

ISSN 0016-7940

Том 63, Номер 6

Ноябрь - Декабрь 2023



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

www.sciencejournals.ru

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 6, 2023

Изменения в области F ионосферы перед магнитными бурями (обзор) <i>А. Д. Данилов, А. В. Константинова</i>	683
Форбуш-понижения и геомагнитные возмущения: 1. События, связанные с разными типами солнечных и межпланетных источников <i>А. А. Мелкумян, А. В. Белов, Н. С. Шлык, М. А. Абунина, А. А. Абунин, В. А. Оленева, В. Г. Янке</i>	699
Регулярные неоднородности плотности в пограничном слое плазмосферы <i>Г. А. Котова, В. В. Безруких, Д. В. Чугунин, М. М. Могилевский, А. А. Чернышов</i>	715
Особенности квазипериодических КНЧ-излучений вне плазмосферы <i>П. А. Беспалов, О. Н. Савина, Г. М. Нецеткин</i>	724
Широтная структура высыпаний в области дневного полярного каспа <i>В. Г. Воробьев, О. И. Ягодкина, Е. Е. Антонова, И. П. Кирпичев</i>	736
Индукцированные высыпания электронов из внутреннего радиационного пояса, зарегистрированные в Океании <i>Е. А. Гинзбург, М. Д. Зинкина, Ю. В. Писанко</i>	751
Внутренняя структура поляризационного джета: стратифицированный поляризационный джет <i>А. А. Синевич, А. А. Чернышов, Д. В. Чугунин, М. М. Могилевский, В. Я. Милох</i>	764
Явления в высокоширотной F -области ионосферы при воздействии мощными радиоволнами КВ-диапазона на частотах выше критической частоты слоя F_2 <i>Н. Ф. Благовещенская, А. С. Калишин, Т. Д. Борисова, И. М. Егоров, Г. А. Загорский</i>	775
Особенности структуры зимней утренней ионосферы высоких и средних широт <i>А. Т. Карпачев</i>	788
Экваториальные плазменные пузыри: влияние зонального термосферного ветра <i>Л. Н. Сидорова</i>	798
Многолетние тренды ионного состава и температуры нижней термосферы средних широт <i>Г. В. Гивишвили, Л. Н. Лещенко</i>	806
Индекс солнечной активности для критической частоты E -слоя <i>М. Г. Деминов, В. И. Бадин, Р. Г. Деминов, Е. В. Непомнящая</i>	815
Инфракрасное свечение окиси азота в средней атмосфере Земли в событиях GLE 23-го солнечного цикла <i>А. С. Кириллов, В. Б. Белаховский, Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин, А. В. Германенко, Б. Б. Гвоздевский</i>	822
Соответствие горизонтов отложений, обогащенных космической пылью, экскурсам геомагнитного поля <i>А. Ю. Куражковский, В. А. Цельмович, Н. А. Куражковская</i>	832

НЕКРОЛОГ

Гуревич Александр Викторович (19.09.1930–21.07.2023)	840
--	-----

УДК 550.388.2

ИЗМЕНЕНИЯ В ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ ПЕРЕД МАГНИТНЫМИ БУРЯМИ (ОБЗОР)

© 2023 г. А. Д. Данилов¹, *, А. В. Константинова¹

¹Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета (ИПГ),
Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 26.06.2023 г.

После доработки 20.07.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Приводится обзор изменений ионосферных параметров в предбулевой период, наблюдаемых при анализе конкретных магнитных бурь (так называемые “case studies”). Показано, что в результатах такого анализа в большинстве случаев видны отклонения этих параметров (прежде всего – $foF2$ и TEC) в дни, предшествующие внезапному началу бури. При этом многие авторы обращают на них внимание, обсуждают их связь с параметрами космической погоды, сезоном, временем суток и пространственным распределением и даже высказывают предположения о возможных механизмах формирования. Показано, что число таких публикаций заметно возросло в течение последних 4–5 лет. Подчеркивается, что изменения состояния ионосферы в предбулевые дни обнаруживаются не только в “классических” параметрах ($foF2$ и TEC), но и в других ионосферных характеристиках. Подробно рассматриваются статьи, посвященные именно проблеме ионосферных предвестников магнитных бурь, их связи с космической погодой и их возможной роли в предсказании предстоящей магнитной бури.

DOI: 10.31857/S0016794023600801, EDN: PWJLWR

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема изменения в параметрах ионосферы в период, предшествующий магнитной буре, представляет интерес как в плане изучения физики процессов в приземном пространстве при изменениях космической погоды, так и в прикладном плане, если эти изменения могут являться предвестниками предстоящей бури. Сошлемся на обзорные работы [Благовещенский, 2012; Blagoveschensky et al., 2017; Danilov, 2013] и другие публикации [Данилов и Константинова, 2019].

За подробным описанием исследований этой проблемы мы отсылаем читателя к указанным обзорам. Здесь отметим лишь пионерские работы Kane [1973, 1975] и первые попытки обсудить возможные причины предбулевых эффектов в ионосфере [Данилов и др., 1985; Danilov and Belik, 1992]. В дальнейшем наблюдению этих эффектов в различных параметрах ионосферного слоя $F2$ ($foF2$, $hmF2$, $h'F2$, TEC) было посвящено много работ, описанию которых и посвящены указанные обзоры.

Со времени написания обзора [Danilov, 2013] в литературе появилось много новых публикаций, посвященных реакции ионосферы на ионосферные бури. В подавляющем случае это были так на-

зываемые “case studies”, т.е. описания изменения параметров космической погоды и соответствующих вариаций параметров ионосферного слоя $F2$. Поскольку основной целью таких работ было исследование поведения указанных параметров на различных стадиях бури (главная и восстановительная фазы), все внимание в них было направлено на это поведение после начала бури SC. Однако в некоторых работах обсуждалось (где кратко, а где подробнее) изменение ионосферных характеристик и в течение одного-трех дней до SC. И практически во всех работах на соответствующих графиках приводилось это изменение, поэтому, если даже предбулевые дни в тексте какой-то публикации не рассматривались вовсе, можно было оценить отклонения анализируемых параметров от спокойных условий в различные моменты до SC. Все, что можно найти в каждой публикации про поведение ионосферных параметров в предбулевые дни, и составляет основу данного обзора.

Необходимо отметить, что несколько таких публикаций после 2019 г. уже рассматривались в дискуссионной статье Данилова [2022]. Для сохранения единства изложения мы кратко рассматриваем эти публикации и здесь.

Отметим несколько важных моментов. В большинстве случаев приходилось считать величи-

ны ионосферных параметров ($foF2$, $hmF2$, TEC) с рисунков в рассматриваемых работах. В некоторых случаях (маломасштабные рисунки) это было довольно трудно, поэтому приводимые в этом обзоре величины не являются абсолютно точными. Однако, на наш взгляд, это не имеет принципиального значения, поскольку эти величины не используются для каких-либо дальнейших вычислений, а призваны лишь показать наличие тех или иных возмущений.

В статьях, где приводятся отклонения наблюдаемых величин от спокойных условий, мы приводим эти отклонения ($\Delta foF2$, $\Delta hmF2$, ΔTEC), указывая, если это сказано в статье, что именно принималось в качестве спокойных величин. Некоторые авторы пересчитывали критические частоты в величины электронной концентрации в максимуме слоя, и приводили величины $NmF2$.

2. КОНКРЕТНЫЕ БУРИ – CASE STUDIES

В большинстве рассматриваемых ниже работ проводились указанные “case studies”, т.е. рассматривалась одна, или несколько, бурь по наблюдениям на нескольких станциях вертикального зондирования (ВЗ) или пунктах различных навигационных систем.

В работе Dugassa et al. [2023] рассматривалось поведение полного содержания электронов (TEC) во время бури 25 августа 2018 г. (SC в 08:45 UT) по измерениям на 14 приемниках системы GNSS в четырех широтных зонах. На рис. 1 приведена вырезка из рис. 4 в указанной статье. “Всплеск” ΔTEC примерно за 6 ч до SC виден в трех (из четырех) широтных зонах. Особенно ярко он выражен для зоны $10^\circ N$, где ΔTEC превышает $+100\%$. На этом рисунке виден также пик ΔTEC с амплитудой около $+40\%$ в полдень 23 августа в зонах $0^\circ N$ и $5^\circ S$.

Согласно рис. 6 в той же работе величины ΔTEC по измерениям на ст. Penk ($47.8^\circ N$), Tubi ($40.8^\circ N$) и Ramo ($30.6^\circ N$) в полдень 24 августа превышали $+40\%$.

В работе Sharan [2022] рассматривается реакция слоя $F2$ на две умеренных, две сильных и две выдающихся магнитных бури по наблюдениям на трех станциях ВЗ в области Южной Атлантики.

Умеренная буря началась в 06:00 UT 22 ноября 1975 г. На ст. Rarotonga ($21.2^\circ S$) в 14:00 UT 21 ноября наблюдался “всплеск” виртуальной высоты слоя $F2$ примерно на 40% . Авторы отмечают, что по данным той же станции “до SC 22 ноября величина $foF2$ возросла на 30% по сравнению со спокойными условиями (среднее за 10 спокойных дней)”.

На ст. Port Moresby ($9.4^\circ S$) 3 марта 1995 г. наблюдался рост $h'F2$ в 12:00 UT, тогда как SC произошёл в 13:00 UT 4 марта. Автор пишет, что при-

мерно с 06:00 UT 4 марта критическая частота $foF2$ начала уменьшаться и в 09:00 UT достигла минимума в 5.7 МГц, что на 30% меньше, чем спокойное значение, а также, что до начала этой бури с 11:00 UT величина $h'F2$ была на 26% выше, чем в спокойных условиях. Автор отмечает также, что предбуревые возмущения наблюдались только для умеренных бурь.

В работе Idosa et al. [2023] анализировались вариации TEC по измерениям на четырех высокоширотных станциях (4 в Северном и 4 в Южном полушариях) во время бури 4 ноября 2021 г. (SC в 08:00 UT). Кроме вариаций самих величин TEC анализировались также их пространственные градиенты в обоих полушариях. Получено, что в предбуревой день 3 ноября суточный ход TEC в Северном и Южном полушарии резко различался. На рис. 2 (адаптирован из рис. 5 в указанной работе) видно, что в этот день произошло сильное уменьшение градиента TEC около 12:00 UT в Северном полушарии и еще более сильное увеличение примерно в 22:00 UT в обоих полушариях. Наличие этих эффектов в предбуревой день авторы отмечают и в заключении статьи, высказывая предположение, что они могут иметь метеорологическую природу (см. ниже в Обсуждении).

Sawadogo et al. [2023] анализировали вариации TEC по GPS-измерениям на ст. Koudougou ($12.2^\circ N$, геомагнитная широта) во время 4 умеренных геомагнитных бурь. Во время бурь 13 мая 2015 г. и 6 мая 2016 г. в оба предбуревых дня наблюдается существенное (до 40%) превышение TEC над средним значением за спокойные дни.

В работе Naidu et al. [2023] рассматриваются вариации $foF2$ по измерениям методом ВЗ на 4 станциях Западного полушария во время бурь 16 июля 2017 г. (умеренная) и 28 мая 2017 г. (сильная).

На ст. Hermanus ($34.4^\circ S$) величина $\Delta foF2$ 15 июля составляла -30% в 22:00 UT, $+30\%$ в 19:00 UT и $+25\%$ в 17:00 UT. На ст. Millstone Hill ($42.6^\circ N$) 15 июля зарегистрированы пики $\Delta foF2$ с амплитудой $+30\%$ в 07:00 и 09:00 UT. В тот же день на ст. Port Stanley замечены сильные “всплески” $\Delta foF2$ до $+60\%$ в 21:00 UT и до $+80\%$ в 18:00 и 22:00 UT.

Во время второй бури величины $\Delta foF2$ на ст. San Vito поднимались до $+40\%$ в 09:00 и 10:00 UT 27 мая, а SC было в тот же день в 22:00 UT. На ст. Hermanus отмечено уменьшение $\Delta foF2$ до -30% в 05:00 UT.

Анализу поведения VTEC во время бури 25 августа 2018 г. (SC в 00:09 UT) на 9 пунктах GPS посвящена работа Imtiaz et al. [2021]. Хотя в работе рассматриваются изменения $\Delta VTEC$ только во время бури, приведенные рисунки охватывают также и три предбуревых дня. Из этих рисунков следует, что на ст. NKLK ($0.4^\circ N$) величина

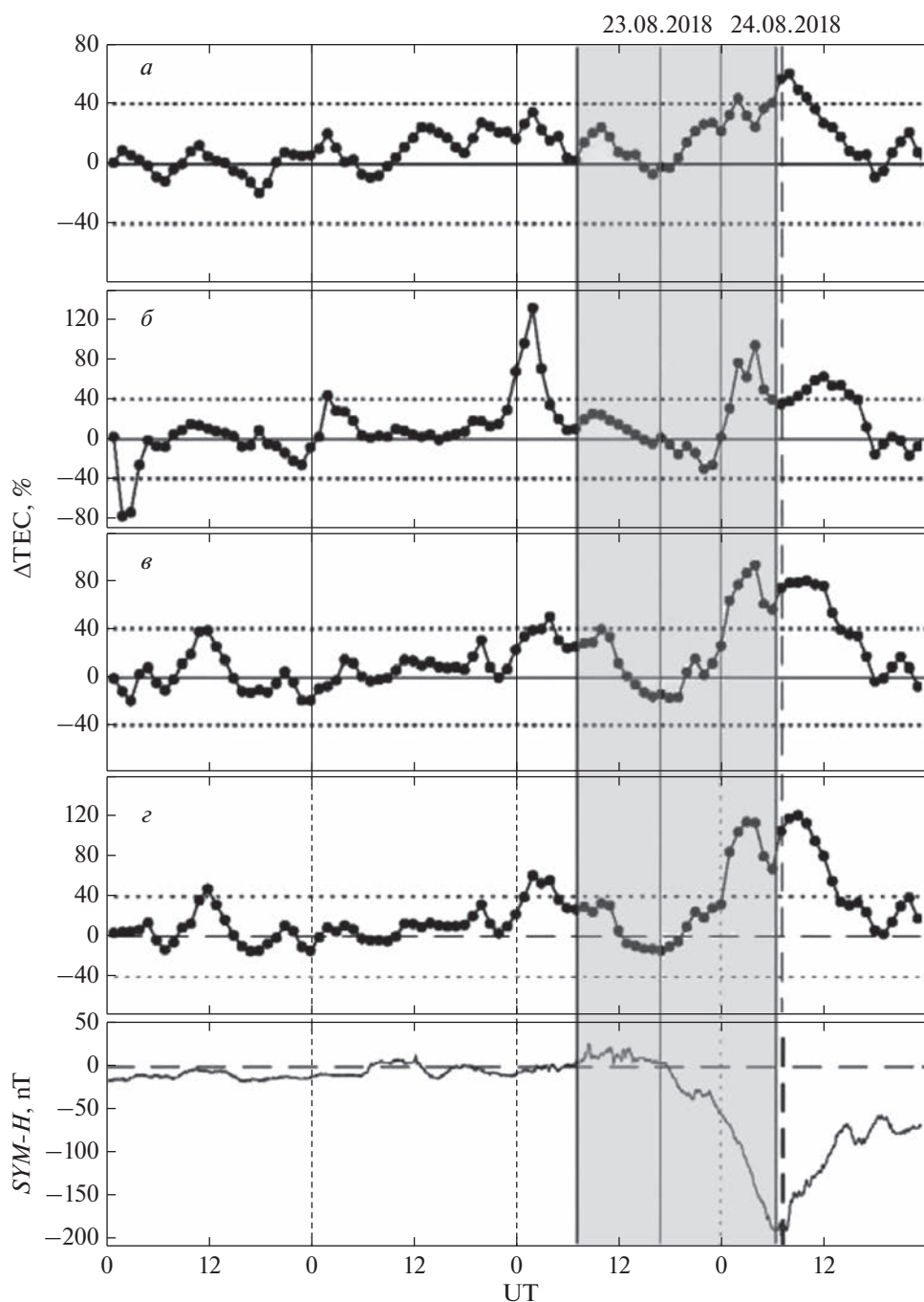


Рис. 1. Изменение ΔTEC по измерениям в пунктах $30^\circ \text{ N } 35^\circ \text{ E}$ (а), $10^\circ \text{ N } 35^\circ \text{ E}$ (б), $0^\circ \text{ N } 35^\circ \text{ E}$ (в) и $5^\circ \text{ S } 35^\circ \text{ E}$ (г), а также индекса SYM-H (адаптировано из Dugassa et al. [2023]).

ΔVTEC опустилась до -40% в 12:00 UT 22 августа и в 14:00 UT 24 августа. На ст. DAKR (14.7° N) эта величина составляла -30% в 16:00 UT 24 августа.

В работе Singh et al. [2021] анализировались вариации TEC во время 4 магнитных бурь по измерениям на двух индийских станциях. На ст. Bangalore (13.0° N) было зарегистрировано увеличение ΔVTEC до $+50\%$ в 06:00 UT 26 сентября 2011 г.

Начало падения Dst приходится в этот день на 17:00 UT.

На ст. Varanasi (25.2° N) в предбуревой день было зарегистрировано несколько отрицательных отклонений VTEC от величин в спокойных условиях: 18 февраля 2014 г. $\Delta\text{VTEC} = -25\%$ в 12:00 UT при SC в 14:00 UT; 15 июля 2012 г. $\Delta\text{VTEC} = -30\%$ в 10:00 UT при SC в 12:00 UT;

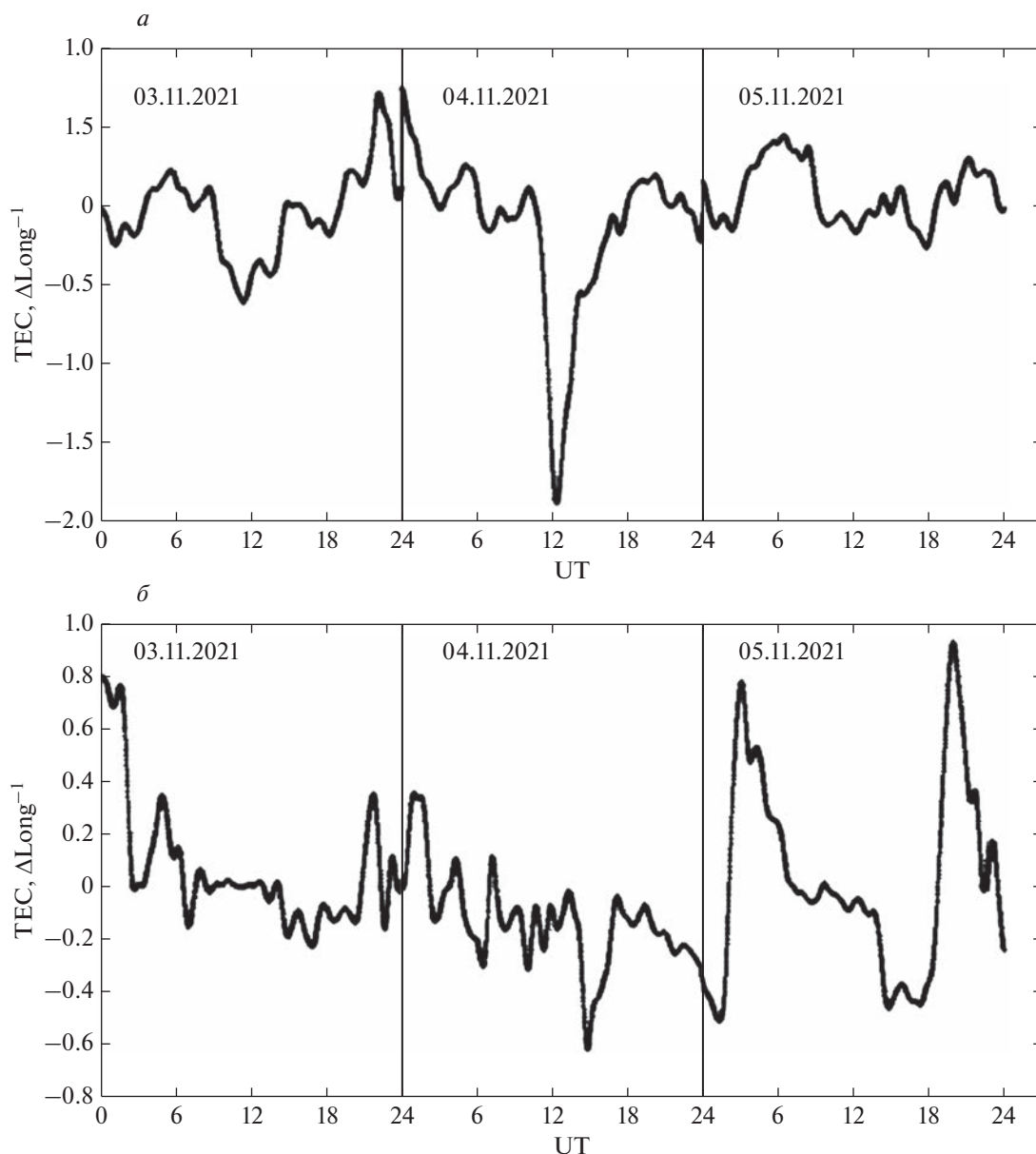


Рис. 2. Вариации долготного градиента TEC 3–5 ноября 2021 г. в Северном (а) и Южном полушариях (б) (адаптировано из Idosa et al. [2023]).

19 декабря 2015 г. $\Delta VTEC = -30\%$ в 13:00 UT при SC в 17:00 UT.

В работе Adebessin and Bakare [2023] представлены результаты анализа изменения параметров области F во время магнитной бури 12 октября 2016 г. (SC в 22:00 UT) по наблюдениям на шести европейских станциях ВЗ.

Отличие этой работы от многих других case-study исследований состоит в том, что исследуются не только “классические” параметры слоя $F2$ ($foF2$ и $hmF2$), но также и высота однородной атмосферы (H), толщина слоя ($B0$) и форма слоя ($B1$).

В течение двух суток, предшествующих SC, по данным ст. Rome (42.8° N) наблюдались положительные возмущения электронной концентрации. Величина $\Delta NmF2$ достигала $+80\%$ и $+40\%$ в 15:00 UT и 05:00 UT, соответственно, 12 октября и 80% в 15:00–16:00 UT 11 октября. Очень сильные “всплески” $\Delta NmF2$ до 400% в 09:00 UT 12 октября и $>100\%$ в 08:00–10:00 UT 11 октября зарегистрированы на ст. San Vito (40.6° N) и Athens (38.0° N) (см. вырезку из соответствующего рисунка на рис. 3). В высоте слоя $F2$ и 11 и 12 октября наблюдались отрицательные отклонения от спокойных величин, достигавшие 25%.

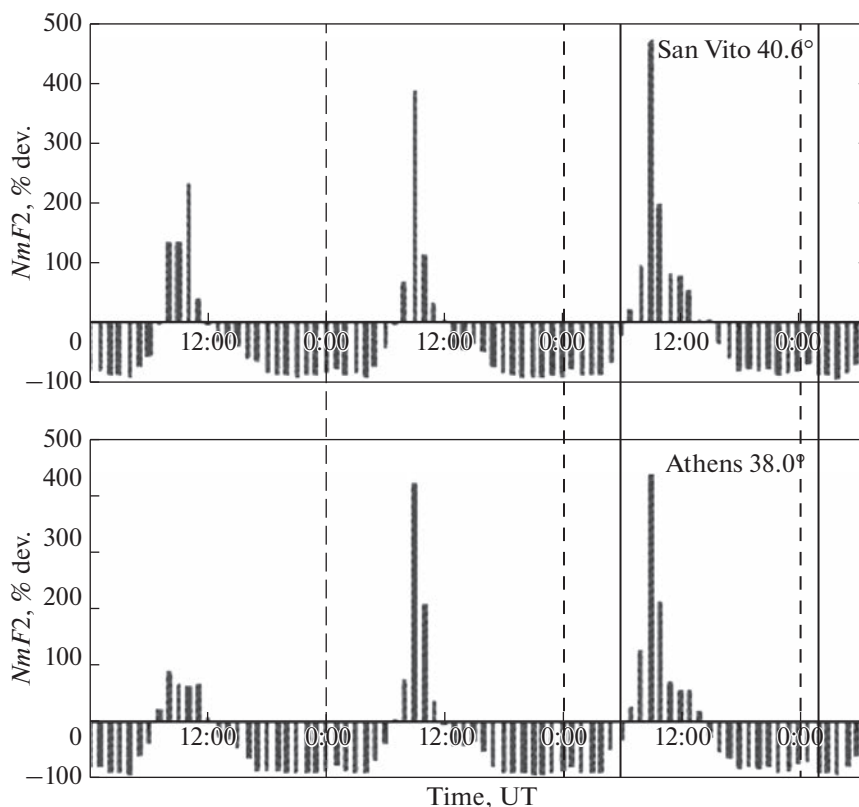


Рис. 3. Вариации $\Delta NmF2$ по измерениям на двух станциях ВЗ 10–12 октября 2016 г. (адаптировано из Adebessin and Bakare [2023]).

В работе Mishra et al. [2020] анализировались измерения TEC на 12 пунктах GPS в четырех регионах (австралийский, бразильский, индийский и южноафриканский) во время трех бурь 2015 г.: 17 марта (SC в 05:00 UT), 22 июня (SC в 19:00 UT) и 19 декабря 2015 г. (SC в 23:00 UT).

В бразильском регионе по данным всех трех пунктов видно уменьшение VTEC примерно вдвое в 15:00 UT 16 марта. В индийском регионе в 13:00 UT 16 марта наблюдается рост VTEC на 45% на ст. Lucknow (26.9° N). Эти высокие величины отмечаются авторами и в тексте статьи. В двух других пунктах региона существенных отклонений VTEC от спокойных условий не зарегистрировано. Ни в южноафриканском, ни в австралийском регионах существенных отклонений VTEC в предбуревые дни также не зарегистрировано.

22 июня в индийском секторе по данным ст. Lucknow с 12:00 до 18:00 UT наблюдалось отрицательное отклонение VTEC примерно на 40%. На всех трех станциях бразильского региона в 10:00–16:00 UT 21 июня наблюдалось длительное уменьшение VTEC примерно вдвое с максимумом около 14:00 UT.

19 декабря с 12:00 до 20:00 UT величина VTEC на той же станции в индийском секторе была ниже спокойных значений на 50%. В бразильском

секторе отклонение величины VTEC от спокойных условий составляло +60% в 18:00 UT на ст. Brasilia (16.0° S) и +50% в 16:00 UT на ст. Salvador (12.9° S).

В работе de Abreu et al. [2023] анализируются 70 бурь в 1999–2018 гг. по измерениям TEC в антарктическом и аргентинско-чилийском секторах. На приведенных в работе для примера рисунках видны отклонения TEC в предбуревые дни от спокойных значений, которые приводятся вместе с возможным разбросом ($q + \sigma$).

Например, за три часа перед бурей 22 сентября 1999 г. (SC в 19 UT) в 16:00 UT на ст. Punta Arenas (53.1° S) величина VTEC была примерно на 65% выше среднего спокойного значения ($q + \sigma$). То же справедливо и для 05:00 UT того же дня. 21 сентября в 16:00 UT указанное превышение составляло 60%.

За два часа до SC перед бурей 14 декабря 2006 г. (SC в 21:00 UT) на ст. Palmer Station (64.8° S) VTEC = 23 TECU (единица измерения TEC), а среднее ($q + \sigma$) = 8 TECU, причем рост VTEC начинается с 16:00 UT. Вырезка из соответствующих рисунков приведена на рис. 4.

Перед бурей 7 октября 2015 г. (SC в 02:00 UT) 6 октября в 06:00–10:00 UT величина $\Delta VTEC$ на

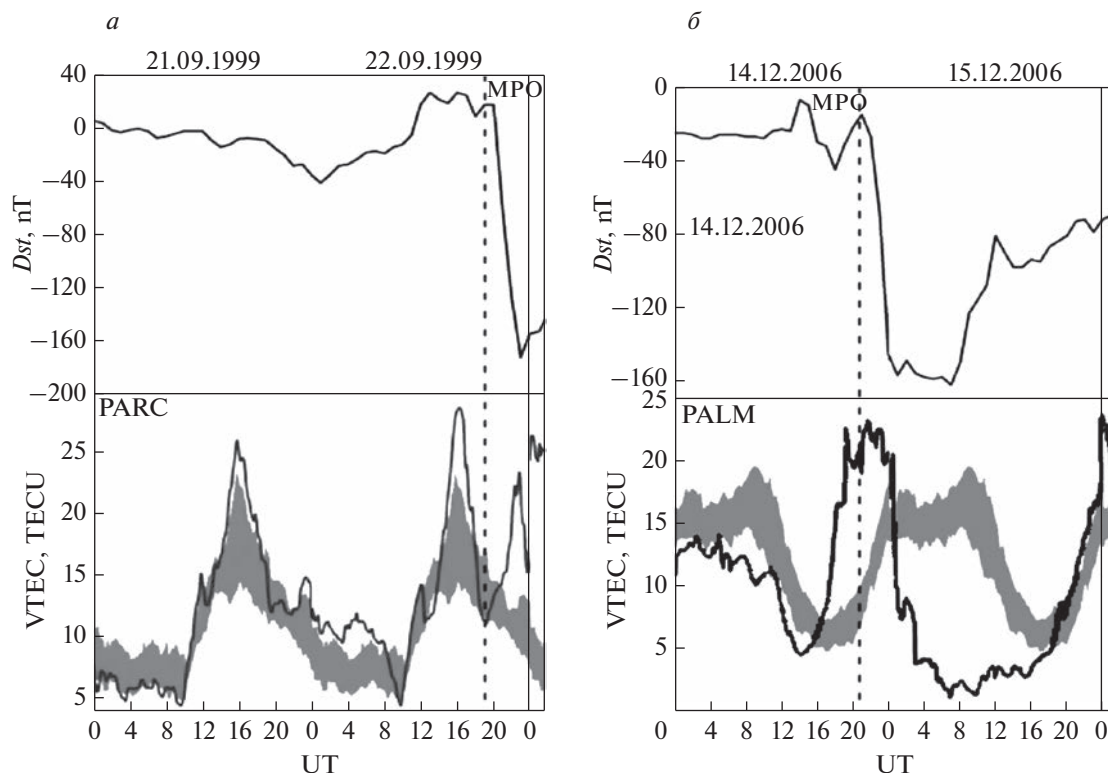


Рис. 4. Вариации Dst и $VTEC$ по данным станции Punta Arenas 21 и 22 сентября 1999 г. (а) и по данным ст. Palmer Station 14 и 15 декабря 2006 г. (б) (адаптировано из Abreu et al. [2023]). Вертикальные штриховые линии — момент SC. Заливкой показаны спокойные величины $VTEC \pm$ стандартное отклонение.

ст. Palmer Station составляла примерно -40% . В 21:00–22:00 UT того же дня наблюдаемые величины $VTEC > 17$ TECU, а среднее ($q + \sigma$) < 10 TECU.

