большая часть значений находится в диапазоне $a_0 \sim 1\text{--}2$ К. Изменения a_0 связаны с изменениями параметров атмосферы (в частности, средней температуры). Рисунок 4 показывает положительную регрессионную зависимость a_0 от среднемесячных значений вращательной температуры гидроксила в слое ночного свечения ОН на средней высоте ~ 87 км.

4. КОРРЕКЦИЯ СЕЗОННЫХ И МЕЖГОДОВЫХ ИЗМЕНЕНИЙ

В работах [Gavrilov et al., 2020; Popov et al., 2020] рассматривались сезонные и межгодовые изменения месячных дисперсий мезомасштабных возмущений вращательной температуры гидроксила в Звенигороде. Как указано выше, часть этих возмущений может быть обусловлена некогерентным шумом, связанным с флуктуациями темнового тока и мелкомасштабными атмосферными процессами. Для получения более точной информации о когерентных мезомасштабных процессах требуется коррекция дисперсий (3) разностей (1) наблюдаемых значений вращательной температуры гидроксила. Коррекция делается путем вычитания значений a_0^2 , определяемых методом наименьших квадратов (8) или по формуле (9) из значений $d_T^2(\Delta t)$ в (3).

На рисунке 5 показаны осредненные за 2004–2017 гг. сезонные вариации среднемесячной вращательной температуры гидроксила T_0 и относительных стандартных отклонений d_T/T_0 ее мезомасштабных возмущений (3) в различных участках частотного спектра, которые были рассчитаны по наблюдаемым значениям (левые графики рис. 5) и после вычитания дисперсий некогерентного шума (правые графики рис. 5), определенных методом наименьших квадратов (8). Сравнение левых и правых графиков на рис. 5 показывает, что вычитание некогерентного шума не меняет характера сезонных вариаций во всех частотных интервалах, но уменьшает значения стандартных отклонений когерентных мезомасштабных возмущений на 10–20%. Относительный вклад некогерентного шума уменьшается с ростом времен-

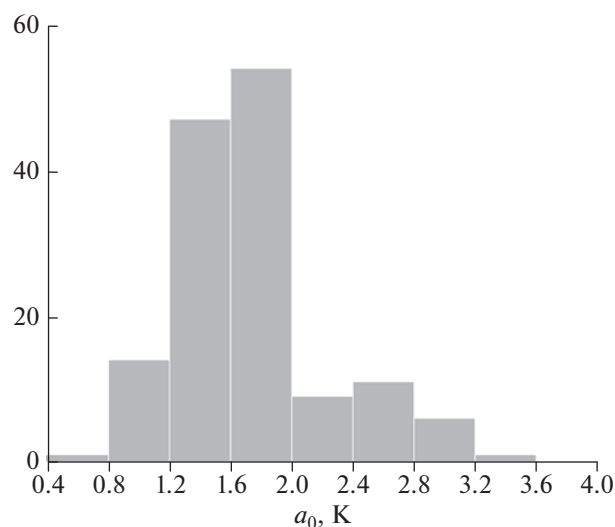


Рис. 3. Гистограмма месячных стандартных отклонений некогерентного шума a_0 разностей температуры (1), определяемых методом наименьших квадратов (8) для измерений эмиссии ОН в Звенигороде в 2004–2017 гг.

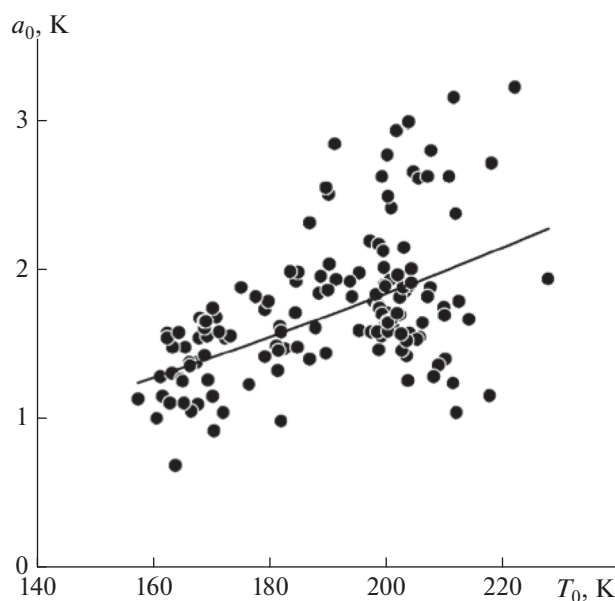


Рис. 4. Зависимость месячных стандартных отклонений некогерентного шума a_0 от среднемесячной вращательной температуры ОН для Звенигорода. Линия показывает квадратичную полиномиальную аппроксимацию.