В работе Picanço et al. [2021] обсуждается поведение $foF2$ и TEC на двух бразильских станциях Sao Paulo (2.6° S) и Cachoeira Paulista (22.7° S) во время двух бурь: 22 июня 2015 г. (SC в 18:00 UT) и 17 марта 2015 г. (SC в 05:00 UT).

По измерениям на ст. Sao Paulo 21 июня в 15:00 и 19:00 UT величины $\Delta foF2$ составляли -50% и -40% соответственно. На той же станции 6 марта в 20:00–24:00 UT величина $\Delta foF2$ составляла -50% .

Все эти эффекты в $foF2$ заметны также и в изменениях как $VTEC$, так и индекса DIX (Disturbance Ionospheric Index), вычисляемого по совокупности наблюдательных данных. Авторы отмечают, что предбуревые возмущения привели к тому, что этот индекс достигал величины 2.

Детальное исследование бури 26 августа 2018 г. (SC в 19:00 UT) по наблюдениям на пяти станциях ВЗ было выполнено Mansilla and Zossi [2022]. В качестве спокойного фона использовались наблюдения в самый спокойный день августа (6 августа).

За 2 часа до SC на ст. Jacamarca (2.3° S) зарегистрирован “всплеск” $\Delta foF2$ до $+40\%$

На ст. Sao Luis (2.6° S) в 13:00 UT наблюдалось падение $hmF2$ с 380 до 260 км, в 15:00 UT падение с 330 до 270 км и в 16:00 UT падение с 350 до 270 км. На ст. Jacamarca (12.0° S) с 11:00 до 16:00 UT наблюдались пики с $\Delta hmF2 = +40-50\%$.

Авторы вычислили также по данным ВЗ величины TEC и получили: на ст. Sao Luis с 11:00 UT до момента SC 12–15 TECU при спокойном фоне в 3–8 TECU и на ст. Port Stanley (51.7° S) в 14:00 UT 22 TECU при спокойном фоне в 8 TECU.

Те же авторы [Mansilla and Zossi, 2023] анализировали наблюдения на пяти южноамериканских станциях ВЗ, а также величины TEC , пересчитанные из ионограм ВЗ, во время бури 21 июня 2015 г. На рисунках видно, что на ст. Fortaleza (3.9° S) за 16 ч до SC происходит падение $foF2$ на 50%. На ст. Cachoeira (13.9° S) за два часа до SC наблюдался рост $foF2$ на 70%, а на ст. Boa Vista (12.3° N) за два часа до SC виден рост $foF2$ на 30%. По данным ст. Fortaleza зарегистрировано падение TEC на 50% за два часа до SC.

Анализу четырех магнитных бурь в июне и июле 2012 г. а также марте и декабре 2015 г. по наблюдениям TEC посвящена работа Swarnalingam

et al. [2022]. Анализировался очень большой материал спутниковых и наземных измерений ТЕС и N_e .

В работе не приводятся вариаций ионосферных параметров по измерениям в конкретном пункте, но приводятся карты ТЕС. Не приводятся и величин ТЕС в спокойный день. Однако, поскольку в статье подробно представлены данные измерений ТЕС и N_e в течение предбуриевых дней и нескольких дней после начала бури, приведенные материалы позволяют сделать некоторые выводы, относящиеся к обсуждаемой в данной статье проблеме.

Рисунок 4 в указанной статье показывает, что величины ТЕС (и по данным COSMIC-1, и по наземным измерениям) в течение двух дней перед бурей 14 июля 2012 г. были много выше, чем 21 июля. На верхней панели этого рисунка приведены измеренные абсолютные величины ТЕС в течение трех предбуриевых дней и шести 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 и более. В то же время 21 июля, когда, судя по приведенным на этом же рисунке данным магнитных измерений, восстановительная фаза бури уже давно закончилась, величина ТЕС не превышает 6–7 TECU.

Еще более сильные эффекты видны по данным COSMIC-1 на рис. 8 (Swarnalingam et al. [2022]) для бури 17 июня. 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. Увеличение ТЕС 15 и 16 июня (по сравнению с 21 июня, который можно условно считать спокойным фоном) было даже сильнее, чем во время главной фазы бури 17 июня, причем область положительных возмущений ТЕС в предбуриевые дни захватывала и средние широты.

Абсолютно то же справедливо и для 18 декабря 2015 г. и предбуриевых часов 19 декабря. Примерно за 2 ч до SC в большом широтном интервале от 20° N до 20° S наблюдается сильное повышение ТЕС, которого не видно ни в одном из последующих дней.

Согласно рис. 13 в указанной работе, в течение трех дней перед SC бури 17 марта 2015 г. в районе полудня наблюдаются “всплески” ТЕС, которых не видно 21 марта, когда, судя по поведению Dst -индекса, восстановительная фаза бури уже закончилась.

Эффект возрастания электронной концентрации перед бурей 14 июля 2015 г. можно видеть и на высотных профилях N_e на широте 60° N (верхняя панель рис. 6 указанной статьи). На высотах слоя

F_2 в течение 18 ч до SC величины N_e составляют $(4-5) \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, тогда как, начиная со второго дня после SC, величина N_e на этих высотах равна $(2-3) \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Обратим внимание на то, что обе рассмотренные бури летние.

Akinyemi et al. [2021] рассмотрели реакцию ионосферы на бурю 24 октября 2011 г. по данным ТЕС, измеренным на трех станциях GPS в Нигерии. Из приведенных в работе рисунков видно, что на двух пунктах из трех наблюдается рост ТЕС на 30% примерно за 6 ч до SC.

В работе [Astafyeva et al., 2021] анализируется буря 25 августа 2018 г. по спутниковым (ГЛОНАСС) и наземным (GPS) измерениям ТЕС. Анализируемым параметром является TEC-slips — число внезапных скачков ТЕС по отношению к общему числу наблюдений. За два часа до SC наблюдался очень сильный скачок TEC-slips в высоких широтах. Он был сильным в низких широтах и отсутствовал на средних.

Данные спутниковых наблюдений N_e в области F во время бури 25 августа 2018 г. (SC в 12:00 UT) подробно рассматриваются в работе Spogli et al. [2021]. Карты пространственного распределения N_e в экваториальной области показывают, что 24 августа это распределение отличалось от такового в спокойный день 10 августа — пик экваториальной аномалии был на 10° сдвинут к северу. Авторы отмечают, что “отклонение в предбуриевых условиях от спокойного поведения является удивительной особенностью бури”.

Данные ВЗ показывают, что на ст. Ст. Sao Luis (2.5° S) за 6–8 ч до SC произошло сильное падение hmF_2 . Есть также падения hmF_2 на этой станции в 04:00 и 12:00 UT 24 августа.

Yonas et al. [2022] анализировали вариации отношения $[O]/[N_2]$ на высоте 625 км по измерениям аппаратурой GUVI на спутнике TIMED во время четырех бурь: 23 апреля 2012 г., 17 марта 2013 г., 17 марта 2015 г. и 25 августа 2018 г. в четырех широтных зонах. Приводятся вариации этого отношения как в периоды самих бурь, так и в течение двух предбуриевых дней. Только в одном случае получено заметное отклонение от спокойных условий: $\Delta([O]/[N_2]) = -35\%$ за восемь часов до SC в буре 2013 г.

В работе Zhai et al. [2023a] рассмотрена реакция ионосферы на бурю 4 ноября 2021 г. (SC в 00:00 UT) по данным ВЗ на станциях AS00Q (около 10° S) и CAJ2M (около 22° S). В работе приводятся результаты наблюдений за три дня — 3–5 ноября. При этом 3 ноября считается спокойным днем, с которым сравниваются два возмущенных дня. Возможность предбуриевых возмущений 3 ноября не учитывается.

Однако, на рис. 6 в указанной статье виден пик $NmF_2 = 24 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ в 17:00–18:00 UT (16:00–

17:00 LT) на ст. AS00Q, тогда как в местный полдень (13:00 UT) $NmF2 = 15 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Похожий рост с $15 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ в местный полдень до $(19-23) \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ в 17:00–18:00 UT виден и для ст. CAJ2M. Но последняя на 2 ч западнее первой, поэтому указанный рост N_e приходится на двух станциях на один момент UT, но разные моменты LT. Это может быть важно для анализа процессов, вызывающих предбуриевые возмущения.

Детальному анализу поведения области F по данным ВЗ на четырех станциях Северного полушария во время трех бурь 2010 г. (28 марта (SC в 18:00 UT), 28 мая (SC в 20:00 UT) и 3 августа (SC в 17:00 UT) посвящена статья Joshua et al. [2021a].

На соответствующих рисунках в этой статье приведены отклонения наблюдаемых величин $NmF2$ от фоновых значений, которые построены по наблюдениям в 10 самых спокойных дней каждого месяца. На этих рисунках видно, что и в предбуревой день и в часы до SC буревого дня наблюдается много как положительных, так и отрицательных величин $\Delta NmF2$ с амплитудой больше 40%. Мы ограничимся здесь лишь наиболее яркими примерами.

На ст. Pruhonice (50° N) 27 и 28 марта в 08:00 UT $\Delta NmF2 = -80\%$. 28 мая в 08:00 UT $\Delta NmF2 = +80\%$.

На ст. San Vito (40° N) 2 августа в 06:00 UT и в 07:00 UT $\Delta NmF2 = +104\%$ и $+80\%$ соответственно.

На ст. Hermanus (34° N) 3 августа в 04:00 UT $\Delta NmF2 = +80\%$.

На ст. Ilorin (8.5° N) 3 августа в 02:00 и 06:00 UT $\Delta NmF2 = 70-80\%$.

Авторы обсуждают поведение $\Delta NmF2$ в период перед каждой бурей. В частности, они подчеркивают, что 27 мая возмущения $NmF2$ пришлись на совершенно спокойный в геомагнитном плане период ($Dst = 0 \text{ нТл}$ and $Kp = 13$). Они отмечают также отрицательные возмущения $NmF2$ на ст. Ilorin и Hermanus 3 августа и сильный “всплеск” $NmF2$ на ст. San Vito 2 августа.

Работа Joshua et al. [2021b] посвящена исследованию именно предбуревых эффектов (pre-magnetic storm signatures, PMS). Авторы проанализировали критические частоты $foF2$, 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 предбуревые дни значений со значениями в магнитоспокойные дни. При этом в качестве PMS рассматривались только события с $\Delta NmF2$, превышающими по абсолютной величине 44%. Чтобы избежать влияния предшествующих магнитных возмущений, рас-

сматривалось поведение нескольких магнитных индексов в течение шести предыдущих дней.

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

1. PMS наблюдаются при спокойном кольцевом токе ($Dst > -25 \text{ нТл}$).
2. PMS наблюдаются при умеренной авроральной активности ($AE > 100 \text{ нТл}$).
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. Мы вернемся к выводам этой работы в Обсуждении.

Balodis et al. [2023] рассмотрели реакцию ионосферы на бурю 17 марта 2015 г., анализируя влияние этой бури на точность определения местоположения с помощью Global Navigation Satellite Systems (GNSS). Анализировались наблюдения на европейских станциях системы GNSS. Анализируемым параметром была точность определения местоположения, выраженная как “облака ошибок точности” (positioning discrepancy clouds). Авторы отмечают (и это вынесено в резюме статьи), что в течение предбуревое дня 16 марта отмечались изменения наблюдаемых параметров, которые свидетельствуют о том, что происходили существенные ионосферные сцинтилляции.

Nabyarimana et al. [2023] рассмотрели поведение TEC во время бурь 17 марта в 2013 г. (SC в 06:00 UT) и 17 марта 2015 г. (SC в 05:00 UT) по измерениям в двух пунктах. Анализировалось отклонение ΔTEC наблюдаемых величин TEC от соответствующих величин TEC в спокойных условиях. На рисунках в статье видно, что в предбуревой день 16 марта 2013 г. величина ΔTEC на ст. Mbarara (0.6° S) составляла $+40\%$ в 17:00 и 20:00 UT. Такое же отклонение TEC наблюдалось на ст. Addis Ababa (9.0° N) в 19:00 UT. Авторы подчеркивают, что предбуревые возрастания ΔTEC на обеих станциях имели примерно одинаковую амплитуду.

Перед бурей 2015 г. на ст. Addis Ababa наблюдались величины ΔTEC в -40% в 00:00 UT 17 и $+40\%$ в 03:00 UT 16 марта. На ст. Mbarara был зарегистрирован очень сильный “всплеск” $\Delta \text{TEC} \sim +80\%$ в 02:00 UT 16-го, а в 19:00 UT 16-го и в 02:00 UT 17-го ΔTEC было $+35\%$. Авторы отмечают указанный сильный “всплеск” и относят его к предбуревым эффектам в низкоширотной ионо-

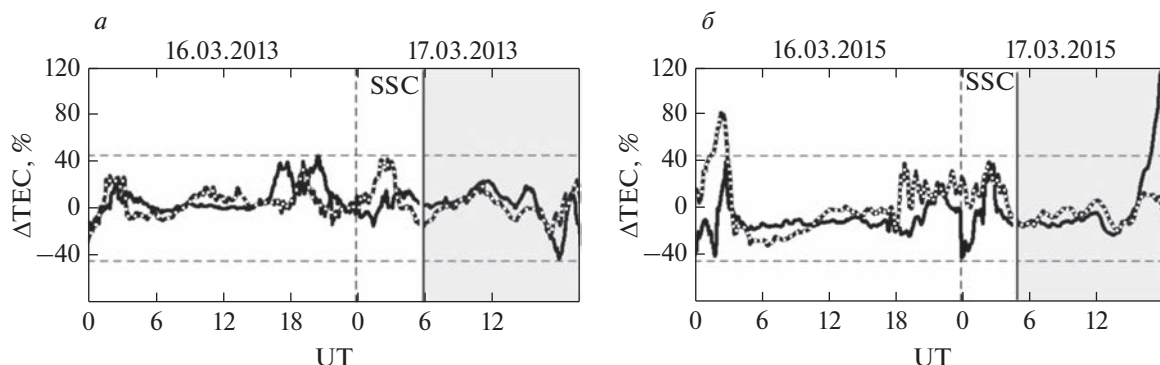


Рис. 5. Изменения ΔTEC перед бурей 17 марта 2013 г. (а) и 17 марта 2015 г. (б). Сплошная и штриховая линии соответствуют ст. Addis Ababa и Mbarara соответственно (адаптировано из [Habyarimana et al., 2023]).

сфере (см. рис. 5, адаптированный из двух рисунков в работе [Habyarimana et al., 2023]).

В работе Berényi et al. [2023] рассматривалось поведение параметров области F во время двух сильных бурь 12 ноября 2012 г. (SC в 23:00 UT) и 17 марта 2015 г. (SC в 05:00 UT) по наблюдениям на пяти европейских станциях ВЗ.

Авторы отмечают, что в предбуревый период (11–12 ноября, $Kp = 1+$) наблюдались положительные отклонения $foF2$ и TEC от спокойных величин. На рисунках в статье видно, что по измерениям на ст. Athens величина $\Delta foF2$ 11 ноября в 10:00 UT и 12 ноября в 11:00 UT составляла +25%. На всех пяти станциях виден рост ΔTEC на 20–30% в оба дня с максимумом около полудня. Авторы не обнаружили существенных эффектов ни в $foF2$, ни в TEC в предбуревой день 16 марта 2015 г.

В работе Zhai et al. [2023b] исследовалась реакция TEC в североамериканском и южноамериканском регионах на бурю 25 августа 2018 г. Авторы сосредоточили внимание на поведении TEC во время различных фаз бури. Но из карты на рис. 2 в этой статье для 16:00 UT видно, что величина ΔTEC на широтах (46–48)° N была 3–4 TECU или около +40%. Это возрастание TEC авторы отмечают и в тексте. Начало падения индекса Dst приходится на 18:00 UT. В это же время начался и заметный рост индексов Kp и AE , так что этот момент можно считать моментом SC.

Большое внимание проблеме ионосферных предвестников уделено в работе Kumar and Parkinson [2017]. Общие суждения авторов по поводу этой проблемы будут приведены ниже в Обсуждении. Здесь приведем лишь конкретные результаты. Анализировались изменения $NmF2$ по измерениям на 132 ионозондах ВЗ до, во время и после 967 геомагнитных бурь в период с 1965 до 2015 г.

Как пример приведена буря 01 марта 1981 г. (SC в 13:00 UT) по данным ст. Canberra. Согласно рис. 3 в указанной статье в 17:00 UT 28 февраля

$\Delta NmF2 = +22\%$. Следует подчеркнуть, что особенно тщательно строился спокойный фон для сравнения: усреднялись все спокойные дни в интервале ± 45 дней от бури. На рис. 4 в указанной статье видно, что выше примерно 40° N есть среднее увеличение $\Delta NmF2$ (усредненное по 967 магнитным бурям) на 6–10%.

Авторы формулируют несколько общих закономерностей поведения предбуревых возмущений. Они отмечают, что рост электронной концентрации в предбуревой период начинается в высоких широтах и затем движется на средние и в низкие широты. Согласно их результатам предбуревые возмущения наблюдаются чаще всего во время равноденственных бурь и реже всего — зимой, а также чаще днем, чем ночью.

Поведению ионосферы по данным ВЗ и некогерентного рассеяния в Харькове во время бури 18 декабря 2019 г. (SC в 11:00 UT) была посвящена статья Katsko and Emelyanov [2023]. Буря была очень слабой — минимальное значение индекса Dst было всего -28 нТл. 16 декабря рассматривалось как эталонный спокойный день, и измерения в последующие дни сравнивались с ним. В предбуревой день 17 декабря наблюдались три отклонения $foF2$ с амплитудой около 20%: положительные в 09:00 и 15:00 UT и отрицательное в 12:00 UT. Наличие этих отклонений авторы отмечают в тексте статьи.

К сожалению, в работе не приводятся данных некогерентного рассеяния за эталонный спокойный день. Однако изменение N_e на высоте 300 км 17 декабря явно носит необычный характер — видны 2 хорошо выраженных пика в 08:00 и 13:00 UT. Это отличается от хорошо известного типичного суточного хода $NmF2$.

Timuçin [2019] применил необычный метод к анализу реакции $foF2$ на геомагнитные возмущения. Он рассматривал как возмущение момент, когда индекс Kp составлял 4+. В большинстве случаев это соответствует слабой магнитной буре.

Анализировались наблюдения методом ВЗ на ст. Manila (14.7° N) в течение одного года (1991). Рассматривалось отклонение $\delta foF2$ критической частоты в данный час от ее среднего значения за год. Методом наложенных эпох строилось изменение $\delta foF2$ в течение 50 ч до и после указанного момента. Отдельно рассматривались дневные (06:00–18:00 LT) и ночные (19:00–05:00 LT) часы суток. Результаты применения указанного метода показывают, что заметное отклонение $\delta foF2$ от нулевых значений начинается примерно за 20 ч до указанного момента, причем в дневные часы это отклонение имеет положительный знак, а в ночные — отрицательный.

Статья [Bojilova and Mukhtarov, 2023] посвящена реакции ионосферы на бурю 3 февраля 2022 г. (SC в 00:00 UT). Анализировались величины TEC из банка CODE и строилось пространственное распределение отклонения ΔTEC наблюдаемых величин от спокойных условий. Согласно рис. 3 в указанной статье 2 февраля в 20:00 UT $\Delta\text{TEC} = -25\%$ в пункте (70° N 00° E). В 17:00 UT в пункте (70° N, 180° E) $\Delta\text{TEC} = +20\%$.

Поведение ионосферы во время бури 25 августа 2018 г. (падение Dst с 18:00 UT) исследовалось в работе Lissa et al. [2020]. Анализировались вариации TEC по данным нескольких приемных пунктов. В пункте Lucknow (26.9° N) в 09:00 UT 25 августа величина $\Delta\text{TEC} = -60\%$. В пункте Waltair (17.7° N) в этот же день в 13:00 UT $\Delta\text{TEC} = +60\%$ и 24 августа в 12:00 UT $\Delta\text{TEC} = +40\%$.

В работе Giri et al. [2023] для рассмотрения поведения $foF2$ во время магнитовозмущенных условий был применен метод вейвлет-анализа. Исходными данными были наблюдения методом ВЗ на ст. Boulder (40° N) во время очень сильной бури 17 марта 2015 г. и слабой бури 27 января 2022 г. Авторы заключили (и это вынесено даже в резюме), что $foF2$ увеличивалось в течение двух дней перед сильной бурей, тогда как перед слабой бурей такого увеличения не наблюдалось и что увеличения или уменьшения $foF2$ могут использоваться как предвестники магнитной бури.

Работа Younas et al. [2022] посвящена вариациям отношения $[O]/[N_2]$ по спутниковым измерениям на высотах области F во время четырех бурь. Известно, что при неизменном потоке ионизирующей радиации это отношение определяет равновесную концентрацию электронов в максимуме слоя $F2$. Авторы обнаружили, что в течение трех бурь из четырех по измерениям в средних широтах Северного полушария наблюдается уменьшение $[O]/[N_2]$ на 20–25% за 4–6 ч до SC.

Mandrikova et al. [2021] разработали новый метод анализа и моделирования ионосферных параметров. Они применили этот метод, в частности, к анализу измерений $foF2$ во время магнитных

бурь 25 августа 2018 г. и 10 мая 2019 г. на двух станциях ВЗ.

Авторы получили, что наблюдаются “положительные ионосферные аномалии ... с максимальной интенсивностью 24 августа примерно в 10:00 UT на ст. Паратунка и примерно в 16:00 UT на ст. Москва”. Эта интенсивность превысила пороговую величину (которая определяется в методе как сложный параметр, связанный с доверительной вероятностью) в 09:00 UT на ст. Паратунка и на семь часов позже на ст. Москва.

Они отмечают также, что за несколько часов до начала бури 10 мая 2019 г. по данным ст. Паратунка наблюдалась положительная аномалия средней интенсивности. Максимум аномалии пришелся на 11:00 UT 10 мая, причем за 7 ч до SC величина $foF2$ превысила пороговую величину.

Chernigovskaya et al. [2021] проанализировали реакцию области F на бури 17 марта 2015 г. SC в 06:00 UT) и 22 июня 2015 г. по наблюдениям на восьми станциях ВЗ примерно на одной широте на разных долготах Северного полушария и на 28 пунктах системы ГЛОНАСС на средних широтах Северного полушария.

Работа направлена на выяснение долготных эффектов поведения слоя $F2$ во время главной и восстановительной фаз магнитной бури, поэтому предбуревые дни не рассматриваются. Однако на рисунках приводятся данные как для двух предбуревых дней (15 и 16 марта 2015 г.), так и для восьми дней после начала бури (до 25 марта). Это позволяет провести оценки отклонений $foF2$ в предбуревые дни, сравнивая их с 25 марта, когда с большей 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 TEC в долготном интервале 140°–160°: в первой половине 15 и 16 марта величины TEC 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 магнитоспокойными: 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 SC магнитной бури в 18:00 UT 22 июня 2015 г. величины TEC много больше, чем 30 июня–2 июля (эти дни можно условно принять в качестве спокойных). Рис. 3 показывает, что предбуревые дни 20 и 21 июня были магнитоспокойными.

Согласно рис. 7 наблюдаются понижения $hmF2$ в течение предбуревого дня 16 марта. Аналогичные понижения видны и для 22 июня.

Работа Ye et al. [2023] посвящена реакции ионосферы на бурю 16 июля 2003 г. (SC в 03:00 UT). Хотя в работе анализируются в основном ионосферные неоднородности, на рис. 3 приведено изменение $foF2$ в течение 16–18 июля по измерениям на четырех станциях ВЗ.

На ст. Wakkanai (45.0° N) в 13:00 UT 15 июля наблюдался рост на 20% величины $foF2$ по сравнению со спокойным значением, которое получено методом скользящего среднего за 27 дней.

На ст. Kokobunji (35.7° N) в то же время (13:00 UT) также наблюдалось возрастание $foF2$ на 20%. Аналогичное возрастание зарегистрировано в тот же день и в 08:00 UT.

В данных ст. Yamagawa (31.2° N) видно возрастание $foF2$ на 25% в 13:00 UT и уменьшение на 25% в 18:00 UT.

На ст. Okinawa (26.6° N) наблюдается рост $foF2$ на 30% в 13:00 UT и падение на 30% в 18:00 UT.

В работе Фетисовой и Мандриковой [2022] представлен оригинальный метод моделирования и анализа параметров слоя $F2$ в периоды магнитных бурь. Приводятся наблюдения методом ВЗ на ст. Паратунка. Перед бурей 16 апреля 2021 г. (SC в 00:00 UT) 14 и 15 числа в первые часы суток наблюдалось уменьшение $foF2$ по сравнению со спокойными условиями (27-дневная медиана).

Авторы пишут, что “Накануне события на фоне слабо возмущенного геомагнитного поля в ионосфере наблюдались колебательные процессы. В начале суток 15 апреля началось плавное повышение электронной концентрации, которое привело к формированию положительного ионосферного возмущения слабой интенсивности. Эта положительная аномалия сформировалась за 18 ч до SC магнитной бури”.

Фетисова и Мандрикова [2022] отмечают появление колебательных процессов и накануне бури 12 мая 2021 г. Они пишут, что 11 мая “...за 6 ч до начала бури сформировалась положительная ионосферная аномалия умеренной интенсивности...общей длительностью около 20 ч”. При этом авторы специально подчеркивают, что наличие этой аномалии подтверждается и результатами их моделирования.

Аналогичный эффект положительной аномалии $foF2$, начавшейся до SC, зарегистрирован и перед магнитной бурей 27 мая 2017 г. Резюмируя результаты своего исследования, авторы указывают, что “...за несколько часов до начала умеренных и сильных бурь наблюдается эффект повышения электронной концентрации в ионосфере”.

В статье большой группы авторов [Mosna et al., 2020] подробно исследовалось поведение ионо-

сферы 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 медиана 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 предбуревые дни рассмотренной бури охватывали большую территорию.

В статье Adekoya et al. [2023] подробно рассматриваются ионосферные эффекты магнитных бурь 13 октября 2016 г. и 8 сентября 2017 г. по наблюдениям на 32 ионосферных станциях в двух географических секторах. На многочисленных рисунках в статье хорошо видны отклонения (как положительные, так и отрицательные) наблюдаемых величин $NmF2$ в два предбуревых дня обеих бурь от спокойных величин (усреднение за шесть спокойных дней). Авторы подчеркивают, что предбуревые эффекты были лучше выражены в американском секторе, чем в азиатско-австралийском.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Целью предыдущего параграфа было показать, что в большинстве публикаций по изучению реакции ионосферной области $F2$ на геомагнитные бури есть указание на наличие в предбуревые дни (за несколько часов, или даже десятков часов до SC бури) отклонений основных параметров ($foF2$, $hmF2$, ТЕС) от их величин в спокойных условиях. Во многих работах сами авторы отмечают случаи таких необычных отклонений в предбуревые дни и высказывают предположения об их физической природе. Отметим, что число таких работ заметно возросло именно в последние годы, что показывает, что проблема предбуревых вариаций становится актуальной.

Отметим несколько моментов в рассмотренных в предыдущем параграфе статьях, которые

могут иметь отношение к обсуждению природы предбуревых эффектов. Прежде всего, важно, что предбуревые эффекты в ионосфере находят не только в изменениях “классических” параметров (f_oF2 , TEC), но и высоте слоя $F2$ ($h'F2$, $hmF2$), в ошибках навигационных систем (Katsko and Emelyanov [2023]) и в ионосферных сцинтилляциях (Balodis et al. [2023]).

Обнаружив заметные возрастания ΔTEC в предбуревые дни 9 и 10 сентября 2015 г., Swadogo et al. [2023] предположили, что они объясняется вариациями Dst . Но этот индекс в предбуревые дни был и положительным, и отрицательным, и кривые для этих дней не отличаются от кривых для спокойных дней.

Picanço et al. [2021] отмечают, что обнаруженные ими отклонения параметров в низкоширотной ионосфере в предбуревые дни могут быть предвестниками геомагнитных бурь.

Отмечая наличие отрицательных отклонений ионосферных параметров в предбуревые дни от их регулярного поведения, Astafyeva et al. [2021] высказывают предположение, что эти отклонения могут быть вызваны флуктуациями межпланетного электрического, или магнитного поля (IEF/B_z), которые индуцируют электрические поля быстрого проникновения (PPEF). Но никаких указаний на существование таких полей в предбуревые дни не обнаружено.

Анализируя свои результаты по вариациям отношение $[O]/[N_2]$ в течение четырех бурь, Yonas et al. [2022] отмечают, что только в одном случае в предбуревые дни наблюдалось заметное (на 35%) уменьшение этого отношения. В остальных случаях оно не отличалось от фонового. Это заставляет с осторожностью относиться к предположению о том, что предбуревые эффекты в f_oF2 связаны именно с изменением состава термосферы на высотах слоя $F2$. Liu et al. [2008] получили, что возрастания f_oF2 не сопровождаются заметными изменениями $hmF2$ в предбуревой период.

Nabyarimana et al. [2023] отметили, что во время бури 17 марта в 2013 г. по измерениям в двух пунктах Mbarara (0.6° S) и Addis Ababa (9.0° N) предбуревые возрастания ΔTEC на обеих станциях имели примерно одинаковую амплитуду. Это позволяет составить представление о географических масштабах явления. К выводу о том, что изменения f_oF2 и TEC в предбуревые дни охватывали большую территорию, пришли и Mosna et al. (2020). Это является, по их мнению, еще одним аргументом против метеорологической природы этих явлений.

Важен обнаруженный в работах Zhai et al. [2023a, b] факт, что рост $NmF2$ перед бурей 21 ноября 2021 г. приходится на двух станциях на один момент UT, но разные моменты LT (у станций

разные долготы). Это может быть указанием на то, что предбуревые эффекты контролируются скорее мировым временем, чем местным, а это может быть важно для анализа процессов, вызывающих эти эффекты.

Большое внимание проблеме ионосферных предвестников уделено в работе Kumar and Parkinson [2017]. Авторы подчеркивают, что их исследования показывают возрастания ионосферных параметров перед SC магнитной бури, а в некоторых случаях почти за день до него. Авторы считают, что есть “...сильные доказательства того, что эти возрастания совершенно определенно реальны и начинаются в среднем за 60 ч до реального начала бури..., хотя и трудно себе представить, как ионосфера “узнает” о предстоящей буре”.

По их данным возрастание электронной концентрации сначала происходит в предбуревой период в высоких широтах и затем постепенно опускается по широтам, достигая экватора во время главной фазы бури. Они отмечают также, что высокоширотные предбуревые возрастания Ne более интенсивны в Северном полушарии, чем в Южном.

Как видно из рисунков в работе Ye et al. [2023], отрицательные отклонения f_oF2 появляются в предбуревой период только в низких широтах.

Kumar and Parkinson [2017] повторили свой анализ (см. предыдущий параграф), усилив ограничение на спокойные условия в предбуревой день. Бурь стало меньше, но картина не изменилась. Они заключают, что дело не в возмущенных условиях предбуревых дней и что предбуревые возрастания могут “иметь корни” в области дневного каспа, как это было предположено в работе [Danilov and Belik, 1992]. Авторы высказывают также надежду, что предбуревые эффекты в ионосфере важны для проблемы прогнозирования космической погоды.

Как отмечалось в предыдущем параграфе, результаты наблюдений в работе Chernigovskaya et al. [2021] указывают на увеличение f_oF2 и уменьшение $hmF2$ в предбуревые дни. Этот факт дает некий ключ к процессам, ответственным за наблюдаемые эффекты. Если бы рост f_oF2 был связан с составом термосферы (отношение $[O]/[N_2]$), то при понижении максимума слоя $F2$ в слое с более низким отношением, величина f_oF2 тоже должна была бы уменьшаться. Очевидно, “работает” какой-то другой процесс.

Idosa et al. [2023] считает, что предбуревые возмущения ионосферных параметров могут быть рекомендованы как предвестники магнитных бурь. По их мнению, положительные возмущения непосредственно перед SC могут иметь метеорологическую природу, тогда как метеорологическое происхождение возмущений за десятки часов до SC маловероятно. Поскольку механизм

возникновения предбуриевых эффектов до сих пор неизвестен, можно предположить, что “работают” несколько механизмов по-разному в разные бури.

Mikhailov and Perrone [2009, 2021] категорически отрицают концепцию предбуриевых ионосферных возмущений. В недавней работе Данилова [2022] была представлена критика позиции указанных авторов и приведены результаты многих исследователей в поддержку этой концепции. Работы последних лет, рассмотренные в данном обзоре, на наш взгляд, дают дополнительные аргументы в пользу этой концепции, поэтому здесь мы не будем возвращаться к работам [Mikhailov and Perrone, 2009, 2021].

В 2020 и 2021 гг. была опубликована серия работ [Данилов и Константинова, 2020а, б; 2021а, б, в; Константинова и Данилов, 2020, 2021; Danilov and Konstantinova, 2021] с результатами детального анализа характеристик предбуриевых отклонений $foF2$ по данным ст. Slough (254 бури) и ст. Juliusruh (272 бури). В этих работах были получены зависимости характеристик таких отклонений от различных внешних параметров (солнечная активность, интенсивность бури, сезон и т.д.). Сжатое описание полученных в этих работах результатов можно найти также в работе Данилова [2022].

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.

В работах Joshua et al. [2021a, b], посвященных исследованию именно предбуриевых эффектов в ионосфере (PMS, см выше), было обнаружено, 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. [2021b] 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 вероят-

но 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 предбуриевые эффекты Q -возмущениями, Joshua et al. [2021b] 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.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа направлена, прежде всего на то, чтобы показать, что проблема ионосферных возмущений в период перед магнитными бурями существует и привлекает все большее внимание специалистов. Стоит подчеркнуть, что после выхода в свет нашего обзора в 2019 г. и даже после относительно недавней статьи Данилова [2022] появилось много публикаций, дающих подтверждение наличия таких возмущений. Обзору этих публикаций и посвящена основная часть данного обзора.

Из приведенного материала, на наш взгляд, следует, что многие исследователи обращают внимание на предбуриевые возмущения параметров области F (прежде всего, $foF2$ и TEC) и даже высказывают некие суждения об их возможной физической природе. Сам факт существования таких возмущений не вызывает сомнения. И, как считают многие авторы, они являются предвестниками магнитных бурь. Если это так, то важность их исследования по очевидным причинам огромна.

Очевидно, что нужны дальнейшие исследования поведения ионосферных параметров именно в дни, предшествующие магнитным бурям. Такие исследования должны базироваться на анализе многих бурь и измерениях во многих пунктах. Целью этих исследований должно быть получение как можно более полной картины зависимости как положительных, так и отрицательных отклонений ионосферных параметров в предбуревой период от их величин в абсолютно спокойных условиях от различных внешних факторов, прежде всего — от параметров космической погоды (солнечная активность, геомагнитные индексы, параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля), а также от сезона, местного времени начала бури и других параметров.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Благовещенский Д.В. Космическая погода и ионосферные радиоволны. Saarbrücken — Germany: Palmarium Academic Publishing. 123 p. 2012.
- Данилов А.Д. Обсуждение проблемы ионосферных предвестников магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 62. № 1. С. 97–105. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022010047>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 1. Обзор проблемы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 5. С. 594–606. 2019. <https://doi.org/10.1134/S001679401905002X>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя F2 перед магнитными бурями. 1. Сезонные вариации // Гелиогеофизические исследования. Вып. 28. С. 3–12. 2020а.
- 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. 2020б.
- 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. 2021а. https://doi.org/10.54252/2304-7380_2021_30_3
- 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. 14–20. 2021б. https://doi.org/10.54252/2304-7380_2021_30_14
- 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. 2021в. https://doi.org/10.54252/2304-7380_2021_29_24
- Данилов А.Д., Морозова Л.Д., Мирмович Э.Г. О возможной природе положительной фазы ионосферных бурь // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 25. № 5. С. 768–772. 1985.
- Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 2. Анализ данных ст. Slough // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 3. С. 329–336. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020030104>
- Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 3. Анализ данных ст. Juliusruh // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 3. С. 327–335. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021030081>
- Фетисова Н.В., Мандрикова О.В. Моделирование и анализ параметров ионосферы на основе обобщенной многокомпонентной модели // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. Т. 41. № 4. С. 89–106. 2022. <https://doi.org/10.26117/2079-6641-2022-41-4-89-106>
- Adebesein B.O., Bakare Nurudeen. Mid-latitude ionospheric response and plasma distribution associated with the geomagnetic storm of 12–14 October 2016 in the European sector. 2023. Available at SSRN: <https://ssrn.com/abstract=4179677> or <https://doi.org/10.2139/ssrn.4179677>
- Adekoya B.J., Chukwuma V.U., Adebisi S.J., Adebesein B.O., Ikubanni S.O., Bolaji O.S., Oladunjoye H.T., Bisuga O.O. Ionospheric storm effects in the EIA region in the American and Asian-Australian sectors during geomagnetic storms of October 2016 and September 2017 // Adv. Space Res. V. 72. № 4. P. 1237–1265. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.04.016>
- Akinyemi G.A., Kolawole L.B., Dairo O.F., Willoughby A.A., Abdulrahim R.B., Rabi A.B. The response of the equatorial ionosphere over Nigeria to a geomagnetic storm event // Geomagn. Aeron. V. 61. № 4. P. 647–657. 2021. <https://doi.org/10.1134/S0016793221040022>
- Astafyeva E., Yasyukevich Y.V., Maletckii B., Oinats A., Vesnin A., Yasyukevich A.S., Syrovatskii S., Guendouz N. Ionospheric disturbances and irregularities during the 25–26 August 2018 geomagnetic storm // J. Geophys. Res. — Space. V. 127. № 1. ID e2021JA029843. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029843>
- Balodis J., Normand M., Zarins A. The movement of the GPS positioning discrepancy clouds at a mid-latitude region in March 2015 // Remote Sensing. V. 15. № 8. ID 2032. 2023. <https://doi.org/10.3390/rs15082032>
- Berényi K.A., Heilig B., Urbár J., Kouba D., Kis Á., Barta V. Comprehensive analysis of the ionospheric response to the largest geomagnetic storms from solar cycle 24 over Europe // Frontiers in Astronomy and Space Science. V. 10. ID 1092850. 2023. <https://doi.org/10.3389/fspas.2023>
- 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. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.09.013>
- Bojilova R., Mukhtarov P. Comparative analysis of global and regional ionospheric responses during two geomagnetic storms on 3 and 4 February 2022 // Remote Sensing. V. 15. № 7. ID 1739. 2023. <https://doi.org/10.3390/rs15071739>
- 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. 762–776. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.028>
- Danilov A. Ionospheric F2-region response to geomagnetic disturbances // Adv. Space Res. V. 52. № 3. P. 343–366. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.04.019>
- Danilov A.D., Belik L.D. Thermospheric composition and the positive phase of an ionospheric storm // Adv. Space Res. V. 12. № 10. P. 257–260. 1992. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(92\)90475-D](https://doi.org/10.1016/0273-1177(92)90475-D)
- 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. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.02.016>
- de Abreu A.J., Correia E., de Jesus R., Venkatesh K., Macho E.P., Roberto M., Fagundes P.R., Gende M. Statistical analysis on the ionospheric response over South American

- mid-and near high-latitudes during 70 intense geomagnetic storms occurred in the period of two decades // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 245. ID 106060. 2023.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106060>
- *Dugassa T., Mezgebe N., Habarulema J.B., Habyarimana V., Oljira A.* Ionospheric response to the 23–31 August 2018 geomagnetic storm in the Europe-African longitude sector using multi-instrument observations // *Adv. Space Res.* V. 71. № 5. P. 2269–2287. 2023.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.10.063>
- *Giri A., Adhikari B., Shrestha B., Rimal S.* Wavelet coherence analysis foF2 over Boulder station during different geomagnetic activity // *The Himalayan Physics.* V. 10. № 1. P. 66–77. 2023.
- *Habyarimana V., Habarulema J.B., Dugassa T.* Analysis of ionospheric stormtime effects over the East African sector during the 17 March 2013 and 2015 geomagnetic storms // *Earth Planets Space.* V. 75. ID 58. 2023.
<https://doi.org/10.1186/s40623-023-01812-9>
- *Idosa C., Adhikari B., Shogile K.* Features of ionospheric total electron content over high latitude regions during geomagnetic storm of November 04, 2021 variations of TEC over high latitude regions during geomagnetic storm of November 04, 2021 // *Indian J. Phys.* 2023.
<https://doi.org/10.1007/s12648-023-02746-4>
- *Imtiaz N., Ali O.H., Rizvi H.* Impact of the intense geomagnetic storm of August 2018 on the equatorial and low latitude ionosphere // *Astrophys. Space Sci.* V. 366. № 11. ID 106. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s10509-021-04009-2>
- *Joshua B.W., Adeniyi J.O., Olawepo A., Rabiun B., Daniel O., Adebisi S.J., Adebisi B.O., Ikubanni S.O., Abdurahim B.* Latitudinal dependence of ionospheric responses to some geomagnetic storms during low solar activity // *Geomag. Aeron.* V. 61. № 3. P. 418–437. 2021a.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221030063>
- *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. ID e2021JA029459. 2021b.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029459>
- *Kane R.P.* Global evolution of F2-region storms // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 35. № 11. P. 1953–1966. 1973.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(73\)90112-8](https://doi.org/10.1016/0021-9169(73)90112-8)
- *Kane R.P.* Global evolution of the ionospheric electron content during some geomagnetic storms // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 37. № 4. P. 601–611. 1975.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(75\)90055-0](https://doi.org/10.1016/0021-9169(75)90055-0)
- *Katsko S.V., Emelyanov L.Ya.* Variations in the mid-latitude ionosphere parameters over Ukraine during the very moderate magnetic storm on December 18, 2019 // *Kinemat. Phys. Celest.* V. 39. № 2. P. 78–89. 2023.
<https://doi.org/10.3103/S0884591323020034>
- *Kumar V.V., Parkinson M.L.* A global scale picture of ionospheric peak electron density changes during geomagnetic storms // *Space Weather.* V. 15. № 4. P. 637–652. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016SW001573>
- *Lissa D., Srinivasu V.K.D., Prasad D.S.V.V.D., Niranjan K.* Ionospheric response to the 26 August 2018 geomagnetic storm using GPS-TEC observations along 80° E and 120° E longitudes in the Asian sector // *Adv. Space Res.* V. 66. № 6. P. 1427–1440. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.025>
- *Liu L., Wan W., Zhang M.-L., Zhao B., Ning B.* Prestorm enhancements in NmF2 and total electron content at low latitudes // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 113. № 2. ID A02311. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012832>
- *Mandrikova O.V., Fetisova N.V., Polozov Yu.A.* Method for modeling of ionospheric parameters and detection of ionospheric disturbances // *Comp. Math. Math. Phys.* V. 61. № 7. P. 1094–1105. 2021.
<https://doi.org/10.1134/S0965542521070137>
- *Mansilla G.A., Zossi M.M.* Ionospheric response to the 26 August 2018 geomagnetic storm along 280° E and 316° E in the South American sector // *Adv. Space Res.* V. 69. № 1. P. 48–58. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.08.002>
- *Mansilla G.A., Zossi M.M.* Response of the South American equatorial ionization anomaly to an intense geomagnetic storm // *Adv. Space Res. AISR-D-22-00608.* 2023.
- *Mikhailov A.V., Perrone L.* Pre-storm NmF2 enhancements at middle latitudes: Delusion or reality? // *Ann. Geophysicae.* V. 27. № 3. P. 1321–1330. 2009.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-1321-2009>
- *Mikhailov A.V., Perrone L.* Pre-storm F2-layer Q-disturbances at middle latitudes: Do they exist? // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 213. ID 105473. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105473>
- *Mishra R.K., Adhikari B., Chapagain N.G., Baral R., Das P.K., Klausner V., Sharma M.* Variation on solar wind parameters and Total Electron Content over middle-low latitude regions during intense geomagnetic storms // *Radio Sci.* V. 55. № 11. ID e2020RS007129. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020RS007129>
- *Mosna Z., Kouba D., Knizova P.K., Buresova D., Chum J., Sindelarova T., Urbar J., Boska J., Saxonbergova-Jankovicova D.* Ionospheric storm of September 2017 observed at ionospheric station Pruhonice, the Czech Republic // *Adv. Space Res.* V. 65. № 1. P. 115–128. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.09.024>
- *Naidu P.P., Latha T.M., Devi M. I.* Hemispheric asymmetry in ionospheric response to geomagnetic storms at mid-latitudes – comparison with IRI model predictions // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. JASTP-D-22-00272.* 2023.
- *Picanço G.A.S., Denardini C.M., Nogueira P.A.B. et al.* Equatorial ionospheric response to storm-time electric fields during two intense geomagnetic storms over the Brazilian region using a Disturbance Ionosphere index // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 223. ID 105734. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105734>
- *Sawadogo S., Gnabahou D.A., Sandwidi S.A., Ouattara F.* Koudougou (Burkina Faso, Africa), GPS-TEC response to recurrent geomagnetic storms during solar cycle 24 declining phase // *International Journal of Geophysics.* V. 2023. ID 4181389. 2023.
<https://doi.org/10.1155/2023/4181389>
- *Sharan A.* Analysing the effect of geomagnetic storms on the F2-region ionosphere in South Pacific region // *Geomagn. Aeron.* V. 62. № 6. P. 802–814. 2022.
<https://doi.org/10.1134/S0016793222060147>
- *Singh A., Rathore V.S., Kumar S., Rao S.S., Singh S.S., Singh A.K.* Effect of intense geomagnetic storms on low-lat-

- itude TEC during the ascending phase of the solar cycle 24 // *J. Astrophys. Astr.* V. 42. № 2. ID 99. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s12036-021-09774-8>
- *Spogli L., Sabbagh D., Regi M. et al.* Ionospheric response over Brazil to the August 2018 geomagnetic storm as probed by CSES-01 and Swarm Satellites and by local ground-based Observations // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 126. № 2. ID e2020JA028368. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028368>
- *Swarnalingam N., Wu D.L., Gopalswamy N.* Interhemispheric asymmetries in ionospheric electron density responses during geomagnetic storms: A study using space-based and ground-based GNSS and AMPERE observations // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 127. № 5. ID e2021JA030247. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2021JA030247>
- *Timoçin E.* The Effect of geomagnetic storms on foF2 values over low latitude ionosonde station // *Sakarya University Journal of Science* V. 23. № 6. P. 1237–1241. 2019.
<https://doi.org/10.16984/aufenbilder.559334>
- *Ye H., Yi W., Zhou B. et al.* Multi-instrumental observations of midlatitude plasma irregularities over Eastern Asia during a moderate magnetic storm 3 on 16 July 2003 // *Remote Sensing*. V. 15. № 4. ID 1160. 2023.
<https://doi.org/10.3390/rs15041160>
- *Younas W., Khan M., Amory-Mazaudier C., Amaechi P.O., Fleury R.* Middle and low latitudes hemispheric asymmetries in $\Sigma O/N_2$ and TEC during intense magnetic storms of solar cycle 24 // *Adv Space Res.* V. 69. № 1. P. 220–235. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.10.027>
- *Zhai C., Tang S., Peng P., Cheng X., Zheng D.* Driver of the positive ionospheric storm over the South American sector during 4 November 2021 geomagnetic storm // *Remote Sensing*. V. 15. № 1. ID 111. 2023a.
<https://doi.org/10.3390/rs15010111>
- *Zhai C., Chen Y., Cheng X., Yin X.* Spatiotemporal evolution and drivers of the four ionospheric storms over the American sector during the August 2018 geomagnetic storm // *Atmosphere*. V. 14. № 2. ID 335. 2023b.
<https://doi.org/10.3390/atmos14020335>

УДК 524.1.352;523.62-726;550.385.4

ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЯ И ГЕОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ: 1. СОБЫТИЯ, СВЯЗАННЫЕ С РАЗНЫМИ ТИПАМИ СОЛНЕЧНЫХ И МЕЖПЛАНЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

© 2023 г. А. А. Мелкумян¹, *, А. В. Белов¹, Н. С. Шлык¹,
М. А. Абунина¹, **, А. А. Абунин¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail: amelkum@izmiran.ru

**e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 18.05.2023 г.

После доработки 22.06.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

В работе исследуются статистические связи между геомагнитными индексами и характеристиками космических лучей и межпланетных возмущений для Форбуш-понижений, связанных с: а) корональными выбросами массы из активных областей, сопровождавшимися солнечными вспышками; б) волоконными выбросами вне активных областей; в) высокоскоростными потоками из корональных дыр; г) несколькими источниками. Для спорадических Форбуш-понижений, с использованием статистических методов, сравнивается зависимость геомагнитных индексов от параметров космических лучей и солнечного ветра при наличии или отсутствии магнитного облака. Полученные результаты показали: а) самая высокая геоэффективность характерна для межпланетных возмущений, связанных с выбросами солнечного вещества из активных областей, при наличии магнитного облака; самая низкая — для рекуррентных возмущений; б) спорадические и рекуррентные события отличаются не только величиной геомагнитных индексов и южной компоненты магнитного поля, но и характером связи между ними; в) геоэффективность транзитных возмущений солнечного ветра зависит от наличия или отсутствия магнитного облака сильнее, чем от типа солнечного источника; г) для межпланетных возмущений, связанных с волоконными выбросами вне активных областей, при наличии магнитного облака геоэффективность зависит только от южной компоненты магнитного поля, для остальных типов возмущений — и от других параметров солнечного ветра.

DOI: 10.31857/S0016794023600503, EDN: PWBRCCG

1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-понижением (ФП) называют изменение плотности галактических космических лучей (КЛ) в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра (СВ), проявляющееся в относительно быстром понижении интенсивности КЛ, за которым следует более медленное (в масштабе нескольких дней) восстановление [Forbush, 1937; Lockwood, 1971; Iucci et al., 1979]. Убывание плотности галактических КЛ во время ФП часто сопровождается повышенными значениями анизотропии КЛ [Belov, 2009]. ФП делятся на: а) спорадические [Cane, 2000], вызванные межпланетными возмущениями (*Interplanetary Coronal Mass Ejections* — ICMEs), связанными с корональными выбросами массы (*Coronal Mass Ejections* — CMEs); б) рекуррентные [Richardson, 2004], связанные с областями взаимодействия (*Corotating Interaction Regions* — CIRs) высокоскоростных потоков из корональных дыр (*Coronal Holes* — CHs) со спокой-

ным СВ. ФП являются частью комплекса явлений, характеризующих солнечные и гелиосферные возмущения, и поэтому естественно ожидать наличие зависимости (по крайней мере, статистической) между параметрами ФП и других явлений — от солнечных вспышек до геомагнитных бурь. Известно, что основным источником магнитосферных возмущений является отрицательная (южная) компонента (B_z) межпланетного магнитного поля (ММП), так как в этом случае магнитосфера становится открытой, энергия СВ может поступать в магнитосферу и приводить к магнитным бурям. Среди межпланетных возмущений, включающих длительную значительную по величине южную B_z -компоненту, рассматриваются, прежде всего, такие структуры, как ICMEs, геоэффективность которых строго коррелирует с величиной B_z [Richardson and Cane, 2011] (под геоэффективностью понимается вероятность возникновения магнитной бури или эффективность процесса генерации бури). Кроме ICMEs, источ-

никами магнитных бурь являются также CIRs, которые имеют меньшую геоэффективность и вызывают менее интенсивные магнитные бури [Alves et al., 2006], а также комплексные структуры, образующиеся в результате взаимодействия потоков солнечного ветра из двух или более источников [Родькин и др., 2020; Шлык и др., 2021]. Для CMEs из активных областей (АО), сопровождавшихся солнечными вспышками, статистический анализ зависимости Dst -индекса от свойств выброса (скорость, угловая ширина, взаимодействие с другими CMEs, расположение источника, класс вспышки) проводился в Dumbović et al. [2015]. Хотя продолжительная (>2 ч) и значительная по величине (<-5 нТл) отрицательная B_z -компонента является основным источником магнитосферных возмущений [Gopalswamy, 2008], генерация магнитных бурь характеризуется определенным поведением и других параметров СВ [Ермолаев и Ермолаев, 2009].

Связь между характеристиками СВ и геомагнитной активности (ГА) для разных типов межпланетных возмущений исследовалась во многих работах. В Alves et al. [2006] исследовалась геоэффективность CIRs с 1964 по 2003 гг. с определением для каждого CIR-события интенсивности геомагнитной бури: сильная ($|Dst| > 100$ нТл), умеренная ($50 \text{ нТл} < |Dst| < 100$ нТл), слабая ($30 \text{ нТл} < |Dst| < 50$ нТл). Результаты показали, что 33% CIRs, наблюдаемых около Земли, являются геоэффективными ($|Dst| > 50$ нТл) и только 3% вызывают сильные бури. В работе также сравнивались распределения и корреляции максимальных значений скорости солнечного ветра ($V_{\max}$) и индукции магнитного поля ($B_{\max}$), минимальных значений отрицательной B_z -компоненты ($B_{z\min}$) и Dst -индекса ($Dst_{\min}$) для CIRs и магнитных облаков (*Magnetic Clouds* — MCs). Было получено, что хотя распределения параметров в группах CIR и MC похожи, но медианы распределений меньше в группе CIR, чем в группе MC. Корреляция $Dst_{\min}$ с $B_{z\min}$ оказалась значительной, а с $V_{\max}$ и $B_{\max}$ — слабой. Yermolaev et al. [2012] для событий с 1976 по 2000 гг. сравнивали геоэффективность (вероятность генерации магнитных бурь) межпланетных возмущений разных типов: CIR, MC, *Ejecta* (тело ICME при отсутствии MC), *Sheath* (область сжатия перед ICME в случае как MC, так и *Ejecta*). Максимальная геоэффективность была получена для MC (≈ 0.6), затем для *Ejecta* с областью сжатия и CIR (≈ 0.2), минимальная — для *Ejecta* без области сжатия (≈ 0.08). Сравнение геоэффективности CIRs и ICMEs в 23-м солнечном цикле представлено в Verbanas et al. [2013], где исследовались связи между геомагнитными индексами (Dst , Ap , AE) и характеристиками межпланетных возмущений ($V_{\max}$, $B_{\max}$) методами линейной и степенной регрессии. Было показано, что влияние CIR и ICME на магнито-

сферу Земли отличается для разных широт, что выражается в развитии разных токовых систем в магнитосфере и ионосфере Земли. В случае ICME, для экваториальной токовой системы характерны линейные зависимости между геомагнитными индексами и характеристиками межпланетного возмущения, а для полярной токовой системы — нелинейные; для CIR обе токовые системы характеризуются нелинейными связями между параметрами. Дремухина и др. [2019] анализировали динамику геомагнитных индексов и параметров межпланетных возмущений в периоды магнитных бурь ($Dst < -50$ нТл), индуцированных разными межпланетными источниками (CIR, *Sheath*, MC, *Ejecta*), с 1997 по 2017 гг. В работе показано, что наиболее эффективная генерация магнитной бури, с самым крутым понижением Dst , наблюдается для *Sheath*-событий, а самый слабый отклик Dst -индекса характерен для *Ejecta*. Родькин и др. [2020] для 2010–2011 гг. исследовали геоэффективность одиночных ICME и комплексных возмущений, образованных в результате взаимодействия ICME с высокоскоростными потоками из CHs или с другими ICMEs. В работе показано, что комплексные возмущения чаще приводят к умеренным и сильным магнитным бурям, чем одиночные ICME; при этом, большая продолжительность существования структуры приводит к более длительному периоду повышенной геомагнитной активности.

Хотя ФП и геомагнитные бури могут быть вызваны одними и теми же возмущениями СВ, но в магнитных бурях ключевую роль играет отрицательная (южная) B_z -компонента ММП, а на величину ФП знак B_z -компоненты не влияет. Еще одно отличие: геомагнитные возмущения определяются локальными характеристиками СВ, обтекающего магнитосферу Земли, в то время как модуляция КЛ является результатом влияния всей крупномасштабной межпланетной неоднородности. Возмущение СВ, способное вызвать магнитную бурю, не может не повлиять на КЛ: можно считать, что каждой магнитной буре соответствует ФП, хотя иногда этот эффект по наблюдениям на Земле очень мал; в то же время, ФП без магнитной бури встречаются часто [Belov, 2009]. Связь параметров ФП (характеристик КЛ и межпланетных возмущений) и индексов ГА исследовалась во многих работах. Belov et al. [2001] исследовали статистическую зависимость амплитуды ФП (AF) и максимального в течение события значения Kp -индекса ($Kp_{\max}$) с 1978 по 1996 гг. Было показано, что большинству магнитных бурь соответствуют относительно малые значения амплитуды ФП; во время слабых бурь ($Kp_{\max} = 5$) вариации плотности КЛ небольшие ($AF < 1\%$), типичная большая амплитуда ФП ($AF \geq 5\%$) наблюдается только во время очень сильных бурь ($Kp_{\max} \geq 8$). В Belov [2009] представлены средние значения AF

для разных уровней ГА с 1957 по 2006 гг. и указано на наличие связи между этими двумя параметрами. ФП малой величины ($<1\%$) обычно соответствуют низким значениям Kp -индекса ($\leq 3+$), очень сильные магнитные бури и гигантские ФП сопровождают друг друга, однако, такая зависимость часто нарушается. Например, ФП (2002.11.17) с большой амплитудой ($AF = 7.4\%$) соответствует очень низкое значение $Kp_{\max} = 4$, в то время как ФП (2002.11.20) с гораздо меньшей амплитудой ($AF = 0.8\%$) соответствует сильная магнитная буря ($Kp_{\max} = 7-$). В Kane [2010] проводился совместный анализ сильных магнитных бурь и больших спорадических ФП с 1965 по 1994 гг. Результаты показали, что минимальные (в течение ФП) значения Dst -индекса и плотности КЛ наблюдаются в разное время, а корреляция между $Dst_{\min}$ и AF статистически незначима, что указывает на разные механизмы развития событий. В то же время, значения $Dst_{\min}$ обычно наблюдаются одновременно с $Bz_{\min}$, хотя корреляция между этими двумя величинами слабая; при этом, корреляция $Dst_{\min}$ с суммой почасовых значений Bz (от начала ФП до $Bz_{\min}$) существенно выше. Badruddin and Kumar [2015] сравнивали временные профили Dst -индекса, вариаций плотности КЛ, скорости СВ, индукции ММП, отрицательной Bz -компоненты в течение четырех выбранных месяцев с 2001 по 2006 гг.. Результаты показали, что: а) как ICME, так и CIR, могут не вызывать магнитные бури и Форбуш-понижения одновременно; б) *Sheath* и MC оказываются наиболее эффективными структурами при генерации как магнитных бурь, так и Форбуш-понижений; в) для ICME наиболее геоэффективным параметром является южная (отрицательная) компонента магнитного поля, для CIR — флуктуирующая северо-южная компонента; г) наиболее важным источником генерации Форбуш-понижений является усиленное турбулентное магнитное поле в *Sheath* или MC. Lingri et al. [2016] провели статистический анализ значений амплитуды ФП, параметров межпланетных возмущений и геомагнитных индексов с 2008 по 2013 гг. Вычислялись парные коэффициенты корреляции для параметров AF , $Dst_{\min}$, $V_{\max}$ и начальной скорости CMEs (V). Полученные результаты показали: а) корреляция $Dst_{\min}$ с AF и V слабая, а с $V_{\max}$ — статистически незначимая; б) время регистрации $Dst_{\min}$ не совпадает со временем регистрации AF ; в) быстрые CMEs ($V > 400$ км/с) и большие Форбуш-понижения связаны с большими уменьшениями Dst -индекса; г) уменьшение Dst -индекса и плотности КЛ следуют одной и той же модели, хотя их величины не пропорциональны друг другу, что может быть результатом разных механизмов генерации ФП и геомагнитных бурь. Aslam and Badruddin [2017] сравнивали временные профили Dst -индекса, вариаций КЛ и параметров

межпланетных возмущений для транзитных событий в солнечном цикле 24. Во всех исследуемых событиях, падение плотности КЛ началось раньше, чем падение значений Dst -индекса, а восстановление Dst -индекса опережало восстановление плотности КЛ. Максимальная корреляция между профилями Dst -индекса и Bz -компоненты достигалась при сдвиге по времени от 1 до 3 часов. Корреляция Dst со скоростью СВ была максимальна в течение главной фазы геомагнитного шторма, а с индукцией ММП — на фазе восстановления. Шлык и др. [2021] для событий с 1995 по 2019 гг. исследовали свойства ФП, связанных с разными типами взаимодействующих межпланетных возмущений, и сравнивали их с изолированными событиями. Было показано, что средние значения $|Dst_{\min}|$: а) для СН, следующих за ICME, немного больше, чем для изолированных СН; б) для ICME, за которой следует СН, меньше, чем для изолированных ICME; в) в случае двух взаимодействующих ICMEs, меньше для первого возмущения, чем для второго. Таким образом, первые события из взаимодействующей пары менее геоэффективны, а вторые события получают дополнительные “ресурсы”.