ных масштабов анализируемых возмущений при увеличении временного смещения Δt в (1).

На рисунке 6 показаны изменения абсолютных d_T и относительных d_T/T_0 стандартных месячных отклонений (3) разностей (1) с $\Delta t = 2$ ч, полученных по данным измерений (левые графики) и после исключения некогерентного шума (правые графики). Видно, что исключение некогерентного шума уменьшает значения стандарт-

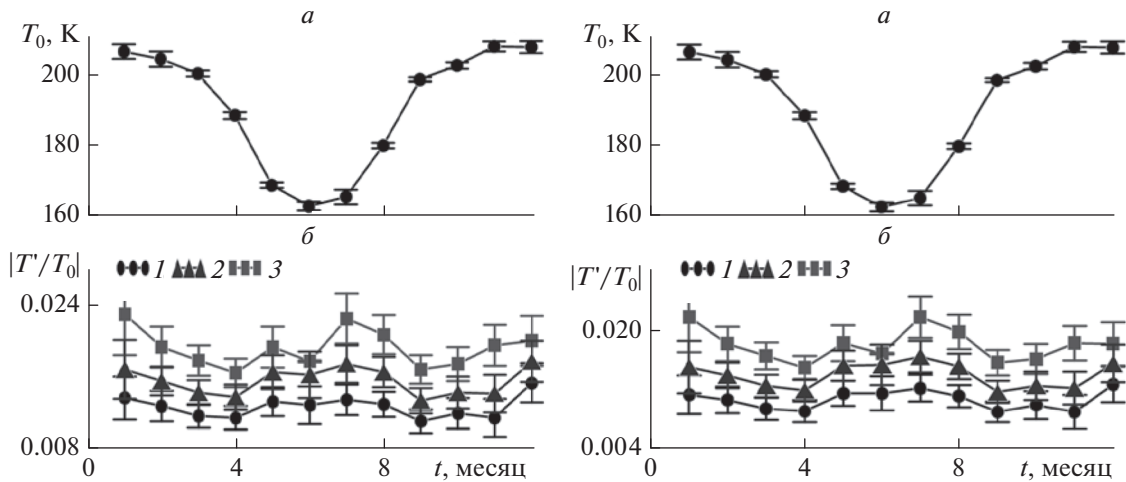


Рис. 5. Сезонные вариации средней вращательной температуры ОН, T_0 – (а), и относительных стандартных отклонений d_T/T_0 (3) разностей (1) – (б) для $\Delta t = 0.5$ ч – 1, $\Delta t = 1$ ч – 2 и $\Delta t = 2$ ч – 3, рассчитанные по регистрируемым данным (слева) и после исключения некогерентного шума (справа) и усредненные за 2004–2017 гг. наблюдений в Звенигороде.