Цель настоящей работы — выяснить, как значения геомагнитных индексов соотносятся с характерными для ФП параметрами КЛ и межпланетных возмущений в группах событий, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников. Для исследования геомагнитных возмущений, происходящих одновременно с развитием ФП, были использованы события со значениями $Bz_{\min} < -5$ нТл ($Bz_{\min}$ — минимальное в течение ФП значение отрицательной (южной) компоненты ММП). Большое количество используемых событий позволило применить статистические методы исследования данных. По типу солнечных источников из полного массива данных (группа FULL) выделялись четыре группы событий: а) группа CME1 — ФП, связанные с выбросами массы из АО, сопровождавшимися солнечными вспышками; б) группа CME2 — ФП, связанные с волоконными выбросами вне АО; в) группа СН — ФП, вызванные высокоскоростными потоками из корональных дыр; г) группа MIX — ФП, связанные с несколькими источниками. Исследовались также различия между спорадическими событиями при наличии (группы CME1 + MC и CME2 + MC) или отсутствии (группы CME1 — MC и CME2 — MC) магнитного облака.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе использовались данные с января 1997 по декабрь 2021 года из созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush Effects*

and Interplanetary Disturbances – FEID) (<https://crst.izmiran.ru/aid/>). Период отбора событий начинается с 1997 г., потому что с этого года в базе данных FEID содержится непрерывная почасовая информация о параметрах солнечного ветра. В этой базе данных, каждому ФП соответствует набор параметров, характеризующих вариации КЛ [Белов и др., 2018; <http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/vcr/vcr.txt>], СВ [King and Papitashvili, 2005; <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>], ГА [Matzka et al., 2021; <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/>; <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>] и солнечную активность (<http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/lists/xray>, <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>). Значения вариаций плотности и анизотропии КЛ рассчитаны по данным мировой сети нейтронных мониторов методом глобальной съемки [Белов и др., 2018]; результаты получены для частиц с жесткостью 10 ГВ, наиболее близкой к эффективной жесткости частиц, регистрируемых нейтронными мониторами. За начало ФП принимается момент прихода ударной волны, в качестве индикатора которой используется внезапное начало магнитной бури (*Sudden Storm Commencement – SSC*) (https://isgi.unistra.fr/data_download.php). При отсутствии SSC, началом ФП считаются резкие изменения основных параметров межпланетной среды (скорости СВ и/или индукции ММП) и/или КЛ. Списки MCs взяты из статей и онлайн-каталогов [Huttunen et al., 2005; Lynch et al., 2003, 2005; Marubashi and Lepping, 2007; Ермолаев и др., 2009; Gopalswamy et al., 2010; Kim et al., 2013; Richardson and Cane, 2010; (https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html, https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html, https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_fluxrope/LWS_CDAW2010_ICMETbl.html, <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>, <http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/>)]. Процесс идентификации ФП с солнечными источниками описан в Мелкумян и др. [2018], Melkumyan et al. [2022].

Каждое событие в используемой базе данных характеризуется набором параметров, показывающих, как ведут себя характеристики КЛ, СВ и ГА во время развития ФП. В настоящей работе, для каждого ФП используются параметры: AF (амплитуда ФП или максимальная вариация плотности КЛ), Ax_{max} (максимальная в течение ФП экваториальная анизотропия КЛ), Az_{range} (размах северо-южной анизотропии КЛ), Bz_{min} (минимальное в течение ФП отрицательное значение Bz -компоненты ММП), V_{max} и B_{max} (максимальные в течение ФП скорость СВ и индукция ММП), Vb и Bb (значения скорости СВ и индукции ММП за час до начала ФП). В качестве характеристик межпланетных возмущений используются также параметры $dB = B_{max} - Bb$ и $dV = V_{max} - Vb$ и параметр KT_{min} – минимальное

(в течение ФП) значение температурного индекса. Температурный индекс равен отношению наблюдаемой протонной температуры к ожидаемой температуре, вычисленной по значениям скорости СВ [Мелкумян и др., 2020; Melkumyan et al., 2021; http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/kt/temp_index.txt]. Для характеристики ГА используются параметры: Dst_{min} (минимальное в течение события отрицательное значение Dst -индекса), Ap_{max} и Kp_{max} (максимальные в течение события значения индексов Ap и Kp). Солнечная активность характеризуется параметром SSN (*Solar Spot Numbers*), равным количеству солнечных пятен в день начала ФП (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>). Для описания временного развития событий используется время от начала ФП до момента регистрации: а) минимальных значений плотности КЛ (T_{min} – время спада или длительность главной фазы ФП) и отрицательного Dst -индекса ($TDst_{min}$); б) максимальных значений скорости СВ (TV_{max}) и напряженности ММП (TB_{max}).

Большое количество исследуемых событий позволяет использовать статистические методы для анализа поведения всех параметров и связей между ними в разных группах ФП. Статистический подход к анализу данных предполагает, что свойства большого количества изучаемых объектов представляют доминирующие признаки индивидуального события. Для сравнения статистических свойств параметров и их взаимосвязей в разных группах событий строились круговые диаграммы, диаграммы рассеяния и диаграммы размаха; вычислялись квартили распределений, коэффициенты корреляции и стандартизированные коэффициенты множественной линейной регрессии. Для сравнения коэффициентов корреляции вычислялись z -статистика и уровень значимости p ; разница между двумя коэффициентами считалась статистически значимой при $p < 0.05$. Оценка силы корреляционной связи давалась по шкале Чеддока [Chaddock, 1925]: $r \leq 0.3$ – слабая, $0.3 < r \leq 0.5$ – умеренная, $0.5 < r \leq 0.7$ – значительная, $r > 0.7$ – сильная. Для исследования статистических связей между геомагнитными индексами и параметрами КЛ и межпланетных возмущений использовался также метод множественной регрессии, учитывающий взаимосвязи между всеми параметрами и дающий значительно более реальное представление о зависимости переменных, чем парные коэффициенты корреляции.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Форбуш-понижения, связанные с выбросами массы из активных областей, с волоконными выбросами за пределами активных областей, с CIRs или с несколькими источниками

Так как одним из основных факторов, влияющих на геомагнитную активность является суще-

Таблица 1. Медианы распределений Dst_{min} , A_{pmax} , SSN , параметров КЛ и СВ в разных группах событий ($B_z_{min} < -5$ нТл)

	FULL	CME1	CME2	CH	MIX	CME1 + + MC	CME1 – – MC	CME2 + + MC	CME2 – – MC
N	944	209	145	160	430	85	124	68	77
Dst_{min}	–41	–67	–53	–33.5	–39	–101	–48	–73.5	–36
A_{pmax}	39	67	39	32	32	111	39	61.5	32
AF	–1.1	–2.3	–1.2	–1.0	–1.0	4.8	1.5	1.8	1.0
$A_{x_{max}}$	1.16	1.64	1.36	0.95	1.19	2.09	1.47	1.51	1.17
$A_{z_{range}}$	0.97	1.38	1.06	0.86	1.09	1.78	1.18	1.09	0.95
V_{max}	543	544	443	595.5	554.5	625	502	453.5	425
B_{max}	12.7	16.6	13	11.4	12.1	22.1	13.4	15.85	11.2
$B_{z_{min}}$	–7.3	–9.2	–8.6	–6.6	5.05	–13.2	–7.25	–11.15	–7.2
KT_{min}	0.50	0.25	0.30	0.62	0.56	0.13	0.41	0.19	0.49
dV	140.5	134	71	225	152	194	87	87.5	50
dB	6.5	9.8	7.8	6.75	–7.1	15.3	6.55	11.1	5.4
SSN	65	112	77.5	15	62	105	115.5	61	95

ственная отрицательная B_z -компонента ММП, то в данной работе мы рассматривали только ФП, характеризующиеся значениями $B_{z_{min}} < -5$ нТл. В используемой базе данных с 1997 по 2021 гг. содержится $N = 1637$ событий, надежно привязанных к солнечным источникам разного типа. Значения южной компоненты ММП для этих событий меняются от -53.7 нТл до 9.0 нТл. После выбора по критерию $B_{z_{min}} < -5$ нТл (табл. 1), в группе FULL осталось 58% событий ($N = 944$), в группе CME1 – 68% ($N = 209$), CME2 – 66% ($N = 145$), CH – 49% ($N = 160$), MIX – 55% ($N = 430$); при этом, после выбора, медианы распределений большинства параметров во всех группах событий возросли (отрицательные значения уменьшились). Количество ФП, сопровождавшихся магнитными бурями ($K_{pmax} \geq 5$ –), составило: 508 событий в группе FULL, 149 событий в группе CME1, 79 событий в группе CME2, 70 событий в группе CH, 210 событий в группе MIX. На рис. 1 представлены круговые диаграммы K_p -индекса, показывающие относительное количество магнитных бурь разной интенсивности в группах CME1, CME2, CH, MIX. Как видно из рис. 1, в группе CME1 наблюдаются бури от слабых ($K_p = 5$; *minor*) до экстремальных ($K_p = 9$; *extreme*), в группе CME2 – от слабых до очень сильных ($K_p = 8$; *severe*), в группах CH и MIX – слабые, умеренные ($K_p = 6$; *moderate*) и сильные ($K_p = 7$; *strong*). Из рис. 2 (верхние панели) видно, что самая высокая геомагнитная активность характерна для межпланетных возмущений, связанных с CMEs из активных областей, менее высокая – для ICMEs, связанных с волоконными выбросами вне активных областей, и самая низкая – для смешанных событий и для CIRs (только

3% сильных бурь). Последний результат численно совпадает с оценкой геоэффективности CIRs, приведенной в Alves et al. [2006]. Полученные результаты характеризуют события в солнечных циклах 23–24 и подтверждают выводы, сделанные для солнечного цикла 23 в Gopalswamy [2008] (сравнение геоэффективности рекуррентных и спорадических событий) и Gopalswamy et al. [2010] (сравнение геоэффективности межпланетных возмущений, связанных с CMEs из АО и волоконными выбросами вне АО).

В табл. 1, при $B_{z_{min}} < -5$ нТл, для разных групп событий представлены медианы распределений: а) параметров геомагнитной и солнечной активности; б) параметров КЛ и межпланетных возмущений; в) параметров $dB = B_{max} - B_b$, $dV = V_{max} - V_b$, показывающих разницу между характеристиками возмущенного и спокойного СВ. На рис. 2 показаны диаграммы размаха параметров A_{pmax} , $|Dst_{min}|$, AF , $|B_{z_{min}}|$, B_{max} , V_{max} , dB , dV . Из соображений масштаба, в группе CME1 не показаны события: 2000.07.15 ($A_{pmax} = 400$), 2001.11.06 ($B_{max} = 62.0$ нТл, $B_{z_{min}} = -53.7$ нТл), 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{max} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{max} = 1876$ км/с), 2003.11.20 ($Dst_{min} = -422$ нТл). Из рис. 2 и табл. 1 видно, что значения параметра A_{pmax} существенно больше в группе CME1 (медиана = 67), чем в группах CME2 (39), CH (32), MIX (32), причем в трех последних группах медианы распределений A_p -индекса практически совпадают. Для параметра $|Dst_{min}|$ медианные значения также наибольшие в группе CME1 (67 нТл), но медиана в группе CME2 (53 нТл) значимо больше, чем в группах CH (34 нТл) и MIX (39 нТл). Полученная разница в поведении A_p - и Dst -индексов, возможно, свя-

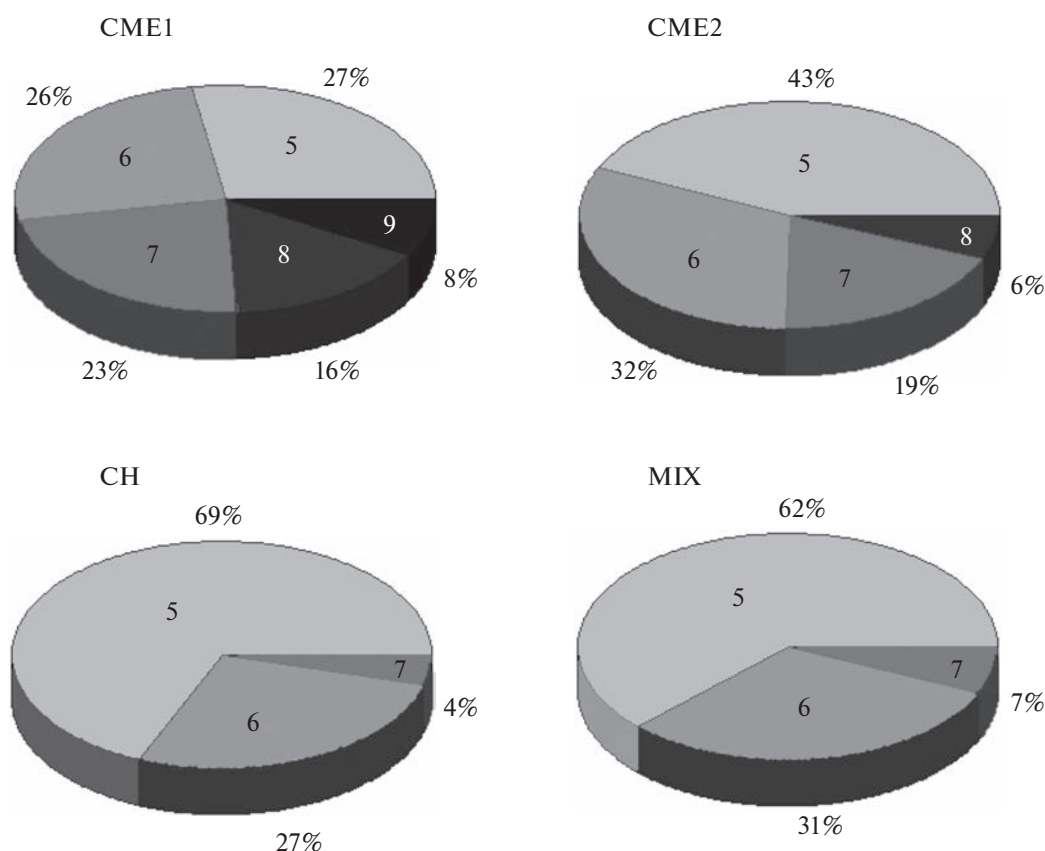


Рис. 1. Круговые диаграммы параметра Kp_{max} в группах CME1, CME2, CH, MIX ($B_z < -5$ нТл, $Kp_{max} \geq 5$).

зана с тем, что эти индексы чувствительны к разным токовым системам: A_p -индекс чувствителен к авроральному электроджету (магнитным суббурям) и кольцевому току (магнитным бурям), Dst -индекс — только к кольцевому току. В настоящей работе, в основном, используется Dst -индекс, который достаточно характеризует магнитную бурю. Из рис. 2 видно, что различие между распределениями в группах CME1 и CME2 существенно больше для параметра Dst_{min} , чем для параметра B_z_{min} . Значит, на ГА, кроме южной компоненты ММП, влияют и другие характеристики межпланетных возмущений; большая разница между распределениями в группах CME1 и CME2 наблюдается для амплитуды ФП и параметров V_{max} , I_{max} , dV . Что касается рекуррентных и смешанных событий, то распределения Dst_{min} в этих группах практически повторяют распределения B_z_{min} (за исключением области малых значений, но это связано с выборкой по критерию $B_z_{min} < -5$ нТл). Медиана $|Dst_{min}|$ для рекуррентных и смешанных событий меньше, чем для спорадических событий обоих типов. Заметим, что, по данным Шлык и др. [2021], в случае смешанных событий, среднее значение $|Dst_{min}|$ также меньше в ICME взаимодействующей пары ICME—CH

(28.0 ± 1.9 нТл), чем в изолированных ICMEs (49.3 ± 3.9 нТл).

На рис. 3 (верхняя и средняя панель) представлены диаграммы рассеяния Dst_{min} — B_z_{min} в группах CME1, CME2, CH, MIX. Из рисунка видно, что характер зависимости отличается для разных групп событий. Для спорадических событий (особенно в группе CME1), он ближе к линейному: $|Dst_{min}|$ возрастает с ростом $|B_z_{min}|$, выбросы из облака точек практически отсутствуют. В то же время, в группе CH значения Dst_{min} слабо меняются с изменением B_z_{min} ; в группе MIX зависимость близка к линейной, но наблюдается много выбросов. Таким образом, спорадические и рекуррентные события отличаются не только величиной параметров Dst_{min} и B_z_{min} , но и характером связи между ними. Сравнение характера зависимости Dst -индекса от параметров межпланетных возмущений, проведенное для спорадических и рекуррентных событий в Verbanas et al. [2013], также показало разницу в характере связи параметров в этих двух группах.

В табл. 2 представлены парные коэффициенты корреляции параметра $|Dst_{min}|$ с параметрами КЛ, межпланетных возмущений и солнечной активности в разных группах событий. Эти коэф-

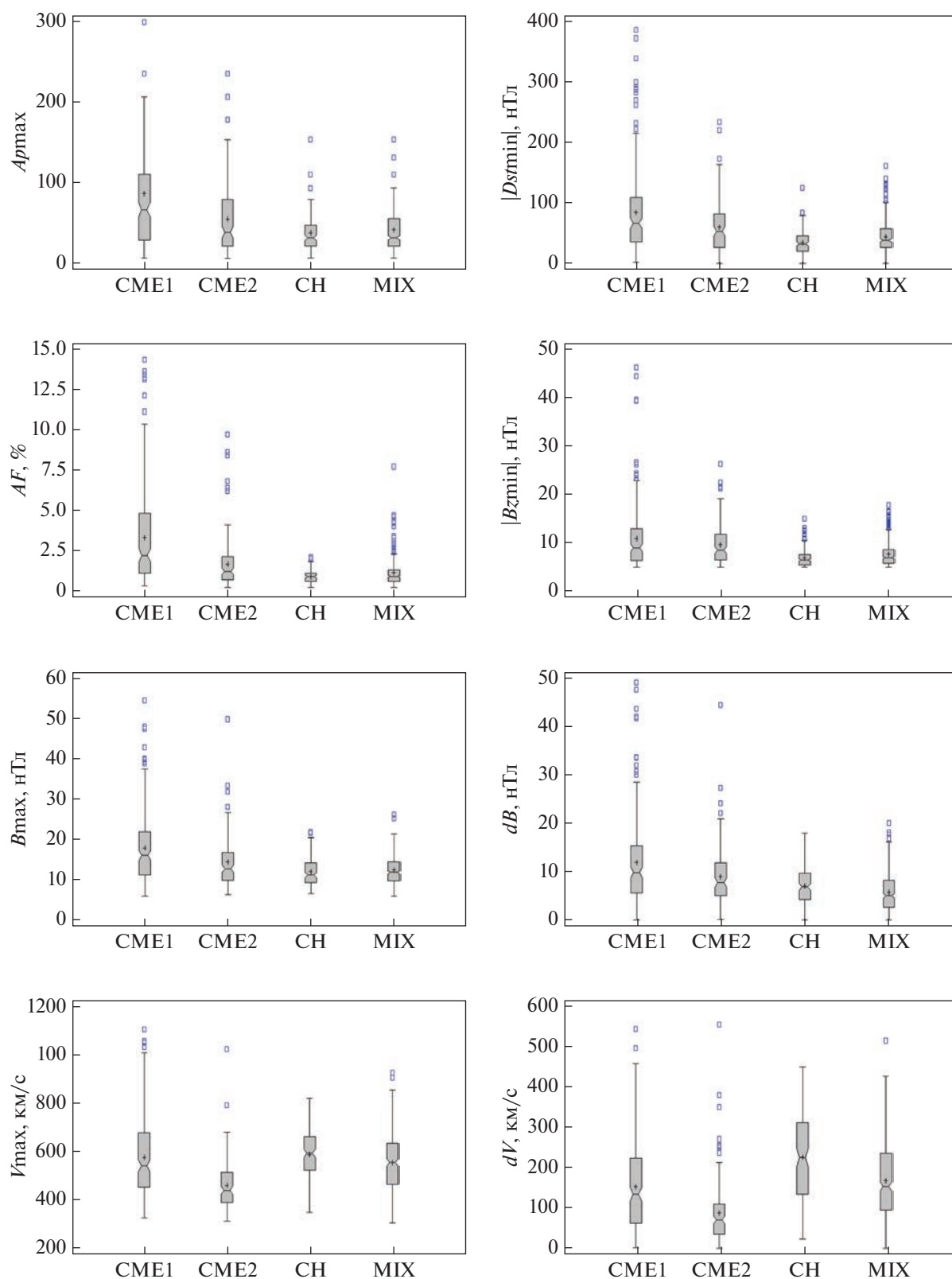


Рис. 2. Диаграммы размаха параметров A_{rmax} , $|D_{\text{stmin}}|$, AF , $|B_{\text{zmin}}|$, B_{max} , dB , V_{max} , dV в группах CME1, CME2, CH, MIX ($B_{\text{z}} < -5$ нТл). В группе CME1 не показаны события: 2000.07.15 ($A_{\text{rmax}} = 400$), 2001.11.06 ($B_{\text{max}} = 62.0$ нТл, $|B_{\text{zmin}}| = 53.7$ нТл), 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{\text{max}} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{\text{max}} = 1876$ км/с), 2003.11.20 ($|D_{\text{stmin}}| = 422$ нТл).

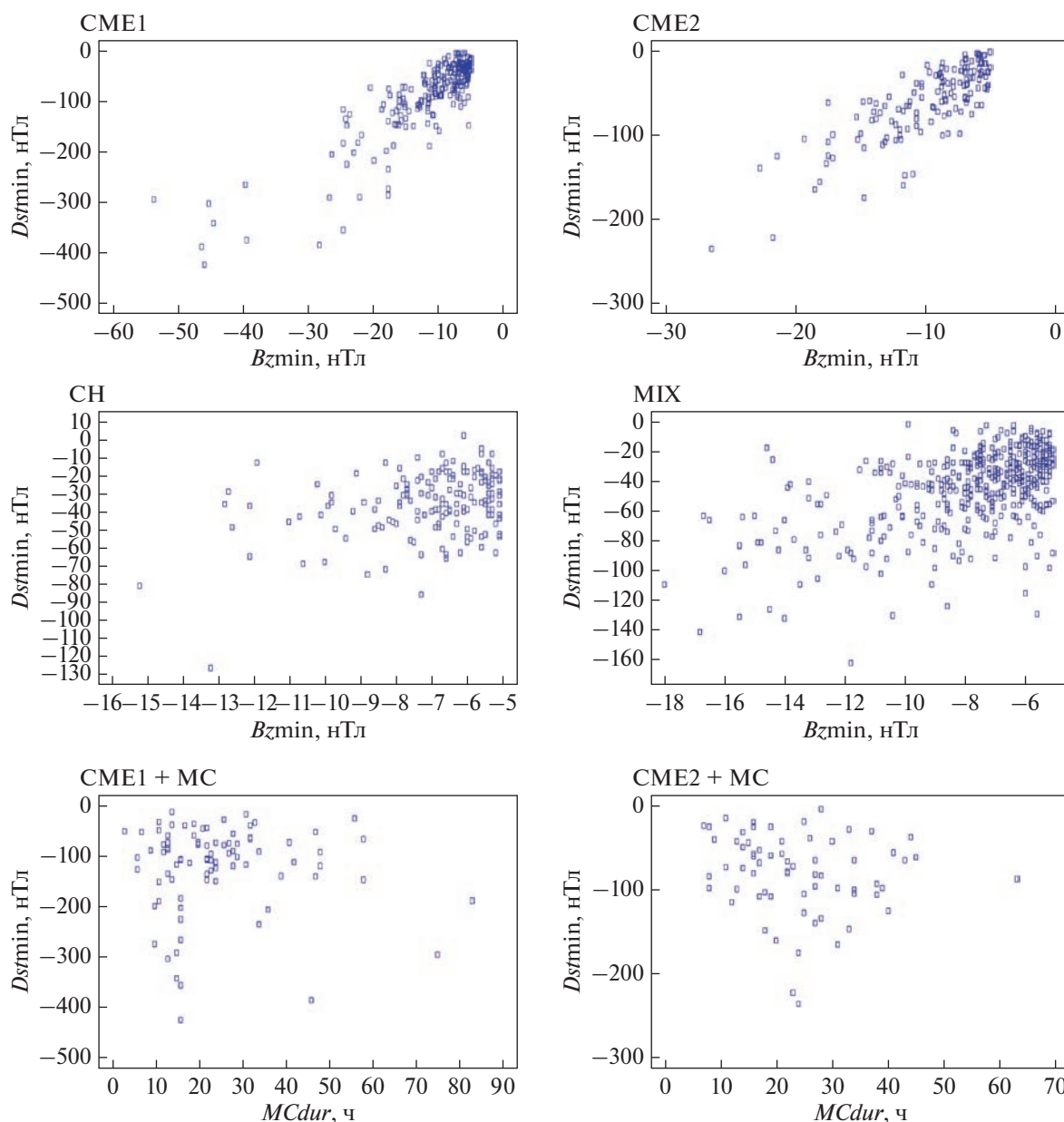


Рис. 3. Диаграммы рассеяния $Dstmin$ – $Bzmin$ в группах CME1, CME2, CH, MIX и $Dstmin$ – $MCdur$ в группах CME1 + MC и CME2 + MC ($Bzmin < -5$ нТл).

фициенты вычислены без учета взаимосвязей между характеристиками, и зависимость $Dstmin$ от какого-либо параметра может быть следствием связи этого параметра с другими величинами, например, с $Bzmin$. Полученные таким образом результаты могут быть очень полезны при расчетах, но при анализе физической природы зависимости ГА от межпланетных возмущений должны использоваться с осторожностью: с учетом всех статистических связей, зависимость $Dstmin$ от некоторых параметров может оказаться более слабой или даже незначимой. Тем не менее, можно однозначно утверждать, что корреляционная связь

$Dstmin$ и $Bzmin$: а) для спорадических событий (сильная) значительно больше, чем для смешанных (значительная) и рекуррентных (умеренная); б) в группах CME1 и CME2 отличается статистически незначимо ($z = 1.79$, $p = 0.07$); в) в группе MIX сильнее, чем в группе CH ($z = 2.41$, $p = 0.01$). Таким образом, для транзитных возмущений СВ тип солнечного источника (выбросы массы из АО или волоконные выбросы вне АО) не влияет на зависимость Dst -индекса от величины южной компоненты ММП, самая сильная зависимость наблюдается для спорадических событий обоих типов, а самая слабая — для рекур-

Таблица 2. Коэффициенты корреляции $|Dstmin|$ с SSN , параметрами КЛ и СВ в разных группах событий ($Bz < -5$ нТл)

	CME1	CME2	CH	MIX	CME1 + + MC	CME1 – – MC	CME2 + + MC	CME2 – – MC
N	209	145	160	430	85	124	68	77
AF	0.62	0.58	0.36	0.28	0.68	0.35	0.54	0.46
$Ax_{\max}$	0.46	0.45	–	0.18	0.44	0.32	0.48	0.33
Az_{range}	0.49	0.39	–	0.30	0.50	0.30	0.37	0.37
$V_{\max}$	0.61	0.49	0.42	0.28	0.60	0.50	0.49	0.50
$B_{\max}$	0.80	0.72	0.42	0.38	0.78	0.75	0.67	0.65
$Bz_{\min}$	0.86	0.80	0.35	0.53	0.83	0.85	0.75	0.75
$KT_{\min}$	–0.28	–0.37	–	–	–0.21	–0.20	–0.23	–0.26
Vb	0.43	0.16	0.27	0.26	0.44	0.37	–	0.23
Bb	0.46	0.26	0.26	0.39	0.42	0.52	0.27	0.45
SSN	0.19	–	0.29	0.21	0.22	0.24	0.40	–

рентных событий. Что касается связи $Dstmin$ с остальными параметрами, то в группе CME1 наблюдается значительная корреляция с $V_{\max}$, в группе CH – умеренная с $B_{\max}$, в группе MIX – умеренная с Bb . Корреляция геомагнитных индексов с параметрами КЛ и СВ для разных типов межпланетных возмущений исследовалась во многих работах и, хотя для спорадических событий обычно отмечалась более тесная связь, численные оценки коэффициентов корреляции разнились от слабых [например, Kane, 2010; Lingri et al., 2016] до сильных [Badruddin and Kumar, 2015]. Более подробное обсуждение связей $Dstmin$ с параметрами КЛ и СВ для разных типов межпланетных возмущений будет представлено в разделе 3.3.

Для сравнения развития ФП и геомагнитных возмущений в разных группах событий использовались временные параметры: $TDstmin$, $T_{\min}$, $TB_{\max}$ и $TV_{\max}$ [Мелкумян и др., 2022; Melkumyan et al., 2023]. В табл. 3 представлены средние значения, медианы, межквартильные интервалы (*Interquartile Ranges* – IQRs) и 95%-ные границы распределений, а также коэффициенты корреляции $TDstmin$ с остальными параметрами в разных группах событий. Из табл. 3 видно, что: а) внутри каждой из групп CME1 и CME2 распределения $TDstmin$ и $T_{\min}$ практически совпадают; б) в группах CH и MIX минимум плотности КЛ достигается позже, чем экстремальное значение Dst -индекса; в) развитие ФП и геомагнитных возмущений происходит гораздо быстрее для спорадических событий (особенно, связанных с выбросами массы из АО), чем для рекуррентных; г) корреляция $TDstmin$ – $T_{\min}$ в группе CME1 значительно превосходит корреляцию в группах CME2 ($z = 1.97$, $p = 0.02$), CH ($z = 3.02$, $p = 0.001$), MIX ($z = 2.22$, $p = 0.01$); д) корреляция $TDstmin$ с $TB_{\max}$ и $TV_{\max}$ во всех группах событий положительная и

колеблется от слабой до значительной. Полученные результаты поддерживают вывод о том, что большая продолжительность существования межпланетной неоднородности приводит к более длительному периоду повышенной ГА [Родькин и др., 2020].

3.2 Форбуш-понижения, вызванные ICMEs, в которых наблюдалось или не наблюдалось магнитное облако

Для сравнения ГА транзитных событий, в которых наблюдается или не наблюдается магнитное облако около орбиты Земли, ФП, связанные с выбросами массы из АО или с волоконными выбросами вне АО, были разбиты на группы ($Bz_{\min} < -5$ нТл): CME1 + MC ($N = 85$ событий), CME1 – MC ($N = 124$), CME2 + MC ($N = 68$), CME2 – MC ($N = 77$). При этом, количество ФП, сопровождавшихся магнитными бурями ($Kp_{\max} \geq 5$ –), составило: 80 событий (94%) в группе CME1 + MC; 69 событий (56%) в группе CME1 – MC; 51 событие (78%) в группе CME2 + MC; 28 событий (36%) в группе CME2 – MC. Таким образом, в группе CME1 + MC почти все межпланетные возмущения с $Bz_{\min} < -5$ нТл вызвали геомагнитные бури, в то время как в группе CME2 – MC количество магнитных бурь составило только около трети количества ФП. Несмотря на то, что геоэффективность межпланетных возмущений в группе CME1 больше, чем в группе CME2, вероятность появления магнитных бурь в группе CME1 – MC меньше, чем в группе CME2 + MC, то есть, наличие или отсутствие MC сильнее влияет на ГА, чем тип солнечного источника. На рис. 4 представлены круговые диаграммы Kp -индекса, показывающие относительное количество магнитных бурь разной интенсивности в группах CME1 + MC, CME1 – MC, CME2 +

Таблица 3. Статистические характеристики временных параметров и коэффициенты корреляции $TDstmin$ с $Tmin$, $TVmax$, $TBmax$ для разных групп событий ($Bz < -5$ нТл)

Группа	N	Параметр	Среднее	Медиана	IQR	95%	r
CME1	187	$TDstmin$	16.6 ± 0.7	14	9–22	38	1.00
		$Tmin$	18.7 ± 0.7	15	8–23	36	0.54
		$TVmax$	10.2 ± 0.7	7	4–14	28	0.26
		$TBmax$	9.1 ± 0.6	6	3–12	28	0.27
CME2	131	$TDstmin$	19.1 ± 1.0	17	11–25	46	1.00
		$Tmin$	17.5 ± 0.8	17	10–23	33	0.36
		$TVmax$	11.9 ± 0.9	9	4–17	34	–
		$TBmax$	14.4 ± 0.9	12	7–20	33	0.45
CH	144	$TDstmin$	23.1 ± 1.0	21	13–32	45	1.00
		$Tmin$	26.5 ± 1.1	26	16–40	46	0.26
		$TVmax$	33.4 ± 1.3	31	22–45	61	0.32
		$TBmax$	12.2 ± 0.8	9	5.5–17	29	0.46
MIX	337	$TDstmin$	18.5 ± 0.6	16	10–25	41	1.00
		$Tmin$	22.2 ± 0.7	20	10–33	45	0.38
		$TVmax$	27.4 ± 0.8	25	17–37	56	0.33
		$TBmax$	12.1 ± 0.6	9	5–16	33	0.40
CME1 + MC	79	$TDstmin$	16.9 ± 1.0	16	11–23	34	1.00
		$Tmin$	16.0 ± 0.8	16	9–22	30	0.48
		$TVmax$	8.8 ± 0.7	8	4–11	23	–
		$TBmax$	9.9 ± 0.8	7	5–13	26	0.27
CME1 – MC	108	$TDstmin$	16.4 ± 1.0	13	9–21	38	1.00
		$Tmin$	17.2 ± 1.1	15	8–23	43	0.56
		$TVmax$	11.2 ± 1.0	6.5	3–15.5	35	0.34
		$TBmax$	8.5 ± 0.9	4	2–10.5	29	0.26
CME2 + MC	65	$TDstmin$	21.2 ± 1.4	19	12–29	48	1.00
		$Tmin$	19.4 ± 1.1	18	12–25	33	0.37
		$TVmax$	10 ± 11.0	7	4–13	30	–
		$TBmax$	17.1 ± 1.1	16	10–23	33	0.50
CME2 – MC	66	$TDstmin$	17.0 ± 1.3	14	10–22	43	1.00
		$Tmin$	15.6 ± 1.2	15	9–20	32	0.30
		$TVmax$	13.7 ± 1.5	9.5	4–21	40	–
		$TBmax$	11.7 ± 1.2	9	5–14	38	0.35

+ MC, CME2 – MC. Из рис. 4 следует, что событиям, связанным с CMEs из АО, при наличии MC соответствуют чаще умеренные ($Kp_{max} = 6$), сильные и очень сильные бури, реже встречаются бури слабые и экстремальные. При отсутствии MC, в этих событиях наблюдаются, в основном, слабые, умеренные и сильные бури, а очень сильные и экстремальные бури регистрируются крайне редко. Для ICMEs, связанных с волоконными выбросами вне активных областей, при наличии MC большая часть событий связана со слабыми и умеренными бурями, при отсутствии MC – со сла-

быми. Для этого типа событий, очень сильные бури встречаются намного реже, чем для событий, связанных с CMEs из активных областей, но при наличии MC вероятность такой бури все-таки больше. Таким образом, самая высокая геомагнитная активность наблюдается у межпланетных возмущений, связанных с CMEs из активных областей, при наличии MC, самая низкая – у ICMEs, связанных с волоконными выбросами вне активных областей, в отсутствие MC. Таким образом, на частоту появления бурь разной интенсивности влияет как тип солнечного источни-

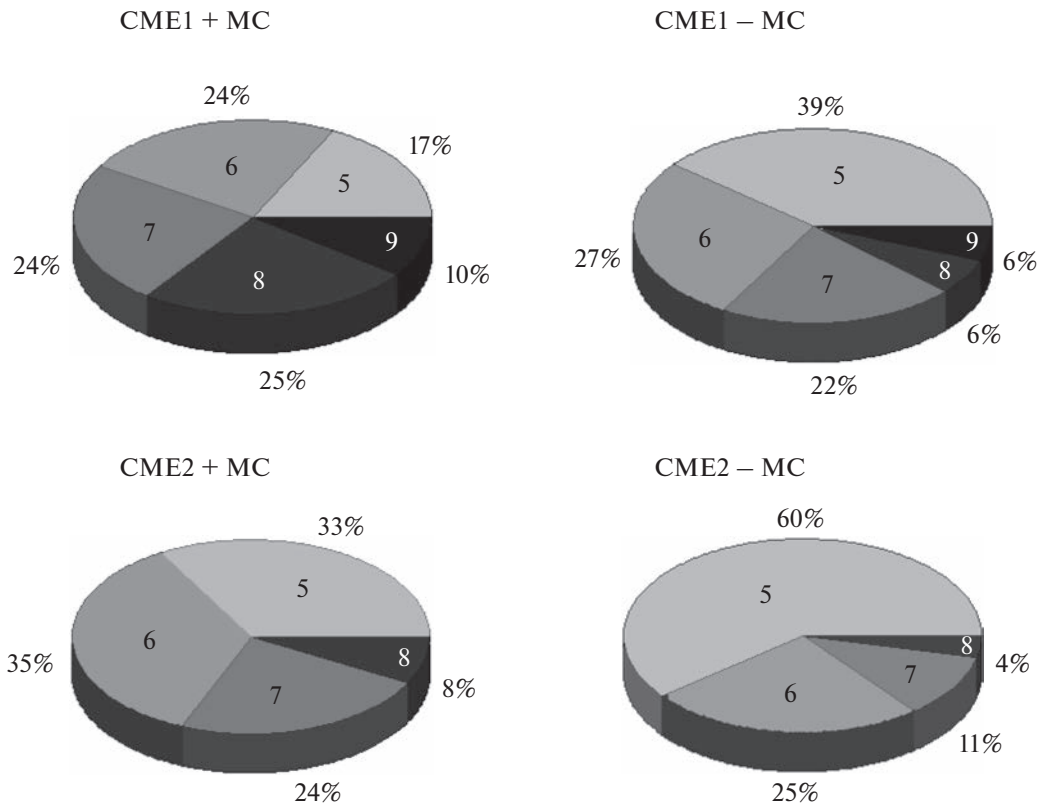


Рис. 4. Круговые диаграммы параметра Kp_{max} в группах CME1 + MC, CME1 – MC, CME2 + MC, CME2 – MC ($Bz_{min} < -5$ нТл, $Kp_{max} \geq 5$).

ка, так и тип межпланетной неоднородности, причем воздействие второго фактора более эффективно. Полученные результаты частично совпадают с результатами, полученными в Yermolaev et al. [2012], Дремухина и др. [2019] при сравнении межпланетных возмущений типа MC и *Ejecta*, но позволяют также оценить геомагнитную активность транзитных возмущений, связанных с разными типами солнечных источников.

В табл. 1 представлены медианы распределений параметров геомагнитной и солнечной активности, КЛ и СВ в группах CME1 + MC, CME1 – MC, CME2 + MC, CME2 – MC ($Bz_{min} < -5$ нТл). Из табл. 1 видно, что медианные значения параметра $|Dstmin|$ в группах с MC (CME1 + MC: 101 нТл, CME2 + MC 74 нТл) существенно больше, чем в группах без MC (CME1 – MC: 48 нТл, CME2 – MC: 36 нТл). Та же тенденция прослеживается для параметра $|Bzmin|$ (и для остальных параметров) как для событий, связанных с выбросами массы из АО (CME1 + MC: 13.2 нТл, CME1 – MC: 7.2 нТл), так и для событий, связанных с волокonnными выбросами вне АО (CME2 + MC: 11.2 нТл, CME2 – MC: 7.2 нТл). На рис. 5 показаны диаграммы размаха параметров Ap_{max} , $|Dstmin|$, AF , $|Bzmin|$, B_{max} , V_{max} , dB , dV в группах CME1 + MC, CME1 – MC, CME2 +

+ MC, CME2 – MC ($Bz_{min} < -5$ нТл). Из соображений масштаба, не показаны события в группе CME1 + MC: 2000.07.15 ($Ap_{max} = 400$), 2001.11.06 ($B_{max} = 62.0$ нТл, $Bz_{min} = -53.7$ нТл), 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{max} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{max} = 1876$ км/с), 2003.11.20 ($Dstmin = -422$ нТл). Из рис. 5 видно, что размах значений и ширина IQR больше в группах событий с MC для большинства параметров (кроме V_{max} и dV в событиях, связанных с волокonnными выбросами). Таким образом, можно сделать вывод, что для большинства параметров (в том числе для $|Dstmin|$ и $|Bzmin|$): а) медианы распределений больше в группах событий с MC у Земли; б) разница значений в группах с MC и без MC больше для событий, связанных с CMEs из активных областей; в) разница значений, вызванная наличием или отсутствием MC, намного больше, чем разница, вызванная различными типами солнечных источников.

В табл. 2 представлены значения парных коэффициентов корреляции параметра $|Dstmin|$ с параметрами КЛ и межпланетных возмущений в группах CME1 + MC, CME1 – MC, CME2 + MC, CME2 – MC. С учетом взаимосвязей между используемыми параметрами (раздел 3.3), можно уверенно говорить о сильной корреляции с Bz_{min}

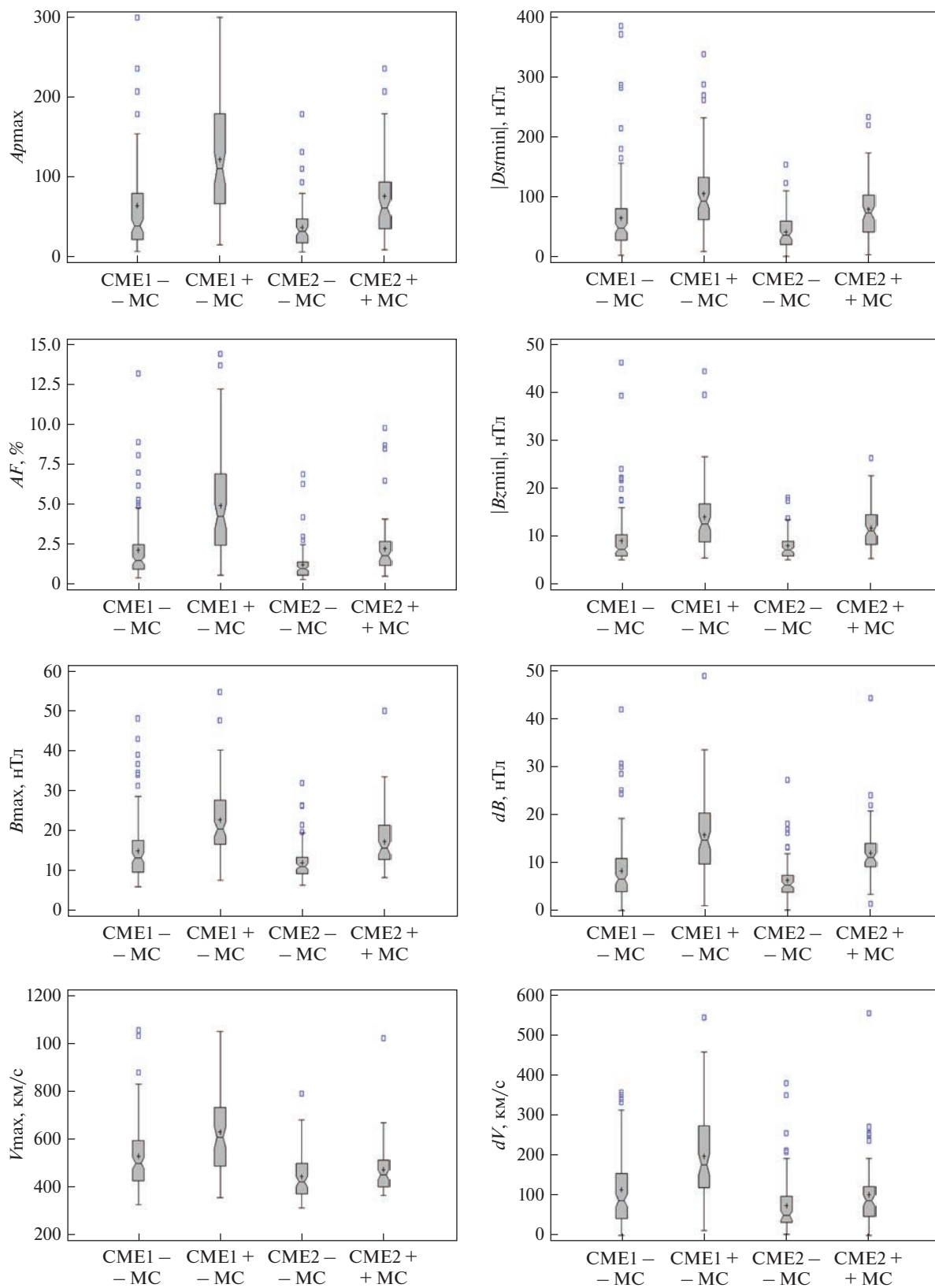


Рис. 5. Диаграммы размаха параметров A_{pmax} , $|D_{stmin}|$, AF , $|B_{zmin}|$, V_{max} , B_{max} , dV , dB в группах CME1 - MC, CME1 + MC, CME2 - MC, CME2 + MC ($B_z < -5$ нТл). В группе CME1 + MC не показаны события: 2000.07.15 ($A_{pmax} = 400$), 2001.11.06 ($B_{max} = 62.0$ нТл, $|B_{zmin}| = 53.7$ нТл), 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{max} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{max} = 1876$ км/с), 2003.11.20 ($|D_{stmin}| = 422$ нТл).

(во всех группах событий), умеренной корреляции с $I_{\max}$ (в группах без МС), I_b (в группе СМЕ1 + МС) и B_b (в группе СМЕ1 – МС). Коэффициенты корреляции $Dst_{\min}$ – $Bz_{\min}$ для спорадических событий выше, чем коэффициенты, полученные для МС в предыдущих работах [например, Alves et al., 2006], что может быть связано как с большим объемом выборок, так и с более удачным разделением событий на группы. Что касается коэффициентов корреляции $|Dst_{\min}|$ с остальными параметрами, то они в полной мере могут быть использованы для соответствующих расчетов, но полученная статистическая связь может быть следствием зависимости этих параметров от других величин, чаще всего от $Bz_{\min}$. Более подробно статистическая связь $Dst_{\min}$ с параметрами КЛ и СВ обсуждается в разделе 3.3.

Кроме анализа связей Dst -индекса с амплитудными характеристиками межпланетных возмущений, мы исследовали также его зависимость от продолжительности МС (параметр $MCDur$). На рис. 3 (нижняя панель) представлены диаграммы рассеяния $Dst_{\min}$ – $MCDur$ в группах событий СМЕ1 + МС и СМЕ2 + МС. Медианные значения параметра $MCDur$ в обеих группах событий равны 22 ч, но из рис. 3 видно, что характер связи $Dst_{\min}$ – $MCDur$ значительно отличается в этих двух группах: облака точек имеют совершенно разную форму. При этом для событий, связанных с выбросами массы из АО, на плоскости явно выделяются два облака точек: при малых и больших значениях параметра $MCDur$ (пороговое значение ≈ 20 ч); характер зависимости в этих облаках существенно разный.

В табл. 3 представлены средние значения, медианы и IQRs параметров $T_{\min}$, $TDst_{\min}$, $TB_{\max}$ и $TV_{\max}$, а также коэффициенты корреляции между $TDst_{\min}$ и остальными временными параметрами в группах СМЕ1 + МС, СМЕ1 – МС, СМЕ2 + МС, СМЕ2 – МС. Из табл. 3 видно, что распределения параметров $TDst_{\min}$ и $T_{\min}$ внутри каждой группы событий практически совпадают, причем развитие геомагнитных возмущений и ФП в группе СМЕ2 + МС происходит медленнее, чем в остальных группах. Что касается интервалов времени между максимумом ГА и максимальными значениями параметров СВ, то: а) задержки $Dst_{\min}$ относительно $I_{\max}$ (7–8 ч) и $B_{\max}$ (9 ч) в группах СМЕ1 + МС и СМЕ1 – МС почти совпадают; б) запаздывание $Dst_{\min}$ относительно $B_{\max}$ в группах СМЕ2 + МС и СМЕ2 – МС (3–5 ч) и относительно $I_{\max}$ в группе СМЕ2 – МС (5 ч) примерно одинаково, а задержка относительно $I_{\max}$ в группе СМЕ2 + МС существенно больше (12 ч). Такое отставание минимума Dst -индекса от максимальной скорости солнечного ветра связано с очень большим значением $TV_{\max}$ (16 ч), которое частично можно объяснить тем, что в событиях с МС максимальные значения скорости до-

вольно часто наблюдаются именно внутри МС [Абунина и др., 2021], а в событиях без МС – в начале события (в области взаимодействия или на ударной волне).

3.3 Множественный регрессионный анализ для всех групп событий

Для сравнения статистических зависимостей между Dst -индексом и характеристиками КЛ и СВ использовался метод множественной регрессии: вычислялись стандартизированные коэффициенты регрессии (*Standardized Regression Coefficients* – SRCs) и коэффициент детерминации (R^2) для прогнозируемой переменной $|Dst_{\min}|$ и набора предикторов AF , $A_{\max}$, $Az_{\max}$, $B_{\max}$, $I_{\max}$, $Bz_{\min}$, B_b , I_b , $KT_{\min}$ в разных группах событий (табл. 4). Значение SRC показывает долю дисперсии параметра $Dst_{\min}$, объясняемую данным предиктором, и оценивает силу влияния этого предиктора на прогнозируемую величину. Значение R^2 показывает долю дисперсии параметра $Dst_{\min}$, которую объясняют все используемые предикторы, и оценивает качество прогноза. Так, добавление в группу предикторов параметра SSN привело к существенному уменьшению R^2 (в группе FULL с 0.78 до 0.46), то есть к ухудшению прогноза. Из табл. 4 видно, что для спорадических событий, независимо от типа солнечного источника и наличия или отсутствия МС, значения R^2 (от 0.73 до 0.83) больше, чем для групп СН (0.42) и MIX (0.46). Таким образом, зависимость Dst -индекса от набора предикторов, а точнее сила этой зависимости и степень ее линейности, отличается для разных типов солнечных источников. При этом, результаты прогноза для групп спорадических событий характеризуются большой степенью надежности, а результаты для групп СН и MIX менее надежны. Не очень большие, хотя вполне достаточные для получения статистически значимых результатов, значения R^2 могут объясняться как сложностью и разнообразием влияния межпланетной среды, так и тем, что используемый набор предикторов не определяет полностью воздействие возмущений СВ на ГА. Результаты, представленные в табл. 4, показывают сильную ($SRC \approx 0.7$) зависимость $|Dst_{\min}|$ от $|Bz_{\min}|$ для всех групп спорадических событий и слабую ($SRC \approx 0.2$) зависимость $|Dst_{\min}|$ от $I_{\max}$ для ICMes, в которых отсутствует МС. Для смешанных событий, кроме $|Bz_{\min}|$ ($SRC = 0.47$) и $I_{\max}$ (0.38), значения $Dst_{\min}$ определяются также параметрами I_b (0.25) и B_b (0.17), характеризующими спокойный СВ. Для рекуррентных событий, зависимость $|Dst_{\min}|$ от $|Bz_{\min}|$ ($SRC = 0.21$) слабее, чем от $B_{\max}$ (0.37) и I_b (0.36). Множественный регрессионный анализ показывает, что: а) для всех групп событий, кроме СМЕ2 + МС, значения Dst -индекса зависят не только от юж-

Таблица 4. Результаты множественной линейной регрессии для прогнозируемой переменной $|Dstmin|$ в разных группах событий ($Bz < -5$ нТл)

	CME1	CME2	CH	MIX	CME1 + + MC	CME1 – – MC	CME2 + + MC	CME2 – – MC
N	209	145	160	430	85	124	68	77
R^2	0.83	0.77	0.42	0.46	0.83	0.82	0.73	0.75
Стандартизированные коэффициенты регрессии								
AF	–	0.15	0.18	0.11	–	–	–	–
$Ax_{\max}$	–	–	–0.17	–	–	–	–	–
Az_{range}	–	–	–	0.10	–	–	–	–
$V_{\max}$	0.18	–	–	0.38	–	0.26	–	0.22
$B_{\max}$	–	–	0.37	–	–	–	–	–
$Bz_{\min}$	0.69	0.66	0.21	0.48	0.66	0.73	0.66	0.61
$KT_{\min}$	–	–	–	–	–	–0.08	–	–
Vb	–	0.16	0.36	0.25	0.21	–	–	–
Bb	0.07	–	–	0.17	–	0.11	–	–

ной компоненты ММП, но и от других параметров СВ; б) для рекуррентных и смешанных событий, Dst -индекс имеет хотя и слабую, но статистически значимую связь с параметрами КЛ; в) для рекуррентных событий, зависимость $Dstmin$ от $Bzmin$ слабее, чем от $Bmax$ и Vb . К двум последним выводам надо относиться с осторожностью в силу не очень большого значения коэффициента детерминации в группах CH и MIX. Заметим, что для спорадических событий (независимо от типа солнечного источника) зависимость Dst -индекса от максимальной скорости солнечного ветра статистически значима для возмущений типа *Ejecta* (ICME без MC) и полностью отсутствует для возмущений типа MC.

4. ВЫВОДЫ

На большом экспериментальном материале (944 ФП с 1997 по 2021 гг.), с помощью статистических методов, исследовалось поведение параметров ГА ($Kp_{\max}$, $Ap_{\max}$, $Dstmin$), КЛ (AF , $Ax_{\max}$, Az_{range}), СВ ($B_{\max}$, $Bzmin$, Bb , dB , $V_{\max}$, Vb , dV , $KTmin$, $MCDur$) и солнечной активности (SSN) при $Bzmin < -5$ нТл. Сравнивалась геоэффективность межпланетных возмущений и зависимость геомагнитных индексов от параметров КЛ и СВ в разных группах событий: а) выбросы массы из АО, сопровождавшиеся солнечными вспышками (группа CME1); б) волоконные выбросы вне АО (CME2); в) высокоскоростные потоки из корональных дыр (CH); г) смешанные события (MIX); д) спорадические возмущения двух типов при наличии или отсутствии магнитного облака около Земли (CME1 + MC, CME2 + MC, CME1 – MC, CME2 – MC). Исследовалось развитие ФП и геомагнитных возмущений во времени с помощью

временных параметров ($TDstmin$, $Tmin$, $TBmax$, $TVmax$). Анализ распределений и статистических связей геомагнитных индексов и параметров КЛ и СВ показал:

1. Самая высокая геоэффективность характерна для межпланетных возмущений, связанных с CMEs из активных областей, менее высокая — для ICMEs, связанных с волоконными выбросами вне активных областей и смешанных событий, и самая низкая — для CIRs.

2. Разница между распределениями в группах CME1 и CME2 для параметра $Dstmin$ существенно больше, чем для параметра $Bzmin$: на ГА, кроме южной компоненты ММП, влияют и другие характеристики межпланетных возмущений.

3. Спорадические, рекуррентные и смешанные события отличаются не только величиной параметров $Dstmin$ и $Bzmin$, но и характером связи между ними; самая сильная линейная связь характерна для ICMEs, самая слабая — для CIRs.

4. Внутри групп CME1 и CME2 распределения $TDstmin$ и $Tmin$ совпадают; в группах CH и MIX минимум плотности КЛ достигается позже, чем $Dstmin$; развитие ФП и геомагнитных возмущений происходит быстрее для спорадических событий.

5. Интенсивность магнитных бурь, вызванных спорадическими возмущениями, сильнее зависит от наличия или отсутствия MC, чем от типа солнечного источника; характер зависимости $Dstmin$ – $MCDur$ отличается для разных типов источников.

6. Медианы распределений $|Dstmin|$, $|Bzmin|$ и большинства остальных параметров в группах с MC выше, чем в группах без MC; при этом разница между значениями больше для событий, связанных с CMEs из активных областей.

7. Для всех групп событий, кроме СМЕ2 + МС, значения Dst_{min} зависят не только от Bz_{min} , но и от других параметров солнечного ветра; зависимость Dst_{min} – I_{max} статистически значима для ICMEs без МС и незначима в присутствии МС.

8. Распределения временных параметров одинаковы внутри групп СМЕ1 и СМЕ2 независимо от наличия или отсутствия МС; развитие Форбуш-понижений и геомагнитных возмущений самое медленное в группе СМЕ2 + МС.

Полученные закономерности могут быть использованы для изучения физической природы ФП и геомагнитных возмущений, а также при решении задач прогнозирования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам мировой сети станций космических лучей, обеспечивающим данные непрерывной регистрации нейтронной компоненты (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf); благодарим базу данных NMDB (Neutron Monitor Data Base) (<http://www.nmdb.eu>). Работа базируется на экспериментальных данных Уникальной научной установки (УНУ) “Российская национальная сеть станций космических лучей” (Сеть СКЛ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Прямушкина И.И., Янке В.Г. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 5. С. 572–582. 2021.

– Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке Г.В., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.

– Дремухина Л.А., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. Динамика межпланетных параметров и геомагнитных индексов в периоды магнитных бурь, инициированных разными типами солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 6. С. 683–695. 2019.

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

– Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.

– Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Основные свойства форбуш-эффектов, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 163–176. 2018.

– Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Поведение скорости и температуры солнечного ветра в межпланет-

ных возмущениях, создающих Форбуш-понижения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 547–556. 2020.

– Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Особенности поведения временных параметров Форбуш-понижений, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 2. С. 150–170. 2022.

– Родькин Д.Г., Слемзин В.А., Шугай Ю.С. Геомагнитные бури и Форбуш-понижения, связанные с одиночными и комплексными транзитными структурами солнечного ветра // Краткие сообщения по физике ФИАН. Т. 47. № 3. С. 36–43. 2020.

– Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Влияние взаимодействующих возмущений солнечного ветра на вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 694–703. 2021.

– Alves M.V., Echer E., Gonzalez W.D. Geoeffectiveness of corotating interaction regions as measured by Dst index // J. Geophys. Res. V. 111. A07S05. 2006.

– Aslam O.P.M., Badruddin. Study of the Geoeffectiveness and Galactic Cosmic-Ray Response of VarSITI-ISEST Campaign Events in Solar Cycle 24 // Solar Phys. V. 292. Id 135. 2017.

– Badruddin, Kumar A. Study of Forbush-Decreases, Geomagnetic Storms and Ground-Level Enhancements in Selected Intervals and Their Space Weather Implications // Solar Phys. V. 290. P. 1271–1283. 2015.

– Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A., Struminsky A.B., Yanke V.G. What determines the magnitude of Forbush decreases? // Adv. Space Res. V. 27. P. 625–630. 2001.

– Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena // Proc. IAU Symposium. № 257. P. 119–130. 2009.

– Cane H.V. CMEs and Forbush decreases // Space Sci. Revs. V. 93. № 1–2. P. 55–77. 2000.

– Chaddock R.E. Principles and Methods of Statistics (1st ed.). Boston: Houghton Mifflin Company, 471 p. 1925.

– Dumbović M., Devos A., Vršnak B., Sudar D., Rodriguez L., Ruždjak D., Leer K., Vernerstrom S., Veronig A. Geoeffectiveness of Coronal Mass Ejections in the SOHO era // Solar Phys. V. 290. № 2. P. 579–612. 2015.

– Forbush S.E. On the effects in the cosmic-ray intensity observed during magnetic storms // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.

– Gopalswamy N. Solar connections of geoeffective magnetic structures // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.06.010>

– Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Mäkelä P. Coronal Mass Ejections from Sunspot and non-Sunspot Regions // in Magnetic Coupling between the Interior and the Atmosphere of the Sun, eds. Hasan S.S. and Rutten R.J., Astrophysics and Space Science Proc., Springer Berlin Heidelberg. P. 289–307. 2010.

– Huttunen K.E.J., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H.E.J. Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23 // Annales Geophysicae. V. 23. № 2. P. 625–641.

- *Iucci N., Parisi M., Storini M., Villoresi G.* Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space // *Nuovo Cimento C. V. 2. P. 1–52.* 1979.
- *Kane R.* Severe geomagnetic storms and Forbush decreases: interplanetary relationships reexamined // *Ann. Geophys. V. 28. P. 479–489.* 2010.
- *Kim R.S., Gopalswamy N., Cho K.S., Moon Y.J., Yashiro S.* Propagation Characteristics of CMEs associated with Magnetic Clouds and Ejecta // *Solar Physics. V. 284. № 1. P. 77–88.* 2013.
- *King J.H., Papitashvili N.E.* Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // *J. Geophys. Res. V. 110. № A2. A02104.* 2005.
- *Lingri D., Mavromichalaki H., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Abunin A., Abunina M.* Solar Activity Parameters and Associated Forbush Decreases During the Minimum Between Cycles 23 and 24 and the Ascending Phase of Cycle 24 // *Sol. Phys. V. 291. P. 1025–1041.* 2016.
- *Lockwood J.A.* Forbush decreases in the cosmic radiation // *Space Sci. Revs. V. 12. № 5. P. 658–715.* 1971.
- *Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A., Antiochos S.K.* Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // *Journal of Geophysical Research Space Physics. V. 108. № A6. ID 1239.* 2003.
- *Lynch B.J., Gruesbeck J.R., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K.* Solar cycle-dependent helicity transport by magnetic clouds // *Journal of Geophysical Research. V. 110. A08107.* 2005.
- *Marubashi K., Lepping R.P.* Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus- and cylinder-shaped flux ropes models // *Annales Geophysicae. V. 25. № 11. P. 2453–2477.* 2007.
- *Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A.* The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // *Space Weather. V. 19. № 5. Article ID e2020SW002641.* 2021.
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A.* Solar wind temperature-velocity relationship over the last five solar cycles and Forbush decreases associated with different types of interplanetary disturbance // *MNRAS. V. 500. № 3. P. 2786–2797.* 2021.
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Shlyk N.S., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G.* Forbush decreases associated with coronal mass ejections from active and non-active regions: statistical comparison // *MNRAS. V. 515. № 3. P. 4430–4444.* 2022.
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Shlyk N.S., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G.* Statistical comparison of time profiles of Forbush decreases associated with coronal mass ejections and streams from coronal holes in solar cycles 23–24 // *MNRAS. V. 521. № 3. P. 4544–4560.* 2023.
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): Catalog and summary of properties // *Solar Phys. V. 264. № 1. P. 189–237.* 2010.
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Geoeffectiveness (Dst and Kp) of interplanetary coronal mass ejections during 1995–2009 and implications for storm forecasting // *Space Weather. S07005.* 2011.
- *Verbanac G., Živković S., Vršnak B., Bandić M., Hojsak T.* Comparison of geoeffectiveness of coronal mass ejections and corotating interaction regions // *A&A. 558. A85.* 2013.
- *Yermolaev Y.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Y.* Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms. *J. Geophys. Res. 117. ID A00L07.* 2012.