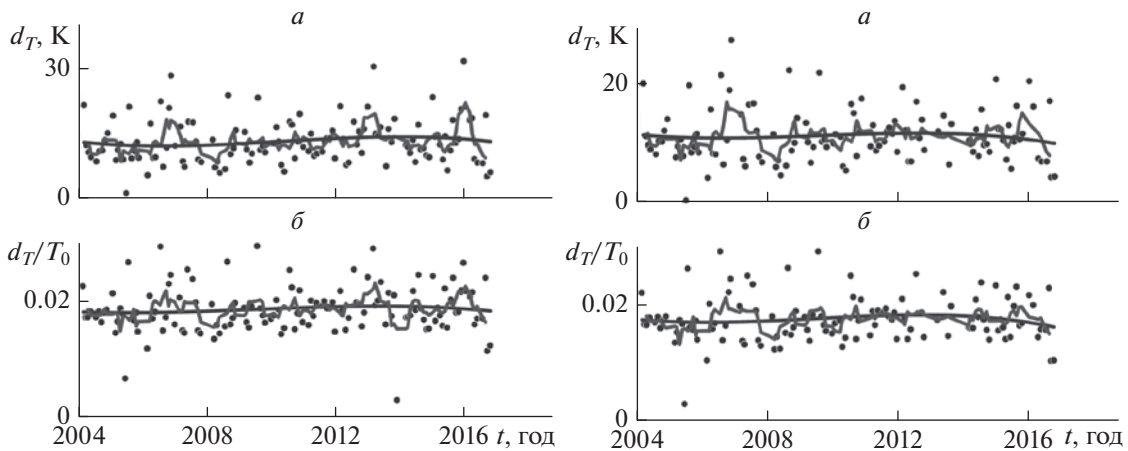


Рис. 6. Изменение абсолютных d_T – (а) и относительных d_T/T_0 – (б) месячных стандартных отклонений (3) разностей (1) с $\Delta t = 2$ ч, вычисленных по измеренным значениям (слева), и после вычитания некогерентного шума (справа), для измерений в Звенигороде. Линии показывают бегущее среднее по 7-ми точкам и кубичную полиномиальную аппроксимацию.

ных отклонений когерентных мезомасштабных возмущений на правых графиках рис. 6. Гладкие линии на рис. 6 показывают кубичную полиномиальную аппроксимацию. Особенностью межгодовых изменений на рис. 6 является рост мезомасштабных стандартных отклонений до 2012–2014 г. и их уменьшение после этого. Такое же поведение отмечалось в работах [Gavrilov et al., 2020; Роров А.А., 2020]. Указанное поведение трендовых линий более отчетливо видно на правых графиках рис. 6 после вычитания дисперсий некогерентного шума. Следует учитывать, что разностный фильтр (1) с $\Delta t = 2$ ч краем полосы пропускания зацепляет полусуточный прилив [Роров et al., 2020], который может вносить определенный вклад в вариации, изображенные на рис. 6.

Таким образом, описанное выше исключение некогерентного шума позволяет лучше выявить особенности сезонных и межгодовых изменений когерентных мезомасштабных процессов в разных областях частотного спектра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом анализа статистических свойств структурной функции поля температур оценены дисперсии и стандартные отклонения некогерентного случайного шума, который обусловлен инструментальными погрешностями, а также атмосферными волнами и турбулентностью с масштабами меньшими времени регистрации измеряемых характеристик ночной эмиссии гид-

роксила вблизи мезопаузы. Оценки дисперсии некогерентного шума использованы для коррекции значений дисперсии мезомасштабных возмущений, которая может дать информацию об интенсивности когерентных (волновых) процессов в области МНТ.