УДК 551.510.537

РЕГУЛЯРНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛОТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПЛАЗМОСФЕРЫ

© 2023 г. Г. А. Котова¹, *, В. В. Безруких¹, Д. В. Чугунин¹,
М. М. Могилевский¹, А. А. Чернышов¹

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

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

Поступила в редакцию 21.02.2023 г.

После доработки 23.04.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

По измерениям тепловой плазмы на спутниках МАГИОН-5 и ИНТЕРБОЛ-1 в пограничном слое плазмосферы выделены повторяющиеся подобные изменения плотности протонов в зависимости от L -оболочки. Такие вариации плотности имеют следующие характерные особенности: (а) изменения плотности происходят резко и на профиле плотности — зависимости плотности от L или от геомагнитной широты λ — имеют пилообразный характер, плотность протонов в пиках (максимумах) вариаций превышает плотность в минимумах вариаций в 2–8 раз, (б) характерный размер вариаций в радиальном направлении в плоскости геомагнитного экватора $\sim 0.15 R_E$ или ~ 1000 км; (в) пилообразные изменения плотности протонов в пограничном слое плазмосферы могут охватывать не менее 90° по долготе; (г) регулярные вариации плотности плазмы наблюдались на геомагнитных широтах до 30° , причем эта широта ограничена орбитами спутников, данные которых использовались для анализа. Пилообразные вариации плотности тепловой плазмы, по-видимому, относятся к пространственным структурам, эволюционирующим, но сохраняющимся в пограничном слое плазмосферы, по крайней мере, в течение суток. Неоднородности плазмы наблюдались при достаточно спокойной или немного возмущенной геомагнитной обстановке. Рассмотренные неоднородности, вероятно, являются следствием перестановочной или квазиперестановочной неустойчивости, развивающейся в пограничном слое плазмосферы.

DOI: 10.31857/S0016794023700013, EDN: EGFOPP

1. ВВЕДЕНИЕ

Область магнитосферы Земли выше ионосферы, в которой доминирующую роль играет холодная тепловая плазма с энергией менее 1–2 эВ, делится на область собственно плазмосферы и пограничный слой плазмосферы. Область достаточно плотной тепловой плазмы с концентрацией больше $10\text{--}100\text{ см}^{-3}$ имеет или очень резкую, или достаточно плавную границу [Lemaire, Gringauz, 1998; Котова, 2007]. Следуя определению Карпентера и Андерсона [Carpenter, Anderson, 1992] будем определять границу плазмосферы — плазмопаузу, как внутреннюю границу области, где плотность (N) плазмы падает в 5 или более раз при изменении L на 0.5 (L — параметр Мак Иллвайна, расстояние до центра Земли в радиусах Земли в экваториальной плоскости). Пограничным слоем плазмосферы называется область толщиной от $0.1 L$ до $1.5 L$, заполненная холодной плазмой и примыкающая к плазмопаузе с ее внешней стороны [Kotova et al., 2018]. Плотность плазмы в этой области спадает экспоненциально с увеличением L [Carpenter, Lemaire, 2004; Kotova et al., 2018].

Распределение плазмы в плазмосфере и в пограничном слое плазмосферы часто, хотя и не всегда, сопровождается значительными неоднородностями плотности. Различные структуры и неоднородности плазмосферы анализировались в ряде работ по данным отдельных пролетов спутников [Horwitz et al., 1990] и по данным одновременных измерений на нескольких космических аппаратах [Darrrouzet et al., 2004, 2009], а также по томографическим измерениям [Helmboldt et al., 2020; Helmboldt, 2020] и с помощью “фотографирования” плазмосферы в ультрафиолетовом диапазоне [Sandel et al., 2003; Darrrouzet et al., 2009].

Крупномасштабные структуры в плазмосфере были классифицированы по данным космического аппарата IMAGE [Sandel et al., 2003]. Выделены 4 основных типа структур в распределении плотности в плазмосфере: каверны плотности и каналы, “плечо” на экваториальной проекции плазмопаузы и плазмосферные хвосты или плюмажи. Авторы продемонстрировали, что плазмосферные плюмажи (хвосты) это вытянутые области плазмосферы, примыкающие к основной ее части, а не оторвавшиеся “куски” плазмосферы с

повышенной концентрацией тепловой плазмы по сравнению с окружающим пространством, как предполагали ранее по единичным пролетам спутников через плазмосферу [напр., Higel, Wu, 1984]. Каналы — вытянутые вдоль широты узкие области пониженного содержания плазмы. Каналы, возможно, образуются, вслед за плюмажами, когда последние начинают закручиваться вокруг плазмосферы [Sandel et al., 2003]. “Плечо” — асимметричный выступ на плазмопаузе с резкой границей с восточной стороны (изменение радиуса плазмопаузы $\Delta R \sim 0.5R_E$, где R_E — радиус Земли). Каверны плотности (“bite-out”, “notch”) — узкие, ограниченные по долготе, опустошенные области (силовые трубки) плазмосферы. Каверны — занимают $< \sim 10$ – 30 градусов по долготе и простираются от $L \sim 2$ – 3 до границы плазмосферы в соседних более плотных областях [Sandel et al., 2003; Kotova et al., 2004; Котова и др., 2008].

Все перечисленные структуры являются обособленными единичными образованиями, и при прямых измерениях плотности плазмы на спутнике выглядят, как однократное падение и/или возрастание плотности плазмы. Кроме таких структур на профилях измеренной плотности плазмы в зависимости от параметра L наблюдаются частые многократные вариации, вызванные, вероятно, временными изменениями внешних факторов определяющих динамику плазмосферы, в первую очередь это геомагнитная активность, а также состояние нижележащей ионосферы, взаимодействий с энергичными частицами кольцевого тока и магнитосферного хвоста, волновые взаимодействия. Сравнительно мелкомасштабные вариации плотности были проанализированы по данным четырех спутников проекта CLUSTER [Dargouzet et al., 2004]. Наблюдения на нескольких спутниках позволили определить характерный масштаб рассматриваемых неоднородностей в экваториальной плоскости — 365 км и максимальный масштаб — ~ 5000 км при среднем изменении плотности $\sim 20\%$. Была также определена скорость перемещения неоднородностей и показано, что они в среднем коротируют с Землей. Отмечалось, что наиболее крупномасштабные неоднородности наблюдаются в спокойных геомагнитных условиях при индексе $Kp < 2$. Неоднородности чаще наблюдались в слое около плазмопаузы (в современной терминологии в пограничном слое плазмосферы), чем в глубине плазмосферы, но это, возможно, связано с тем, что перигей спутников CLUSTER был на расстоянии $\sim 4R_E$ от центра Земли.

По данным спутников RBSP (Van Allen Probes) был выполнен статистический анализ наблюдений кратковременных провалов плотности (уменьшение плотности более, чем на 25%) в плазмосфере и пограничном слое плазмосферы [Ferradas et al.,

2021]. Применялась автоматическая методика поиска провалов плотности. По данным RBSP небольшие провалы плотности в плазмосфере наблюдаются очень часто. [Ferradas et al., 2021] свидетельствуют о том, что внутри плазмосферы провалы плотности чаще наблюдаются на ночной стороне в $21:06$ MLT в отличие от результатов, полученных по данным спутников CLUSTER, где неоднородности чаще наблюдались во всех других секторах местного времени. Также по данным RBSP провалы плотности чаще (56%) наблюдались внутри плазмопаузы, чем в пограничном слое плазмосферы. Возможно, этот результат связан с выбранным критерием определения плазмосферы. Считалось, что космический аппарат находится внутри плазмосферы, если измеренная плотность плазмы выше 30 см^{-3} и выше $N_0 = 10(6.6/L)^4 \text{ см}^{-3}$.

В работах [Helmboldt, 2020; Helmboldt et al., 2020] разработана методика создания картин неоднородностей в плазмосфере с помощью томографии по данным Интерферометрического радиотелескопа VLA (*Very Large Array*) и данных спутников GPS. Авторы рассматривали коротирующие неоднородности плазмы. Возможными причинами возникновения таких неоднородностей они считают развитие суббурь и/или развитие перестановочной неустойчивости на магнитных оболочках $L = 3$ – 4 .

Однако среди вариаций плотности в плазмосфере можно выделить повторяющиеся подобные изменения, которые и будут рассмотрены ниже. При этом в настоящей статье будут рассмотрены только неоднородности пограничного слоя плазмосферы.

Целью настоящей работы является анализ данных, полученных на космических аппаратах МАГИОН-5 и ИНТЕРБОЛ-1 проекта “ИНТЕРБОЛ” по вариациям плотности тепловых протонов вдоль орбит спутников внутри пограничного слоя плазмосферы, выявление повторяющихся регулярных вариаций, имеющих устойчивую структуру, определение их протяженности и времени, поиск и определение физических механизмов образования неоднородностей тепловой плазмы в пограничном слое плазмосферы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Чешский субспутник МАГИОН-5, данные которого использованы для анализа, был запущен в августе 1996 г. вместе с основным космическим аппаратом ИНТЕРБОЛ-2 на орбиту с наклонением $\sim 65^\circ$, перигеем $\sim 1.2R_E$ и апогеем $\sim 4R_E$. К сожалению, после одного дня работы связь с субспутником была потеряна, но ее удалось восстановить через примерно 20 месяцев после запуска. После восстановления связи все системы космического

аппарата работали в штатном режиме. Однако штанга, на которой для измерения тепловых ионов был установлен широкоугольный анализатор с тормозящим потенциалом ПЛ-48, раскрылась не сразу, поэтому данные были получены в период с августа 1999 г. до июля 2001 года, когда закончилось активное функционирование аппарата. Измерения на этом спутнике проводились с достаточно высоким временным разрешением, энергетический спектр тепловых протонов измерялся за 0,4 с со скважностью ~ 8 с, что и позволяет исследовать структуру пограничного слоя плазмосферы [Котова и др., 2008]. Время обращения вокруг Земли космического аппарата МАГИОН-5 составляло около 6 часов, то есть плазмосфера пересекалась 4 раза в сутки. Однако по разным причинам большинство данных было получено только на одной нисходящей части орбиты в сутки, изредка имеются данные с двух последовательных орбит спутника, но также только при входе аппарата в плазмосферу.

Для анализа неоднородностей пограничного слоя плазмосферы будут привлечены также данные спутника ИНТЕРБОЛ-1, несмотря на то, что временное разрешение измерений на этом спутнике гораздо хуже. На этом спутнике был установлен комплекс аппаратуры Альфа-3, также включавший широкоугольный анализатор с тормозящим потенциалом ПЛ-48. Энергетические спектры измерялись в течение 2 с с различной периодичностью от 30 с до 5 мин в зависимости от телеметрической моды. Начальные параметры орбиты спутника ИНТЕРБОЛ-1: апогей ~ 200000 км, перигей ~ 500 км, наклонение 63.8° и период обращения вокруг Земли ~ 90 ч. Когда перигей космического аппарата был достаточно низким, орбита проходила через плазмосферу раз в четверо суток.

Оба космических аппарата стабилизировались вращением с 2-х минутным периодом вокруг оси, направленной на Солнце.

При расчете плазменных параметров по измеренным спектрам предполагалось, что в тепловой области частицы распределены по энергиям по Максвелловскому закону с учетом частичного экранирования потенциалом спутника, учитывались скорость совращения плазмы с Землей и скорость космического аппарата. Методика обработки данных подробно описана в работе [Kotova et al., 2014].

3. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ПЛАЗМОСФЕРЫ И ЕГО СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Характеристики пограничного слоя плазмосферы подробно рассмотрены в работе [Kotova et al., 2018]. В упомянутой работе анализировались 110 случаев наблюдения спокойного, неструктурированного пограничного слоя на спут-

нике МАГИОН-5 с помощью широкоугольного энергоанализатора ионов ПЛ-48. На рис. 1 приведены примеры наблюдения такого слоя. Вертикальными пунктирными линиями отмечены положения плазмопаузы (PP), наклонными отрезками прямых показаны аппроксимации профилей плотности и температуры протонов в пограничном слое плазмосферы соответствующими экспоненциальными зависимостями: $N(L) = N_{pp} e^{(L_{pp}-L)/W_N}$ и $T(L) = T_{pp} e^{(L_{pp}-L)/W_T}$, где N — плотность, T — температура протонов, N_{pp} и T_{pp} — параметры на плазмопаузе при $L = L_{pp}$, W_N и W_T — характерные толщины области изменения плотности (пограничный слой плазмосферы) и области изменения температуры, соответственно. Во всех приведенных случаях профили плотности достаточно гладкие без заметных крупномасштабных структур. Изменение параметров геомагнитной активности в период измерений, представленных на рис. 1, показано на рис. 2. Как и следовало ожидать, при повышении магнитной активности плазмопауза приближается к Земле (панели в, г).

В работе [Kotova et al., 2018] не рассматривались вариации температуры протонов в пограничном слое. На рис. 1 видно, что температура изменяется в 2–4 раза на меньшем характерном масштабе, чем плотность, и затем медленно возрастает. Обычно, температура начинает возрастать на более внешних L -оболочках по сравнению с началом падения плотности. На всем протяжении пограничного слоя описать изменения температуры экспоненциальной зависимостью невозможно. Область высоких температур протонов (несколько десятков, а, иногда, и сотни тысяч градусов) за плазмопаузой, где плотность протонов еще достаточно высока (около 100 см^{-3} или немного меньше) ранее была названа горячей зоной плазмосферы [Bezrukh, Gringauz, 1976]. Здесь, вероятно, одновременно существуют две популяции плазмы: горячая и холодная, о чем свидетельствовали измерения на спутнике DE-1 [Comfort, 1996]. При обработке данных спутника МАГИОН-5 предполагалось, что частицы распределены по Максвелловскому закону, поэтому разделить эти 2 популяции нельзя.

Распределения плотности плазмы в пограничном слое плазмосферы не всегда носят такой плавный характер, как в случаях, показанных на рис. 1. На рис. 3 представлен пример изменения плотности в плазмосфере при четырех пролетах спутника МАГИОН-5 22–25 ноября 2000 г. Местное магнитное время вблизи плазмопаузы на всех 4-х пролетах ~ 20.5 MLT Вертикальными пунктирными линиями отмечены положения плазмопаузы. Провал плотности в 2–3 раза на $L \sim 2.6$ – 2.8 (рис. 3б, в), возможно, связан с пересечением канала плотности, и ниже рассматриваться не бу-

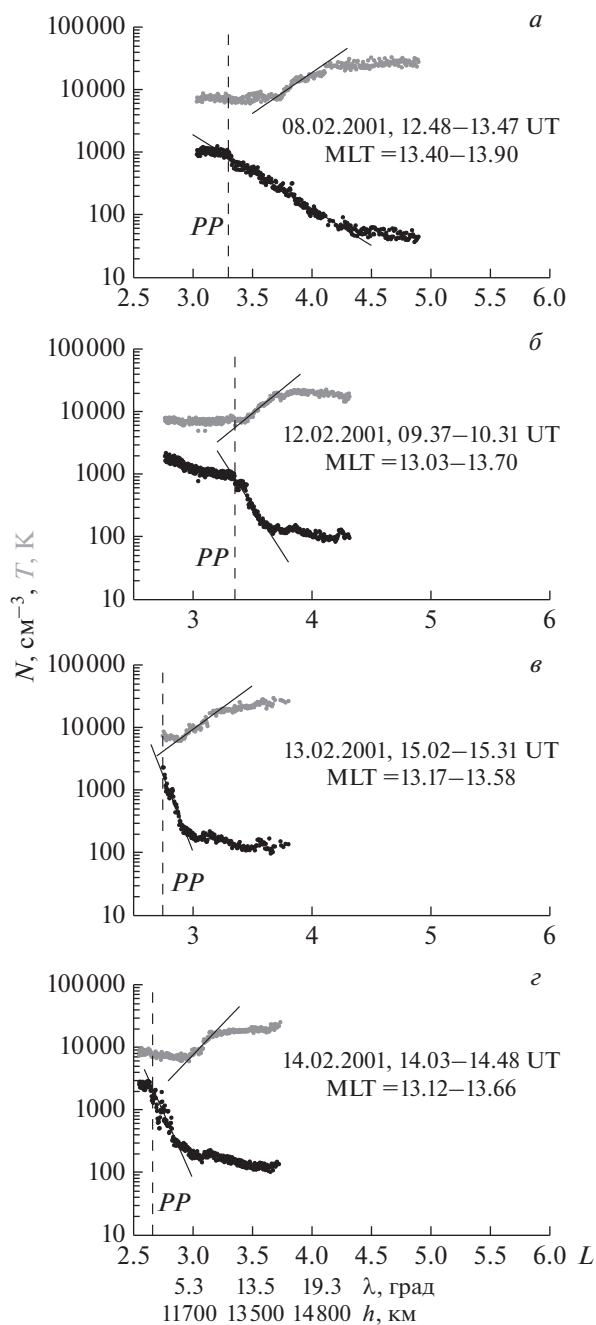


Рис. 1. Примеры изменения плотности (черные точки) и температуры (серые точки) протонов в зависимости от параметра L при пересечении спутником МАГИОН-5 пограничного слоя плазмосферы. На нижней панели (г) указаны также геомагнитная широта λ и высота h спутника вдоль орбиты.

дет. На рис. 3а плазмопауза достаточно резкая, и в пограничном слое никаких структур не видно. Небольшое повышение плотности на 15–20% при $L > 4.3$, возможно, соответствует пересечению плазмосферного плюмажа. Следует отметить, что за сутки плоскость орбиты спутника практически

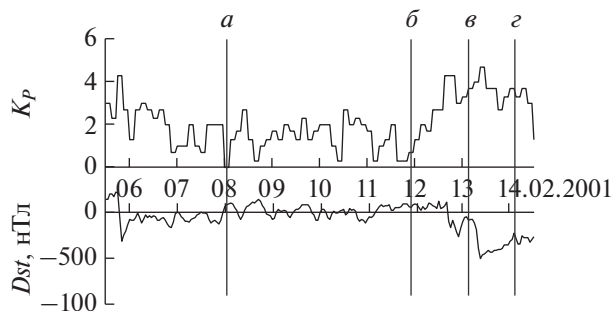


Рис. 2. Вариации индексов геомагнитной активности, K_p и Dst , в период измерений тепловой плазмы на спутнике МАГИОН-5 (рис. 1). Времена пролета пограничного слоя плазмосферы показаны вертикальными линиями, соответствующими панелям на рис. 1.

не изменяется, а Земля и плазмосфера, которая примерно коротирует с Землей, поворачиваются под орбитой спутника на 360° и, соответственно, через сутки измерения происходят в той же области околоземного пространства. 23 ноября 2000 г. (рис. 3б) при пересечении практически той же области плазмосферы в пограничном слое уже видны регулярные повторяющиеся пилообразные изменения плотности, имеющие устойчивую структуру. Плазмопауза сместилась от Земли (вертикальная пунктирная линия). Плотность от максимума к минимуму вариаций меняется приблизительно в 2 раза. Наблюдения происходят на геомагнитной широте 21° – 25° . Спутник летит ~ 3 мин от одного до другого максимума плотности и смещается на $\Delta L \sim 0.15$. Еще через сутки 24 ноября 2000 г. (рис. 3в) вариации плотности уже значительно менее глубокие $\sim 50\%$, и они наблюдаются на более глубоких L -оболочках (График панели в смещен на $L = 0.52$, относительно остальных панелей). То есть за сутки плазмопауза приблизилась обратно к Земле на $\sim 0.5L$, и вариации плотности стали затухать, хотя их период практически не изменился. Из рис. 3г видно, что через двое суток после начала наблюдения неоднородностей профиль плотности вернулся к первоначально наблюдавшемуся (рис. 3а).

Изменение индексов геомагнитной активности в этот период видно на рис. 4. Времена пролетов пограничного слоя плазмосферы на этом рисунке отмечено соответствующими вертикальными линиями. Все измерения происходят в достаточно магнито-спокойный период. По данным K_p -индексов и Dst -вариаций существенных возмущений магнитной активности не было с 13-го ноября. Только в период измерений 24 ноября 2000, показанных на панели в, в магнитосфере наблюдалось слабое возмущение.

Пилообразные вариации плотности тепловой плазмы, по-видимому, относятся к пространственным структурам, эволюционирующим, но сохра-

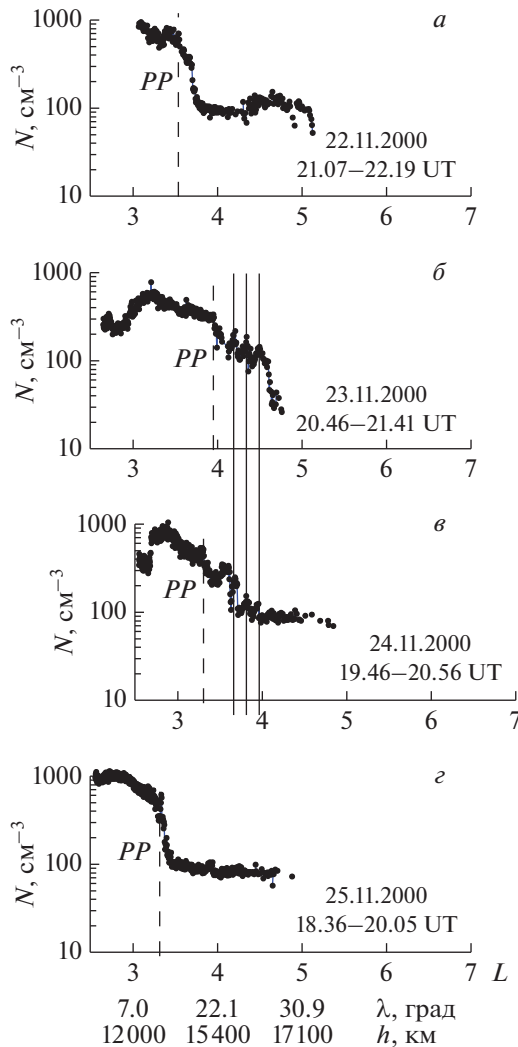


Рис. 3. Изменения плотности протонов в зависимости от параметра L при входе спутника МАГИОН-5 в плазмосферу в предполуденном секторе раз в сутки 22–25 ноября 2000 г. Сплошными вертикальными линиями отмечены максимумы плотности плазмы в наблюдаемых неоднородностях ее распределения. На нижней панели (г) указаны также геомагнитная широта λ и высота h спутника вдоль орбиты.

нящимся в пограничном слое плазмосферы, по крайней мере, в течение суток. Если предположить, что распределение плазмы не меняется за время пролета спутника (скорость спутника 3.5–4 км/с), то характерный размер наблюдаемых неоднородностей плазмы вдоль орбиты спутника 600–700 км.

На рис. 5 показаны данные МАГИОНА-5 за тот редкий период времени, когда были получены параметры плазмы на двух последовательных пролетах спутника через плазмосферу. Местное магнитное время измерений вблизи плазмопаузы на всех 4-х пролетах 15.0–15.3 MLT.

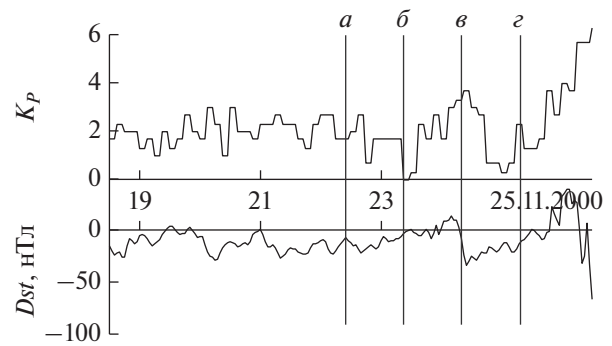


Рис. 4. Вариации индексов геомагнитной активности, K_p и Dst , в период измерений тепловой плазмы на спутнике МАГИОН-5, представленных на рис. 3. Времена пролета пограничного слоя плазмосферы показаны вертикальными линиями, соответствующими панелям на рис. 3.

На рис. 5а видно, что плотность постепенно спадает с увеличением L -оболочки, вариации плотности в пограничном слое нерегулярные и, вероятно, частично связаны с трудностью определения низких значений плотности. Через сутки в той же области плазмосферы (рис. 5б) плазмопауза уже регистрируется гораздо ближе к Земле и после ее пересечения наблюдаются пилообразные изменения плотности. Геомагнитная широта наблюдений – 21° – 26° . Еще более значительные вариации плотности наблюдались в пограничном слое спустя 6 часов (рис. 5в). Здесь плотность меняется в 3–8 раз от максимума к минимуму вариаций. Следует обратить внимание, что график панели б смещен на $L = 0.52$, относительно остальных панелей. Период, по крайней мере, первых двух вариаций плотности сохраняется. Этот период такой же, как и в предыдущем случае (рис. 2) ~3 минут, за которые спутник смещается на $\Delta L \sim 0.15$. В тех же предположениях, что и раньше, при скорости спутника 3.6 км/с характерный размер наблюдаемых неоднородностей плазмы вдоль орбиты космического аппарата 650 км. Геомагнитная широта наблюдений неоднородностей на этом пролете 18° – 22° близка к широте предыдущего пролета пограничного слоя плазмосферы. На следующем пролете спутника наблюдается резкая плазмопауза без вариаций плотности (рис. 5г). Поскольку профили плотности, полученные 21 января 2001 г. и показанные на рисунках рис. 5б и 5в, относятся к разным областям плазмосферы, повернувшейся за время между этими двумя пролетами на $\sim 90^\circ$, эти данные свидетельствуют о том, что в плазмосферном пограничном слое могут существовать достаточно долгоживущие неоднородности плазмы, охватывающие не менее 90° по долготе. При этом положение плазмопаузы может изменяться в пределах

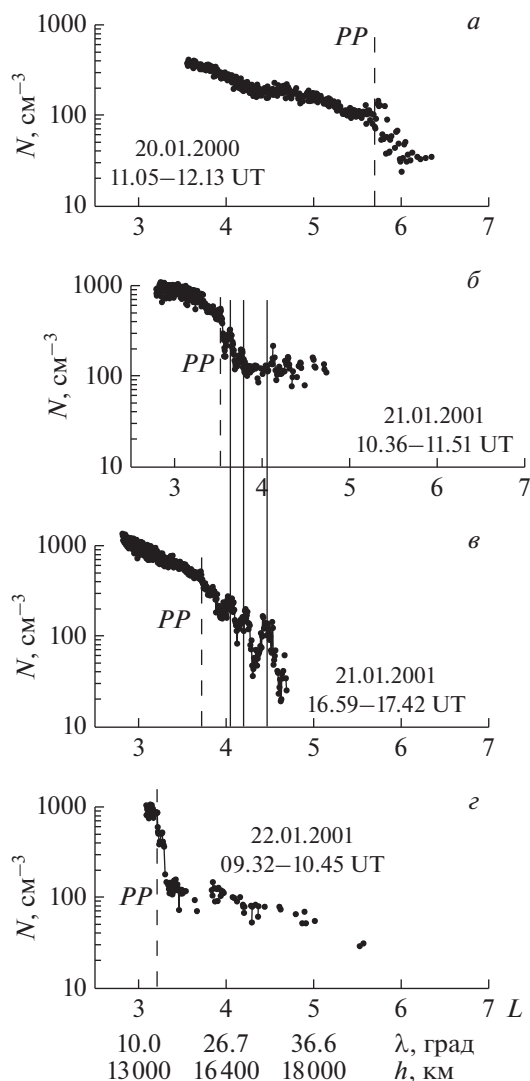


Рис. 5. Изменения плотности протонов в зависимости от параметра L при входе спутника МАГИОН-5 в плазмосферу в послеполуденном секторе 20–22 января 2001 г. Вертикальными сплошными линиями отмечены максимумы плотности плазмы в наблюдаемых неоднородностях ее распределения. На нижней панели (г) указаны также геомагнитная широта λ и высота h спутника вдоль орбиты.

$0.5L$. Такие изменения положения характерны для границы плазмосферы [Horwitz et al., 1990].

На рис. 6 показаны индексы геомагнитной активности, K_p и Dst , в период измерений тепловой плазмы на спутнике МАГИОН-5 18–23 января 2001 года. Вертикальными линиями на этом рисунке отмечены времена на 15 часов раньше пролетов спутника через пограничный слой плазмосферы. 20–21 января 2001 г. Спутник пересекал плазмосферу примерно в 15 часов местного магнитного времени и, следовательно, на 15 часов раньше исследуемая область плазмосферы пересекала полуночный меридиан. В соответствии с

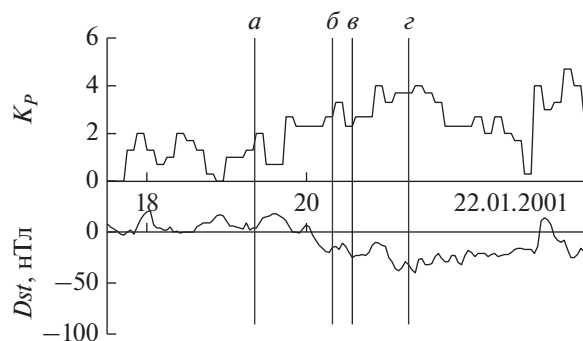


Рис. 6. Вариации индексов геомагнитной активности, K_p и Dst , в период измерений тепловой плазмы на спутнике МАГИОН-5, представленных на рис. 5. Вертикальными линиями показаны времена на 15 часов раньше времен пролетов спутником через пограничный слой плазмосферы.

принятыми представлениями небольшие магнитные возмущения в первую очередь воздействуют на околополуденную область плазмосферы. Сильные магнитные бури оказывают непосредственное влияние на всю плазмосферу [напр., Verbanac et al., 2015].

Пролет через пограничный слой плазмосферы 21 января 2001 г. (рис. 5б) соответствует периоду большей магнитной активности, чем предыдущий пролет (рис. 5а). Более поздний пролет в тот же день (рис. 5в) относился к тем же условиям геомагнитной активности, что и предыдущий. Область вблизи плазмопаузы на последнем из показанных витков пересекала полуночный меридиан уже при повышенной геомагнитной активности, во время развития небольшой магнитной бури. Таким образом, наблюдаемые изменения положения плазмопаузы можно объяснить изменениями магнитной обстановки в околоземном пространстве.

Пример наблюдения на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 регулярных вариаций плотности в пограничном слое плазмосферы 1 октября 1996 г. показан на рис. 7. Измерения проходили в период низкой геомагнитной активности (рис. 8). Скважность измерений на рис. 7 — ~ 1 мин. Это время, проходящее между измерениями. На рис. 7 на верхней панели показана зависимость плотности протонов от параметра L , а на нижней панели — зависимость той же плотности от геомагнитной широты λ . Левые ветви графиков соответствуют входу ИНТЕРБОЛа-1 в плазмосферу, правые — выходу спутника из плазмосферы. Ближайшая к Земле магнитная оболочка, которой достигает космический аппарат $L = 3.54$. Ее пересечение происходит на геомагнитной широте $\lambda \sim -8.5^\circ$. Двухминутные вариации плотности во внутренней плазмосфере, хорошо видные на зависимости плотности от геомагнитной широты (нижняя па-

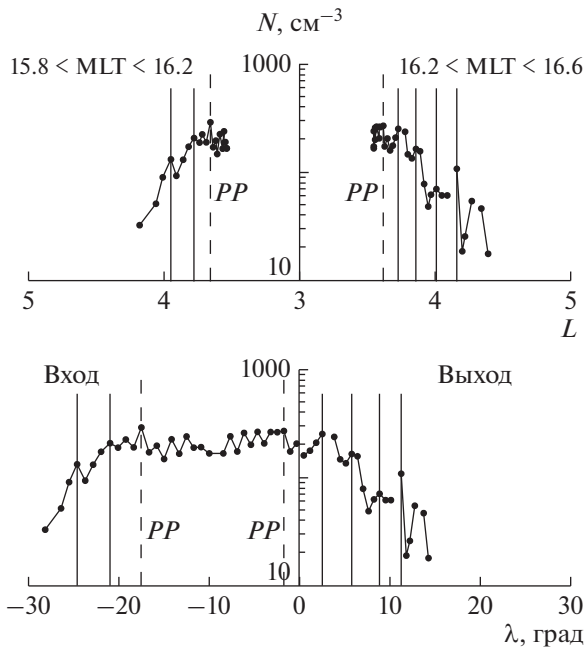


Рис. 7. Изменения плотности протонов в зависимости от L (верхняя панель) и от геомагнитной широты (нижняя панель) при входе в плазмосферу (левые ветви графиков) и при выходе из нее (правые ветви графиков) спутника ИНТЕРБОЛ-1 в послеполуденном секторе 1 октября 1996 г с 6.20 UT до 7.17 UT. Отмечены положения плазмопаузы (пунктирные линии) и положения максимумов плотности (сплошные линии) при ее вариациях в пограничном слое.

нель), вероятно, связаны с вращением аппарата вокруг оси, отклонившейся от направления на Солнце.

Регулярные значительные вариации плотности протонов более отчетливо видны при выходе космического аппарата из плазмосферы. Плотность протонов меняется в 2–5 раз от максимума к минимуму вариаций. Видимый период этих вариаций при пролете на ИНТЕРБОЛ-1 ~ 4–5 минут. Максимумы плотности в вариациях отмечены сплошными вертикальными линиями. Смещение космического аппарата по $L \approx 0.15$, то же, которое наблюдалось на МАГИОНЕ-5. Измерения на ИНТЕРБОЛ-1 производились примерно на 10° ближе к плоскости геомагнитного экватора, чем измерения на МАГИОНЕ-5. Видимое смещение по широте $\sim 3^\circ$. В предположении, что распределение плазмы не меняется за время пролета спутника, характерный размер наблюдаемых неоднородностей плазмы вдоль орбиты спутника 1200–1500 км. Если считать, что спутник пересекает пространственные структуры плотности, то различие в зависимостях плотности протонов от L и λ при входе спутника в плазмосферу и при выходе из нее связано с различием геомагнитных широт областей пересечения. Спутник входит в

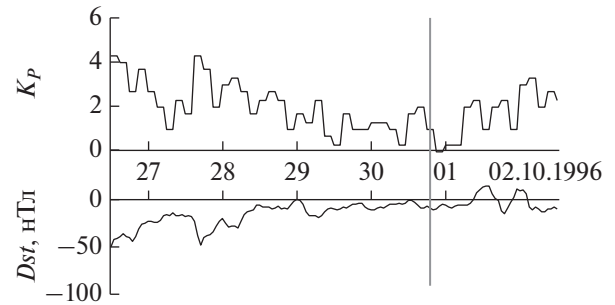


Рис. 8. Изменения индексов геомагнитной активности, K_p и Dst , 27 сентября–2 октября 1996 г. Жирная серая вертикальная линия показывает время пролета спутника ИНТЕРБОЛ-1 через пограничный слой плазмосферы (рис. 6).

плазмосферу на широте $< -20^\circ$, где магнитное поле больше и магнитные оболочки находятся ближе друг к другу, чем вблизи геомагнитного экватора. Скорость спутника также примерно на 10% выше при входе (5.6 км/с), чем при выходе из плазмосферы (5 км/с).

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Анализ приведенных примеров повторяющихся регулярных вариаций плотности протонов в пограничном слое плазмосферы позволяет суммировать характерные особенности этих неоднородностей плазмы.

- Изменения плотности происходят достаточно резко и на профиле плотности – зависимости плотности от L или от λ – имеют пилообразный характер. Плотность протонов меняется в 2–8 раз от максимума к минимуму вариаций.

- Характерный размер вариаций в радиальном направлении в плоскости геомагнитного экватора $\sim 0.15 R_E$ или ~ 1000 км.

- Пилообразные изменения плотности протонов в пограничном слое плазмосферы могут охватывать не менее 90° по долготе.

- Регулярные вариации плотности плазмы наблюдались на геомагнитных широтах до 30° . Эта широта, возможно, ограничена орбитами спутников, данные которых использовались для анализа.

- Пилообразные вариации плотности тепловой плазмы, по-видимому, относятся к пространственным структурам, эволюционирующим, но сохраняющимся в пограничном слое плазмосферы, по крайней мере, в течение суток.

- Неоднородности плазмы наблюдались при достаточно спокойной или немного возмущенной геомагнитной обстановке. Во время магнитных бурь плазмопауза приближается к Земле, и,

по-видимому, формируется достаточно гладкий профиль плотности в узком пограничном слое, или неоднородности носят нерегулярный характер. Возможно, для наблюдения неоднородностей в таком слое временное разрешение измерений должно быть лучше 8 с.

Регулярные пилообразные вариации положения плазмопаузы недавно наблюдались вблизи основания плазмосферных плюмажей (хвостов) на спутниках RBSP, ERG и DMSP [He et al., 2020]. Для наблюдения таких структур спутник должен некоторое время лететь вдоль плазмопаузы. Орбиты спутников ИНТЕРБОЛ-1 и МАГИОН-5, напротив, пересекали плазмопаузу под значительным углом, близким к 90° . Рассмотренные измерения проходили в достаточно магнитоспокойные периоды, существенной геомагнитной активности не наблюдалось и в предшествующие 4–10 дней, тогда как плазмосферные плюмажи образуются после существенных магнитных бурь. И, наконец, авторы [He et al., 2020] говорят о наблюдениях волновой структуры плазмопаузы небольшой протяженности по долготе ($<90^\circ$).

Ввиду того, что рассмотренные в предыдущем параграфе неоднородности наблюдаются в пограничном слое плазмосферы вблизи плазмопаузы при значительном градиенте плотности, можно предположить, что они являются следствием перестановочной или квазиперестановочной неустойчивости. По определению Ж. Лемэра [Lemaire, 1999] чисто перестановочной неустойчивостью называется неустойчивость, возникающая в плазмосфере, когда заполненные плазмой трубки смещаются дальше от Земли, чем незаполненные. При этом смещается вся магнитная трубка целиком и кривизна магнитных линий не учитывается. Впервые такую неустойчивость в применении к магнитосфере Земли рассмотрел Т. Голд в 1959 году [Gold, 1959]. Если “меняются местами” не магнитные трубки целиком, а только их сегменты, то возникает квазиперестановочная неустойчивость. Такую неустойчивость впервые исследовал Newcomb [1961].

В работе [Andre, Lemaire, 2006] подробно рассмотрены условия неустойчивости различных мод перестановочной неустойчивости. Если принимать во внимание гравитационную силу, центробежную силу из-за вращения плазмосферы с Землей и кривизну магнитных силовых линий, то вблизи плазмопаузы при $L > 2$ хотя бы одна из мод перестановочной неустойчивости “поперечная” или “продольная” может развиваться. При этом указывается, что “продольная” мода не подразумевает строго параллельных движений, и движение плазмы обязательно приобретает и медленную составляющую поперек магнитного поля.

В работе [Kotova et al., 2018] было получено, что по данным МАГИОНА-5 характерная толщи-

на пограничного слоя плазмосферы W_N меняется от $0.02L$ до $0.4L$. Соответственно, производная $d \ln N / dL$ лежит в интервале от -50 до $-2.5 1/R_E$. Расчеты Н. Андрэ и Ж. Лемэра [Andre, Lemaire, 2006] областей на плоскости $(L, d \ln N / dL)$, где нарушаются условия стабильности различных распределений плотности плазмы в плазмосфере (рис. 4 и 5 в [Andre, Lemaire, 2006]), показывают, что можно ожидать развития перестановочной неустойчивости в пограничном слое плазмосферы.

Кроме приведенных примеров регулярных вариаций плотности в пограничном слое плазмосферы по всем полученным данным МАГИОНА-5 удалось найти только еще один случай наблюдения аналогичных структур — 21 июня 2000 г. (MLT ≈ 9.5 ч) также при спокойных геомагнитных условиях. При этом достаточно часто в пограничном слое плазмосферы регистрировались различные нерегулярные вариации плотности. Для анализа физических условий формирования и других статистических особенностей рассматриваемых неоднородностей имеющихся экспериментальных данных недостаточно и, видимо, следует привлекать данные современных волновых экспериментов, например, на спутнике ERG (ARASE) и других.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Котова Г.А. Плазмосфера Земли. Современное состояние исследований // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 47. № 4. С. 1–16. 2007. (Kotova G.A. The Earth's plasmasphere: State of studies (a review) // Geomag. Aeron. V. 47. № 4. P. 409–422. 2007. — для англоязычного варианта статьи) <https://doi.org/10.1134/S0016793207040019>
- Котова Г.А., Безруких В.В., Веригин М.И., Акентьева О.С., Шмиллауэр Я. Исследование каверн плотности в плазмосфере Земли по данным спутника МАГИОН 5 // Космич. исследов. Т. 46. № 1. С. 17–26. 2008. (Kotova G.A., Bezrukhikh V.V., Verigin M.I., Akentieva O.S., Smilauer J. Study of notches in the Earth's plasmasphere based on data of the MAGION-5 satellite // Cosmic Research. V. 46. № 1. P. 15–24. 2008. — для англоязычного варианта статьи) <https://doi.org/10.1007/s10604-008-1003-5>
- Andre N., Lemaire J.F. Convective instabilities in the plasmasphere // J. Atm. Solar-Terr. Phys. V. 68. P. 213–227. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.10.013>
- Bezrukhikh V.V., Gringauz K.I. The hot zone in the outer plasmasphere of the Earth // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. V. 38. P. 1085–1091. 1976. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(76\)90038-6](https://doi.org/10.1016/0021-9169(76)90038-6)
- Carpenter D.L., Anderson R.R. An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 97. P. 1097–1108. 1992. <https://doi.org/10.1029/91JA01548>
- Carpenter D., Lemaire, J. The plasmasphere boundary layer // Annales Geophysicae. V. 22. № 12. P. 4291–4298. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-4291-2004>

- *Comfort R.H.* Thermal structure of the plasmasphere // *Adv. Space Res.* V. 17. № 10. P. 175–184. 1996.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(95\)00710-V](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00710-V)
- *Darrouzet F., Decreau P.M.E., De Keyser J., Masson A., Gallagher D.L., Santolik O., Sandel B.R., Trotignon J.G., Rauch J.L., Guirriec E.Le, Canu P., Sedgemore F., Andre M., Lemaire J.F.* Density structures inside the plasmasphere: Cluster observations // *Annales Geophysicae.* V. 22. № 7. P. 2577–2585. 2004.
<https://doi.org/10.5194/angeo-22-2577-2004>
- *Darrouzet F., Gallagher D.L., André N. et al.* Plasmaspheric Density Structures and Dynamics: Properties Observed by the CLUSTER and IMAGE Missions // *Space Sci. Rev.* V. 145. P. 55–106. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9438-9>
- *Ferradas C.P., Boardsen S.A., Fok M.-C., Buzulukova N., Reeves G.D., Larsen B.A.* Observations of density cavities and associated warm ion flux enhancements in the inner magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 126. № 3. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028326>
- *Gold T.* Motions in the magnetosphere of the Earth // *J. Geophys. Res.* V. 64. № 9. P. 1219–1224. 1959.
<https://doi.org/10.1029/JZ064i009p01219>
- *He F., Guo R.-L., Dunn W.R. et al.* Plasmopause surface wave oscillates the magnetosphere and diffuse aurora // *Nature Communications.* V. 11. 1668. 2020.
<https://doi.org/10.1038/s41467-020-15506-3>
- *Helmboldt J.F., Haiducek J.D., Clarke T.E.* The properties and origins of corotating plasmaspheric irregularities as revealed through a new tomographic technique // *J. Geophys. Res.* V. 125. № 3. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2019JA027483>
- *Helmboldt J.F.* The properties and origins of corotating plasmaspheric irregularities: Part II—Tomography with compact arrays of GPS receivers // *J. Geophys. Res.* V. 125. № 6. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA027858>
- *Higel B., Wu L.* Electron density and plasmopause characteristics at 6.6 RE: a statistical study of the GEOS 2 relaxation sounder data // *J. Geophys. Res.* V. 89. P. 1583–1601. 1984.
<https://doi.org/10.1029/JA089iA03p01583>
- *Horwitz J.L., Comfort R.H., Chappell C.R.* A statistical characterization of plasmasphere density structure and boundary location // *J. Geophys. Res.* V. 95. № A6. P. 7937–7947. 1990.
<https://doi.org/10.1029/JA095iA06p07937>
- *Kotova G., Bezrukikh V., Verigin M., Šmilauer J.* In situ observations of low-density regions inside the plasmasphere // *Earth, Planets and Space.* V. 56. P. 989–996. 2004.
<https://doi.org/10.1186/BF03351796>
- *Kotova G., Bezrukikh V., Verigin M.* The effect of the Earth's optical shadow on thermal plasma measurements in the plasmasphere // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* V. 120. P. 9–14. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.08.013>
- *Kotova G., Verigin M., Lemaire J., Pierrard V., Bezrukikh V., Šmilauer J.* Experimental study of the plasmasphere boundary layer using MAGION 5 data // *J. Geophys. Res.* V. 123. P. 1251–1259. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024590>
- *Lemaire J.F., Gringauz K.I.,* with contributions from Carpenter D.L. and Bassolo V. *The Earth's Plasmasphere*, 350 pp., Cambridge Univ. Press, New York. 1998.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511600098>
- *Lemaire J.F.* Hydrostatic equilibrium and convective stability in the plasmasphere // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* V. 61. № 11. P. 861–878. 1999.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(99\)00044-9](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(99)00044-9)
- *Newcomb W.A.* Convective instability induced by gravity in a plasma with a frozen-in magnetic field // *Physics of Fluids.* V. 4. P. 391–396. 1961.
<https://doi.org/10.1063/1.1706342>
- *Sandel B.R., Goldstein J., Gallagher D.L., Spasojevic M.* Extreme ultraviolet imager observations of the structure and dynamics of the plasmasphere // *Space Sci. Rev.* V. 109. P. 25–46. 2003.
https://doi.org/10.1007/978-94-010-0027-7_2
- *Verbanac G., Pierrard V., Bandic M., Darrouzet F., Rauch J.-L., Décreau P.* The relationship between plasmopause, solar wind and geomagnetic activity between 2007 and 2011 // *Ann. Geophys.* V. 33. P. 1271–1283. 2015.
<https://doi.org/10.5194/angeo-33-1271-2015>

ОСОБЕННОСТИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ ВНЕ ПЛАЗМОСФЕРЫ

© 2023 г. П. А. Беспалов^{1, 2, *}, О. Н. Савина^{2, **}, Г. М. Нещеткин^{2, ***}

¹Институт прикладной физики Российская академия наук (ИПФ РАН),
Нижний Новгород, Россия

²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики” (НИУ ВШЭ),
Нижний Новгород, Россия

*e-mail: pbespalov@mail.ru

**e-mail: onsavina@mail.ru

***e-mail: gmheschetkin@edu.hse.ru

Поступила в редакцию 23.02.2023 г.

После доработки 06.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Рассматриваются новые сведения о КНЧ/ОНЧ-излучениях за пределами плазмосферы, содержащиеся в данных наблюдений, выполненных на космических аппаратах Van Allen Probes. Вблизи апогея траектории за плазмосферой отмечались квазипериодические последовательности всплесков электромагнитных излучений на частотах ниже 2 кГц с глубокой модуляцией интенсивности. Морфологически отдельный всплеск излучений подобен фрагменту излучений QR 2. Рассматриваемые последовательности всплесков могут иметь разную временную структуру. Во-первых, они могут быть четко периодическими. Во-вторых, в них могут периодически чередоваться всплески разной интенсивности. В-третьих, последовательность всплесков может иметь более сложную временную структуру. Возбуждение рассматриваемых шумовых по своей природе излучений, вероятно, происходит при развитии циклотронной неустойчивости в облаках оторвавшейся плазмы, которые существуют за пределами плазмосферы после магнитных возмущений. Многие свойства излучений объясняет теория плазменного магнитосферного мазера, допускающая существования автоколебательного процесса генерации излучений, обусловленного модуляцией анизотропии функции распределения энергичных электронов. Теория объясняет новые результаты наблюдений квазипериодических излучений с более сложной временной структурой при наличии периодического внешнего воздействия на динамику плазменного магнитосферного мазера. Во всех рассмотренных случаях было проверено в данных магнитометра космического аппарата отсутствие признаков геомагнитных пульсаций с периодами, сравнимыми с периодами повторения спектральных форм на спектрограммах электромагнитных излучений. Модельные расчеты показали, что акустико-гравитационная волна в ионосфере в основании трубки магнитного поля с облаком оторвавшейся плазмы может обеспечить формирование наблюдаемой временной структуры излучений.

DOI: 10.31857/S0016794023600205, EDN: UAXFPO

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что внутри плазмосферы часто наблюдаются два типа квазипериодических электромагнитных излучений свистового диапазона, первые из которых (QR 1) связаны и вторые (QR 2) не связаны с геомагнитными пульсациями. QR 1 представляют собой модулированные шипения [Kimura, 1974; Sato et al., 1974; Korotova et al., 1975; Sato and Kokubun, 1981; Sazhin and Hayakawa, 1994] в условиях резонансного совпадения частоты геомагнитных пульсаций сжатия с частотой релаксационных колебаний в плазменном магнитосферном мазере [Беспалов и Клейменова, 1989]. QR 2 излучения [Smith et al., 1998; Engebretson et al., 2004; Маннинен и др., 2012] имеют более

четкие и устойчиво повторяющиеся спектральные формы и определяются фундаментальными процессами в электронных радиационных поясах, которые представляют собой периодические стадии накопления частиц в радиационных поясах и их высыпания в ионосферу [Беспалов, 1981; Bespalov, 1982].

В данной работе мы обсудим морфологические свойства и условия возбуждения значительно более редких квазипериодических излучений за пределами плазмосферы. В статье [Tixier and Cornilleau-Wehrlin, 1986] по данным с космических аппаратов GEOS отмечалось наличие квазипериодических ОНЧ-излучений вблизи экваториальной плоскости на магнитных оболочках $L \sim 5-7$

и их связь с синхронными наземными данными, похожими на QP 1 излучения. В статье [Nemes et al., 2015] по данным с космического аппарата Cluster отмечалось наличие квазипериодических излучений с частотами ниже нижнегибридной частоты в окрестности дневной экваториальной плазмопаузы. Эти излучения имеют гармоническую спектральную структуру, а период повторения спектральных форм равен примерно половине периода одновременно регистрируемых геомагнитных пульсаций сжатия.

Современные данные наблюдений с космических аппаратов Van Allen Probe, размещенные на сайте (<http://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>), дали нам возможность подробнее рассмотреть квазипериодические излучения вне плазмосферы вблизи апогея траектории, где космический аппарат двигался сравнительно медленно и представлял собой удобную платформу для наблюдения временной эволюции излучений. Для большей конкретизации предмета исследования мы сосредоточились на квазипериодических излучениях, не связанных с заметными геомагнитными пульсациями сжатия.

О механизме квазипериодических излучений за пределами плазмосферы пока нет единого мнения, так как нет ясности с условиями реализации циклотронной неустойчивости в разреженной плазме. В данной работе предложена модель возбуждения не связанных с геомагнитными пульсациями квазипериодических излучений за пределами плазмосферы. Полученные результаты указывают на влияние атмосферных акустико-гравитационных возмущений на процессы взаимодействия волн и частиц в магнитосфере, посредством периодической модуляции коэффициента отражения электромагнитных волн от ионосферы сверху [Савина и Беспалов, 2022].

В разделе 2 рассмотрены примеры квазипериодических электромагнитных излучений, не связанных с геомагнитными пульсациями за пределами плазмосферы. В разделе 3 предложена модель возбуждения не связанных с геомагнитными пульсациями квазипериодических излучений за пределами плазмосферы. В разделе 4 рассмотрены уравнения теории плазменного магнитосферного мазера с периодическим внешним воздействием. В разделе 5 результаты модельных теоретических расчетов сопоставлены с данными наблюдений. В разделе 6 суммированы результаты работы.

2. ПРИМЕРЫ НЕ СВЯЗАННЫХ С ГЕОМАГНИТНЫМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ ЗА ПРЕДЕЛАМИ ПЛАЗМОСФЕРЫ

За пределами плазмосферы установлено наличие трех разновидностей квазипериодических

электромагнитных излучений не связанных с геомагнитными пульсациями сжатия. Прежде всего, это сравнительно четкие квазипериодические излучения QP 2, в которых отдельные шумовые всплески повторяются почти периодически. В данной работе в качестве примера таких излучений мы рассматриваем квазипериодические излучения КНЧ диапазона, зарегистрированные 23.03.2018 г. между 12:10 и 12:50 UT при умеренном геомагнитном возмущении ($Kp = 2$). Для периода наблюдений: давление солнечного ветра ~ 2.1 нПа, концентрация солнечного ветра ~ 9 см $^{-3}$, скорость солнечного ветра ~ 430 км/с, вертикальная составляющая межпланетного магнитного поля $B_z \sim 0.7$ нТл. Это событие произошло в утреннее время LT = 07:40–08:20. Излучения наблюдались вне плазмосферы, концентрация фоновой плазмы была порядка 17 см $^{-3}$ и существенно не изменялась на протяжении рассматриваемого временного промежутка. Зона наблюдения соответствовала магнитной оболочке вблизи $L \sim 4.2$.

Мы использовали данные наблюдений, полученные с помощью прибора EMFISIS (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) на космическом аппарате Van Allen Probe A [Kletzing et al., 2013]. На рис. 1а представлен динамический спектр в частотном диапазоне ниже 300 Гц, построенный по данным спектральной матрицы WFR (WaveForm Receiver) с помощью браузера *Autoplot*. Квазипериод данных КНЧ-излучений около 150 с. Отличительной особенностью этих излучений является четкая периодичность похожих по размеру и частотному диапазону спектральных элементов.

Для уточнения существования геомагнитных пульсаций со схожим периодом мы использовали данные локального магнитного поля, зафиксированные феррозондовым магнитометром EMFISIS для такого же временного интервала. В магнитном поле, показанном на рис. 2а, не наблюдается значительных пульсаций. Небольшие вариации магнитного поля с периодом около 10 с, возможно, обусловлены вращением космического аппарата.

Для построения графика зависимости плотности энергии электромагнитных волн от времени (рис. 1б) мы ограничились диапазоном частот 110–210 Гц. Для нескольких коротких периодов мы экспортировали данные электромагнитного поля с высоким разрешением в формате *MatLab* файлов. По отфильтрованной части сигнала, отвечающей указанному частотному диапазону, была проведена оценка плотности электромагнитной энергии. Полученные значения были использованы как калибровочные, что позволило определить по цветовой шкале динамического спектра временную зависимость плотности энергии электромагнитных излучений $\epsilon(t)$.

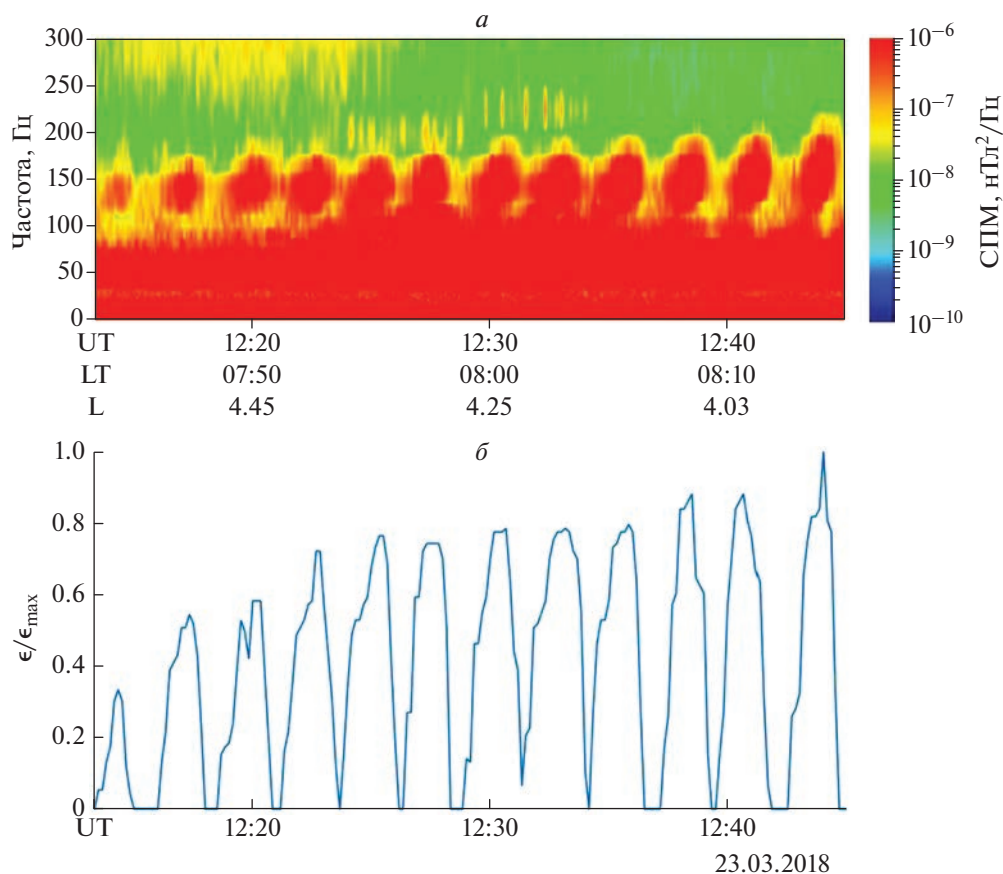


Рис. 1. Динамический спектр плотности мощности (СПМ) вариаций полного магнитного поля по данным космического аппарата Van Allen Probe A для события 23.03.2018 г. (а) и временная зависимость относительной энергии электромагнитных волн в частотном диапазоне 110–210 Гц (б).

Хорошо известно, что квазипериодические КНЧ-излучения могут быть связаны с геомагнитными пульсациями с периодами, сравнимыми с периодами повторения спектральных форм на спектрограммах излучений. Мы тщательно проверили наличие этого фактора. На рис. 2а, где показана временная зависимость магнитного поля в месте пролета космического аппарата, не наблюдается заметных изменений на временных масштабах порядка 150 с. На рис. 2б приведен спектральный состав геомагнитного поля в рассматриваемый временный промежуток. Признаков спектральных линий с частотами, близкими к 7 мГц не наблюдалось, поэтому можно сделать вывод, что эти квазипериодические излучения не относятся к типу QR 1. Из-за четкой периодичности сигнала, морфологически этот пример скорее подобен QR 2.

Анализ наблюдений показал наличие редких излучений, в которых спектральные элементы разной интенсивности довольно четко периодически чередуются. На рис. 3а представлен динамический спектр квазипериодических излучений, наблюдавшихся 03.02.2016 г. между 3:30 и

4:00 UT при значительном геомагнитном возмущении ($Kp = 4.7$). Для рассматриваемого временного промежутка: давление солнечного ветра ~ 2.1 нПа, плотность солнечного ветра ~ 4 см^{-3} , скорость солнечного ветра ~ 360 км/с, вертикальная составляющая межпланетного магнитного поля $B_z \sim -4$ нТл. Это событие произошло в утреннее время LT = 07:40–08:10. Зона наблюдения соответствовала магнитной оболочке вблизи $L \sim 4.2$. Событие наблюдалось вне плазмосферы при концентрации фоновой плазмы порядка 12 см^{-3} . На рис. 3а представлен спектр частотного диапазона ниже 250 Гц, построенный аналогично спектру на рис. 1а. Квазипериод данных КНЧ-излучений примерно 180 с. Отличительной особенностью этих излучений является периодическое чередование всплесков разной интенсивности. График зависимости средней плотности энергии от времени (рис. 3б) строился по описанной выше методике, при его построении мы ограничились диапазоном частот 127–180 Гц.

Для уточнения существования геомагнитных пульсаций со схожим периодом мы использовали

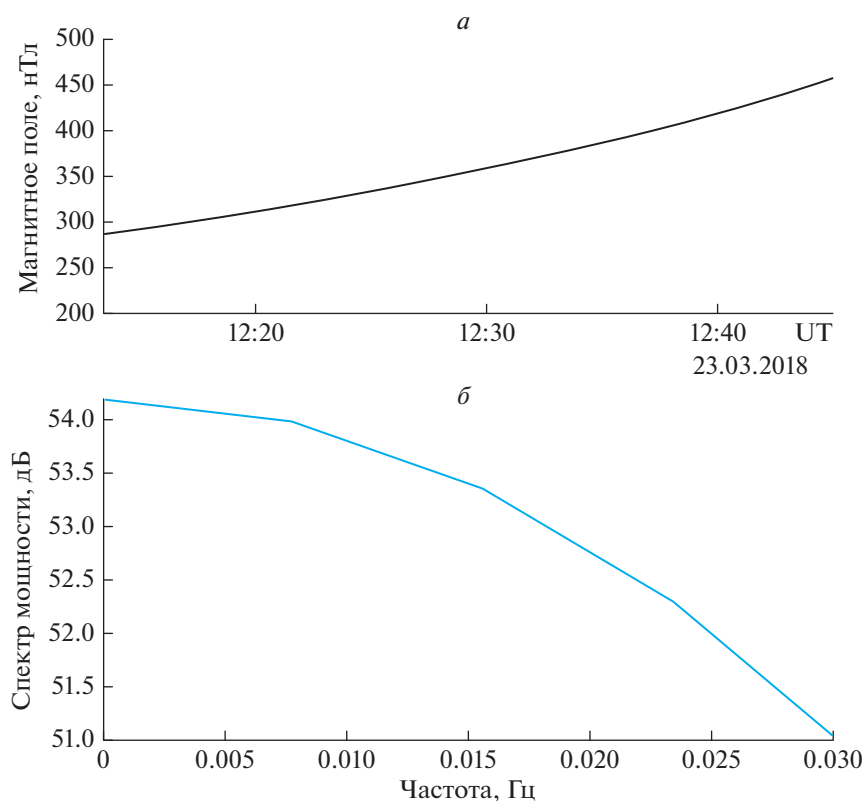


Рис. 2. Временная зависимость магнитного поля (а) и частотное распределение энергии вариаций магнитного поля (б) по данным с космического аппарата Van Allen Probe A 23.03.2018 г.