Для определения мезомасштабной составляющей с периодами 0.8–11 ч использованы различные цифровые фильтры (1) с различными значениями временного сдвига Δt в диапазоне от 10 мин до 2 ч. Вычитание некогерентного шума не меняет характера сезонных вариаций во всех частотных интервалах, но уменьшает значения мезомасштабных стандартных отклонений на 10–20%. Предлагаемая коррекция позволяет лучше выявить особенности сезонных и межгодовых изменений когерентных мезомасштабных возмущений в разных областях частотного спектра. Описанный метод статистической коррекции не требует дополнительных измерений и применим для анализа данных любых станций мировой сети наблюдений ночных свечений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данное исследование поддержано Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 19-35-90130 и Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2021-583.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гаврильева Г.А., Аммосов П.П., Колтовской И.И. Полусуточный термический прилив в области мезопаузы над Якутией // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 49. № 1. С. 117–122. 2009.
<https://doi.org/10.1134/S0016793209010150>
- Красовский В.И., Потапов Б.П., Семенов А.И., Шефов Н.Н. Внутренние гравитационные волны вблизи мезопаузы. 1. Результаты исследований гидроксильной эмиссии // Полярные сияния и свечение ночного неба / Под ред. Ю.И. Гальперина. М.: Сов. Радио. № 26. С. 5–29. 1978.
- Медведева И.В., Белецкий А.Б., Перминов В.И., Перцев Н.Н. Вариации температуры атмосферы на высотах мезопаузы и нижней термосферы в периоды стратосферных потеплений по данным наземных и спутниковых измерений в различных долготных секторах // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 8. № 4. С. 127–135. 2011.
- Перминов В.И., Семенов А.И., Медведева И.В., Перцев Н.Н. Изменчивость температуры в области мезопаузы по наблюдениям гидроксильного излучения на средних широтах // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 2. С. 246–256. 2014.
<https://doi.org/10.1134/S0016793214020157>
- Перцев Н.Н., Андреев А.Б., Мерзляков Е.Г., Перминов В.И. Мезосферно-термосферные проявления стратосферных потеплений: совместное использование спутниковых и наземных измерений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 10. № 1. С. 93–100. 2013.
- Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС. 741 с. 2006.
- Barlow R.J. A guide to the use of statistical methods in the physical sciences. Wiley Publ. 222 p. 1993.
- Gavrilov N.M., Fukao S., Nakamura T., Jacobi Ch., Kerschner D., Manson A.H., Meek C.E. Comparative study of interannual changes of the mean winds and gravity wave activity in the middle atmosphere over Japan, Central Europe and Canada // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 64. P. 1003–1010. 2002a.
- Gavrilov N.M., Shiokawa K., Ogawa T. Seasonal variations of medium-scale gravity wave parameters in the lower thermosphere obtained from SATI observations at Shigaraki, Japan // J. Geophys. Res. V. 107. № D24. P. 4755. 2002b.
<https://doi.org/10.1029/2001JD001469>
- Gavrilov N.M., Popov A.A., Perminov V.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V., Ammosov P.P., Gavrilyeva G.A., Koltovskoi I.I. Mesoscale variations of hydroxyl rotational temperature from observations at Russian sites // Proc. SPIE. V. 11560. 115607W. 2020.
<https://doi.org/10.1117/12.2574795>
- Krassovski V.I. Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere // Ann. Géophys. V. 28. P. 739–746. 1972.
- Lastovichka J. A review of recent progress in trends in the upper atmosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 163. P. 2–13. 2017.
- Nakamura T., Higashikawa A., Tsuda T., Matsushita Y. Seasonal variations of gravity wave structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki // Earth Planets Space. V. 51. P. 897–906. 1999.
- Popov A.A., Gavrilov N.M., Andreev A.B., Pogoreltsev A.I. Interannual dynamics in intensity of mesoscale hydroxyl nightglow variations over Almaty // Solar-Terr. Phys. V. 4. № 2. P. 63–68. 2018
- Popov A.A., Gavrilov N.M., Perminov V.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V. Multi-year observations of mesoscale variances of hydroxyl nightglow near the mesopause at Tory and Zvenigorod // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 205. № 105311. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105311>
- Somsikov V.M., Andreev A.B., Zhumbaev B.T. Peculiarities of seasonal behavior of wave disturbances in the mesosphere according to SATI and satellite observations // News Natl. Acad. Sci. Rep. Kazakhstan. V. 4. № 302. P. 33–39. 2015.
- Swenson G.R., Mende S.B. OH emission and gravity waves (including a breaking wave) in all-sky imagery from Bear Lake, UT // Geophys. Res. Lett. V. 21. № 20. P. 2239–2242. 1994.
- Taylor M.J., Hapgood M.A., Rothwell P. Observations of gravity wave propagation in the OI (557.7 nm), Na (589.2 nm) and the near infrared OH nightglow emissions // Planet. Space Sci. V. 35. № 4. P. 413–427. 1987.
- Taylor M.J., Hapgood M.A. On the origin of ripple-type wave structure in the OH nightglow emission // Planet. Space Sci. V. 38. № 11. P. 1421–1430. 1990.
- Vadas S.L., Taylor M.J., Pautet S.P.-D., Fritts D.C., Liu H.-L. Convection: the likely source of the medium-scale gravity waves observed in the OH airglow layer near Brasilia, Brazil, during the SpreadFEx campaign // Ann. Geophys. V. 27. P. 231–259. 2009.