данные локального магнитного поля, зафиксированные феррозондовым магнитометром EMFISIS. На рис. 4а, где представлена временная зависимость магнитного поля в месте пролета космического аппарата, не наблюдаются заметные изменения на временных масштабах порядка 180 с. Спектральный состав магнитного поля (рис. 4б) показывает, что нет спектральных линий с частотами близкими 6 МГц, поэтому эти излучения не относятся к типу QR 1 и ввиду отсутствия четкой временной периодичности также не являются обычными QR 2 излучениями.

Встречаются и более сложные по своей временной структуре последовательности всплесков излучений. На рис. 5а представлен динамический спектр квазипериодических излучений, наблюдавшихся 14.05.2016 г. между 10:20 и 11:00 UT при умеренном геомагнитном возмущении ($Kp = 2$) для частот ниже 350 Гц. Для периода наблюдений: давление солнечного ветра ~ 2.1 нПа, концентрация солнечного ветра ~ 15 см $^{-3}$, скорость солнечного ветра ~ 350 км/с, вертикальная составляющая межпланетного магнитного поля $B_z \sim -4$ нТл. Это событие произошло в утреннее время LT = 08:15–08:55. Зона наблюдения соответствовала магнитной оболочке вблизи $L \sim 4.4$. Наблюдалось

явление вне плазмосферы при концентрации фоновой плазмы порядка 15 см $^{-3}$. Квазипериод данных КНЧ-излучений примерно 180 с. Их отличительной особенностью является более сложная структура спектра с отсутствием четких закономерностей.

Для построения графика зависимости средней плотности энергии электромагнитных волн от времени (рис. 5б) мы ограничились частотным интервалом 98–198 Гц, график строился по описанной выше методике. В магнитном поле, представленном на рис. 6а, не происходит значительных изменений с периодами, близкими к 180 с. В спектральном составе магнитного поля, показанном на рис. 6б, спектральных линий с частотами близкими 6 МГц не наблюдается, поэтому эти излучения не относятся к типу QR 1 и ввиду отсутствия четкой временной периодичности не являются обычными QR 2 излучениями.

О частоте появления рассмотренных в этом разделе излучений можно судить по следующему результату. Проанализировав динамические спектры электромагнитных излучений за апрель и май 2016 г., мы обнаружили вне плазмосферы семь примеров сравнительно четких квазипериодических излучений типа QR2, четыре примера излу-

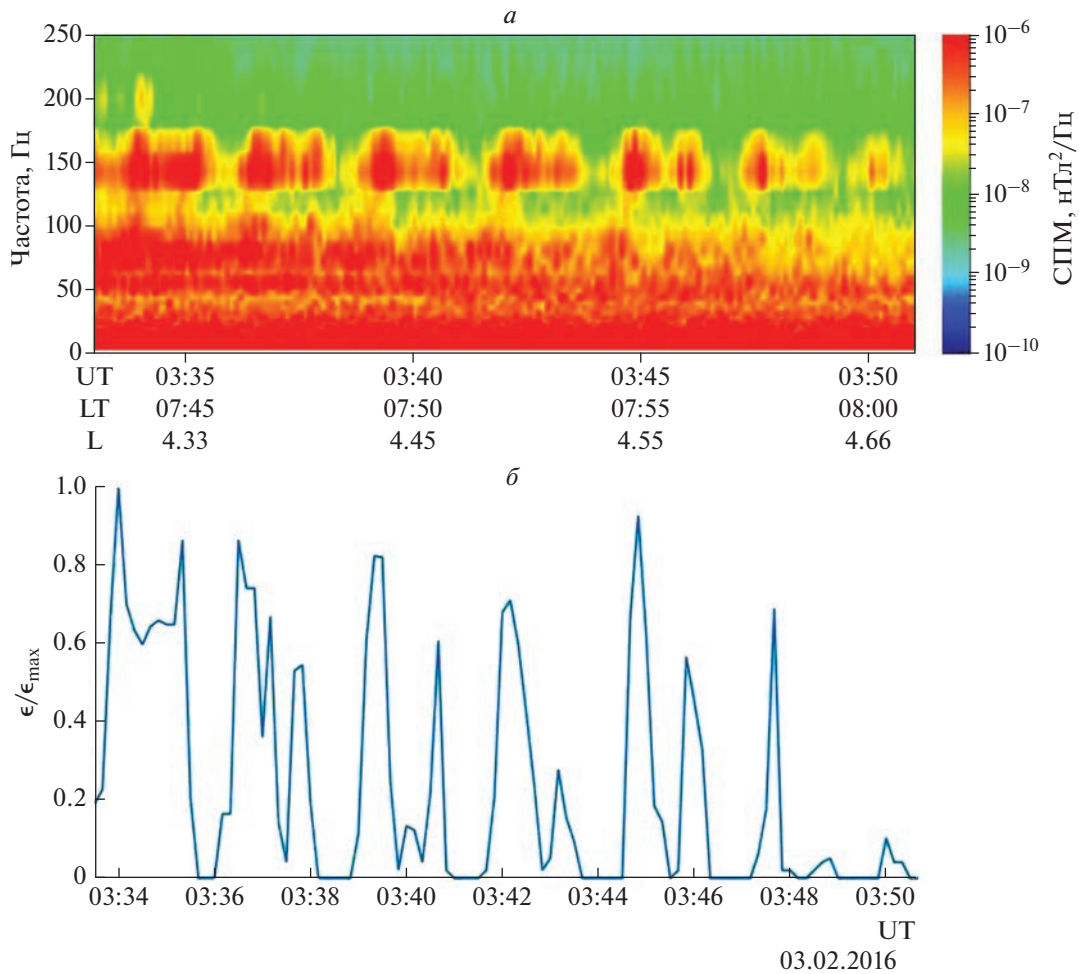


Рис. 3. Динамический спектр плотности мощности вариаций полного магнитного поля по данным космического аппарата Van Allen Probe A для события 03.02.2016 г. (а) и временная зависимость относительной плотности энергии электромагнитных волн в частотном диапазоне 127–180 Гц (б).

чений, в которых спектральные элементы разной интенсивности довольно четко периодически чередуются, и четырнадцать примеров более сложных по своей временной структуре всплесков излучений.

3. МОДЕЛЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕ СВЯЗАННЫХ С ГЕОМАГНИТНЫМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ ЗА ПРЕДЕЛАМИ ПЛАЗМОСФЕРЫ

За пределами плазмосферы условия генерации излучений за счет эффективной внутри плазмосферы циклотронной неустойчивости сильно ограничены. Для ее реализации с не экспоненциально малым инкрементом должны выполняться два условия [Беспалов и Трахтенгерц, 1980]:

$$W_{\perp} > W_{\parallel}, \quad \beta_* = \frac{\omega_p^2 \langle V_{\parallel}^2 \rangle}{\omega_B^2 c^2} = \frac{\omega_p^2 W_{\parallel}}{\omega_B^2 256} \approx 0.03W > 2. \quad (1)$$

Здесь $W_{\perp}$, $W_{\parallel}$ и W — средняя энергия поперечного и продольного к магнитному полю движения энергичных электронов и их полная энергия в кэВ; ω_p и ω_B — электронная плазменная и циклотронная частоты. С наличием небольшой поперечной анизотропии функции распределения энергичных электронов часто нет проблем. Однако, второе условие (1) в разреженной плазме с типичным значением $\omega_p/\omega_B \approx 5$ трудно выполнимо. При выполнении условий (1) неустойчивость имеет заметный инкремент на частоте

$$\omega \sim \frac{\omega_B}{\beta_*} < \omega_B \left(1 - \frac{W_{\parallel}}{W_{\perp}} \right). \quad (2)$$

В приведенных в предыдущем разделе примерах частота возбуждаемых КНЧ-излучений сравнительно низкая, и должно выполняться еще более жесткое по сравнению с (1) условие $\beta_* > 10$, реа-

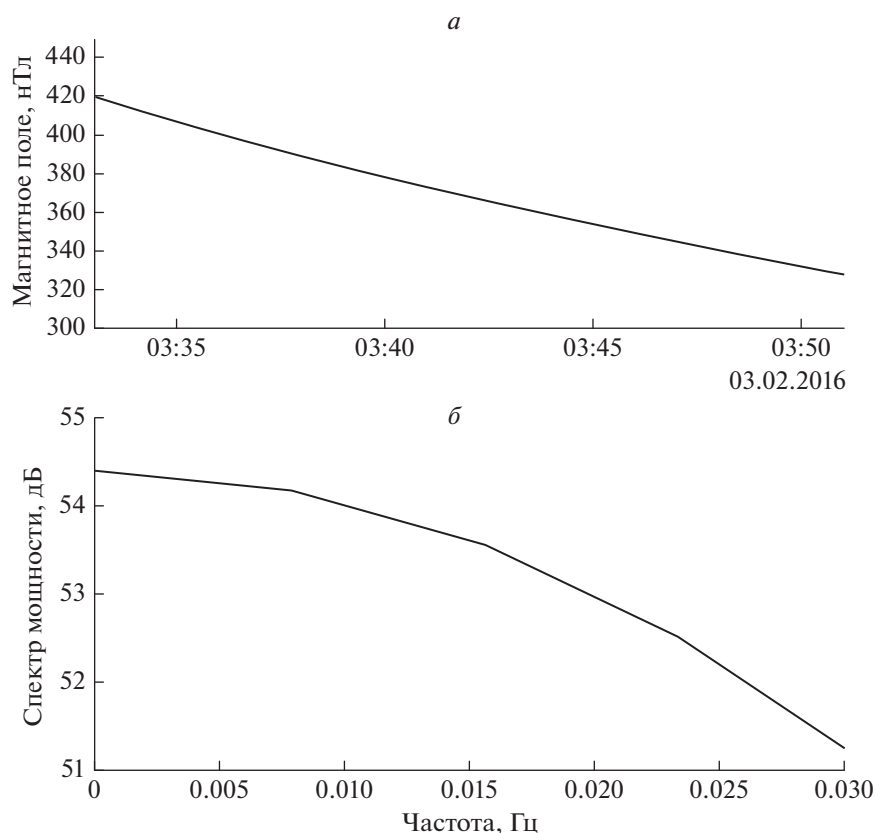


Рис. 4. Временная зависимость магнитного поля (а) и частотное распределение энергии вариаций магнитного поля (б) по данным с космического аппарата Van Allen Probe А 03.02.2016 г.

лизация которого в разреженной плазме невозможна.

Отмеченную закономерность можно пояснить на следующем интересном примере из данных наблюдений. На рис. 7а показан динамический спектр излучений, наблюдавшихся 29.05.2016 г. между 15:50 и 17:20 UT при умеренном геомагнитном возмущении ($Kp = 1$). Для периода наблюдений: давление солнечного ветра ~ 2.1 нПа, концентрация солнечного ветра ~ 2 см $^{-3}$, скорость солнечного ветра ~ 440 км/с, вертикальная составляющая межпланетного магнитного поля $B_z \sim -1$ нТл. Это событие произошло в утреннее время LT = 06:30–08:00. Зона наблюдения соответствовала магнитной оболочке вблизи $L \sim 5.3$. Космический аппарат пересекал трубки магнитного поля с относительно плотной плазмой. В каждой из них отмечался всплеск волновой активности. О том, что излучения наблюдались за пределами плазмосферы в облаках оторвавшейся плазмы свидетельствуют колебания в значениях концентрации фоновой плазмы (рис. 7б). На рис. 7а представлен спектр частотного диапазона ниже 2000 Гц, построенный по данным спектральной матрицы WFR с помощью браузера Autoplot. Отличительной особенностью этих излучений явля-

ется наблюдаемая зависимость между положением всплесков излучений во времени и повышением концентрации фоновой плазмы. Для построения графика зависимости средней плотности энергии электромагнитных волн от времени (рис. 7в) мы ограничились частотным интервалом 80–2000 Гц.

По нашему мнению, именно в облаках оторвавшейся плазмы, сильно вытянутых вдоль магнитного поля (см. рис. 8), возбуждаются квазипериодические излучения за пределами плазмосферы. Наблюдение излучений становится более вероятным, когда из-за особенностей рейтрейсинга нарушается волновая “герметичность” облаков и излучения заполняют значительные объемы космической плазмы поперек магнитного поля. Скорее всего электромагнитные волны покидают область плотной плазмы вблизи ионосферы. То есть, мы предполагаем, что область плотной плазмы периодически вспыхивает как нить в лампе накаливания. В рамках такой модели можно объяснить основные свойства временной структуры рассмотренных излучений. Отметим, что согласно выводам [Chappel, 1974] облака оторвавшейся плазмы существуют вне плазмосферы в течение примерно недели после магнитных возмущений.

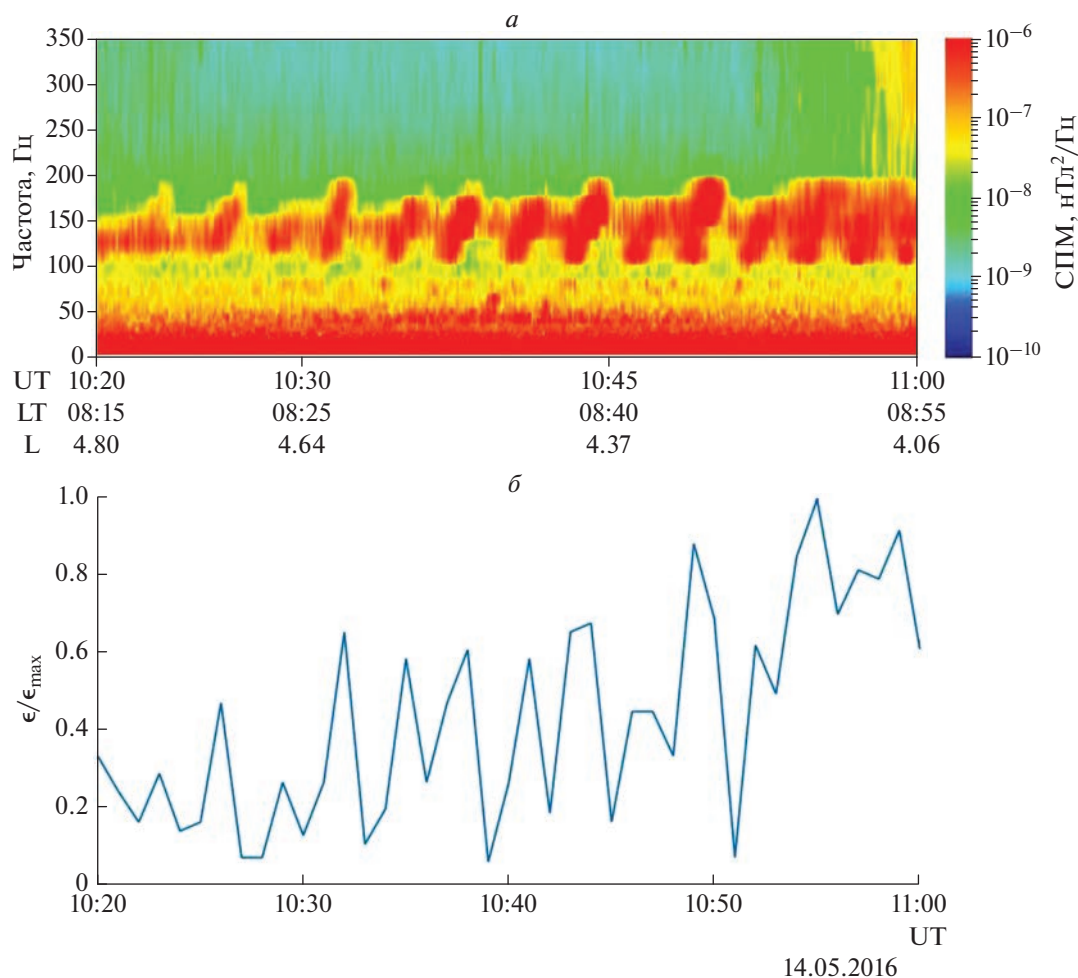


Рис. 5. Динамический спектр плотности мощности вариаций полного магнитного поля по данным космического аппарата Van Allen Probe A для события 14.05.2016 г. (а) и временная зависимость относительной плотности энергии электромагнитных волн в частотном диапазоне 98–198 Гц (б).

4. УРАВНЕНИЯ ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВНЕШНИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

Для анализа сравнительно медленных ($\Delta t > T_b$, T_{gr}) нестационарных процессов в плазменном магнитосферном мазере (ПММ) мы можем использовать самосогласованную систему квазилинейных уравнений, усредненную по периоду осцилляции энергичных частиц (T_b — период баунс-осцилляций) и волн (T_{gr} — период группового распространения в магнитосферном резонаторе) между точками отражения. При типичных магнитосферных условиях в облаках оторвавшейся плазмы спектр возбуждаемых посредством циклотронной неустойчивости электромагнитных волн сравнительно узкий и локализован в области частот, низких по сравнению с гирочастотой элек-

трона, но больших нижегибридной частоты на магнитном экваторе ($\omega_{LHF} < \omega < \omega_{BL}$). Тогда система квазилинейных уравнений записывается в виде [Беспалов и Трахтенгерц, 1980; Trakhtengerts and Rycroft, 2008]

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial F}{\partial x} \right) - \frac{F}{T} + J, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} &= \left(\int_0^{\infty} \int_{x_c}^{x_{\max}} K \frac{\partial F}{\partial x} dx dV \right) \in -v \epsilon. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $F(t, x, V)$ — функция распределения, $\epsilon(t)$ — плотность энергии электромагнитных волн, $J(x, V)$ — мощность источника энергичных электронов, $T(V)$ — время жизни частиц в магнитной ловушке без учета циклотронной неустойчивости (например, из-за столкновений), $x = V_{\perp L}/V$ — си-

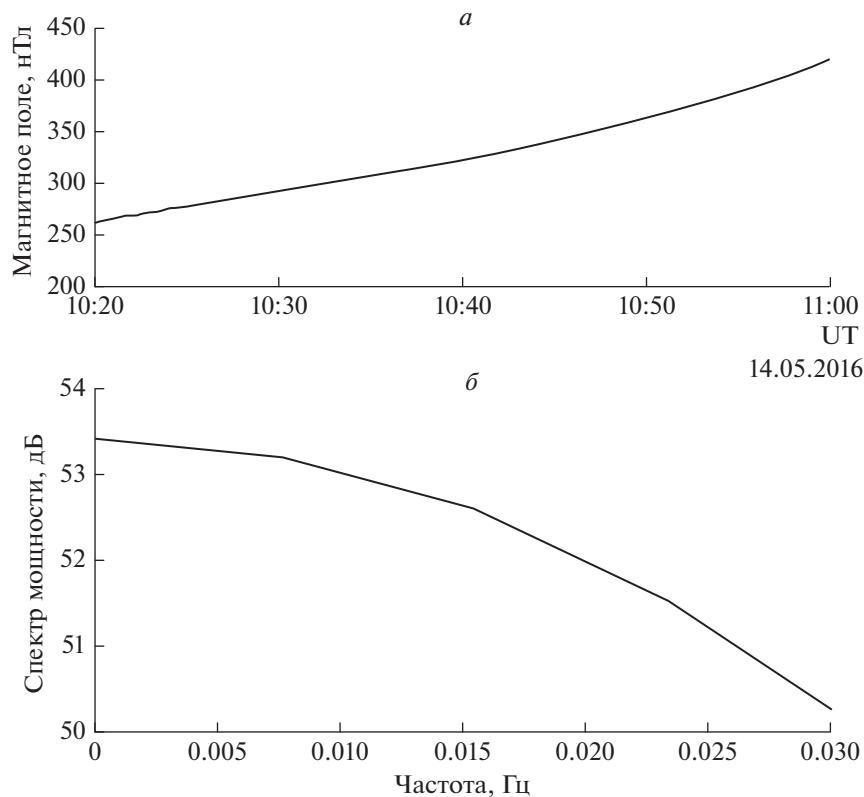


Рис. 6. Временная зависимость магнитного поля (а) и частотное распределение энергии вариаций магнитного поля (б) по данным с космического аппарата Van Allen Probe A 14.05.2016 г.

нус питч-угла энергичного электрона в центре магнитной ловушки,

$$\nu = 2 \frac{|\log R|}{T_{gr}} \quad (4)$$

средний декремент затухания волн, R — коэффициент отражения электромагнитных волн, падающих на ионосферу сверху. В уравнениях (3) $D(x, V)$, $K(x, V)$ и $x_{\max}(V)$ — известные неотрицательные функции и x_c — граница конуса потерь в пространстве скоростей.

Решение интегродифференциальных уравнений (3) зависит от величины и угловой зависимости мощности источника частиц J в трубке магнитного поля. О мощности источника частиц J мы знаем только, что она положительна и по потоку высыпающихся в ионосферу электронов можем оценить интегральную мощность. Об угловой зависимости мощности источников частиц нет достоверной информации. Поэтому мы можем позволить себе определенную фантазию. Если мощность источников частиц имеет подходящую угловую зависимость то, как было показано в работах [Беспалов, 1981; Besspalov, 1982], стационарное состояние ПММ, отвечающее балансу

между поступлением частиц от источника и их высыпанием в ионосферу, неустойчиво и в системе развивается колебательный процесс, не связанный с геомагнитными пульсациями. Этот режим работы ПММ обеспечивает возбуждение излучений типа QR 2.

5. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛЬНЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Для демонстрации возможностей теории в объяснении свойств квазипериодических электромагнитных излучений, не связанных с геомагнитными пульсациями, мы ограничимся рассмотрением случая, когда мощность источника частиц имеет малый разброс по модулю скорости вблизи величины, удовлетворяющей условию (2). Кроме того, мы можем обогатить картину и учесть наличие слабых периодических внешних воздействий на динамику ПММ. В принципе это могут быть геомагнитные пульсации сжатия или акустико-гравитационные возмущения в области отражения в ионосфере. Оба эти фактора математически равнозначны, так как дают вклад в усредненный инкремент, от которого во втором уравнении (3) экспоненциально зависит эволюция

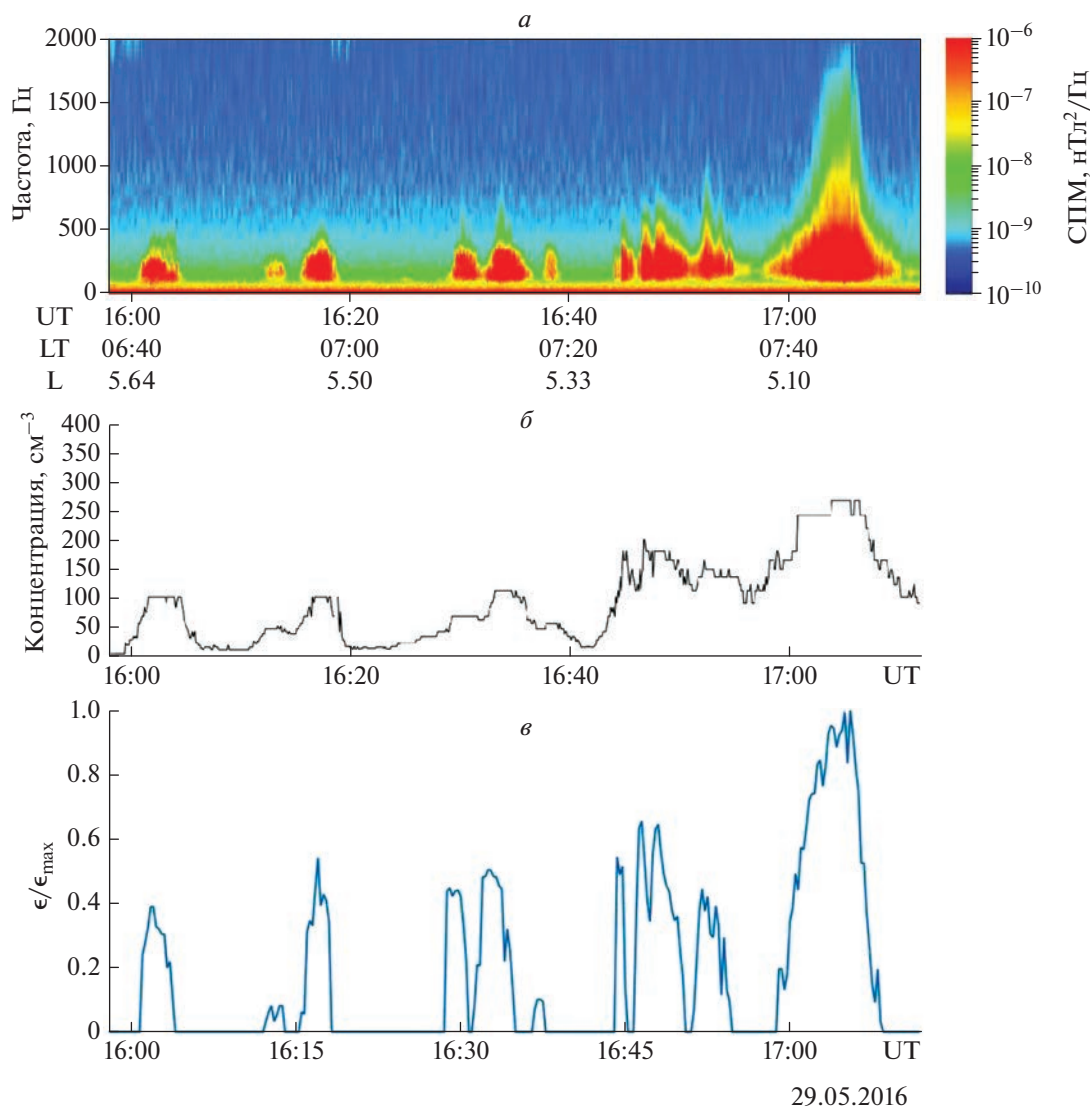


Рис. 7. Динамический спектр плотности мощности вариаций полного магнитного поля по данным космического аппарата Van Allen Probe A для события 29.06.2016 г. (*a*), временная зависимость концентрации фоновой плазмы (*б*) и относительной плотности энергии электромагнитных волн в частотном диапазоне 80–2000 Гц (*в*).

плотности электромагнитных волн $\epsilon(t)$. В рассмотренных в разделе 2 примерах не были замечены геомагнитные пульсации. В свою очередь инфразвуковые волны различной природы с периодами менее пяти минут и горизонтальным масштабом порядка 100 км регулярно наблюдаются в ионосфере [Blanc, 1985]. Учет периодического изменения коэффициента отражения от ионосферы сверху меняет величину (4):

$$v = v_0(1 + \mu \cos(\Omega t)). \quad (5)$$

Предположим, что мощность источника частиц в трубке магнитного поля представляет собой линейную комбинацию двух первых угловых мод $Z_1(x)$ и $Z_2(x)$ оператора питч-угловой диффу-

зии с граничным условиям на конусе потерь, отвечающем слабой питч-угловой диффузии [Kennel and Petschek, 1966]. Параллельно удобно перейти к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} J(x) &\rightarrow j = j_1 Z_1(\xi) + j_2 Z_2(\xi) \geq 0, \\ F(t, x) &\rightarrow f(\tau, x) = N_1(\tau) Z_1(\xi) + N_2(\tau) Z_2(\xi), \\ \epsilon(t)/\epsilon_{\max} &\rightarrow \epsilon(\tau)/\epsilon_{\max}, \quad v_0 t = \tau, \\ \frac{x - x_c}{x_{\max} - x_c} &= \xi, \quad v/v_0 = (1 + \mu \cos(\Delta\tau)). \end{aligned} \quad (6)$$

Используя свойство ортогональности собственных функций $Z_1(x)$ и $Z_2(x)$, конкретный вид которых приведен в [Беспалов и Трахтенгерц, 1980], интегриродифференциальная система уравнений (3)

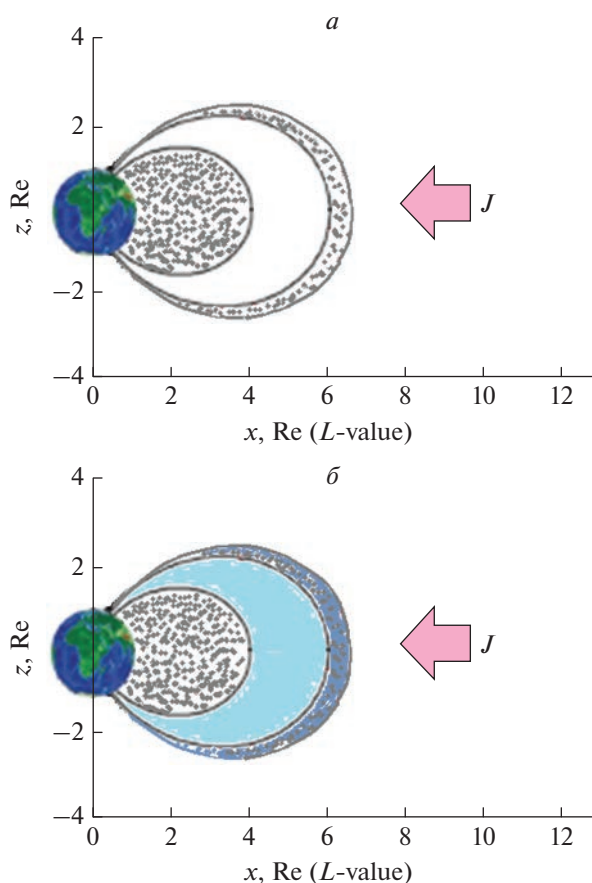


Рис. 8. Схема пространственного распределения плотности энергии электромагнитных волн, показанных оттенками синего, для облака оторвавшейся плазмы при $L \approx 6$ между электромагнитными всплесками (а) и во время всплеска (б).

сводится к системе трех обыкновенных дифференциальных уравнений [Беспалов, 1987]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{d\tau} &= -p_1^2 \varepsilon N_1 - \eta N_1 + j_1, \\ \frac{dN_2}{d\tau} &= -p_2^2 \varepsilon N_2 - \eta N_2 + j_2, \\ \frac{d\varepsilon}{d\tau} &= h_1 \varepsilon N_1 + h_2 \varepsilon N_2 - (1 + \mu \cos(\Delta\tau))\varepsilon, \end{aligned} \quad (7)$$

в которой можно вычислить четыре коэффициента $p_1 = 0.548$, $p_2 = 2.475$, $h_1 = 0.0566$, $h_2 = -0.6864$. Типичное время жизни энергичных электронов в магнитной ловушке без учета циклотронной неустойчивости определяет величину $\eta = 0.01$. Мощность источника частиц характеризуют две величины, которые не должны быть слишком большими для реализации режима слабой питч-угловой диффузии. Мощность источника частиц будет гарантировано неотрицательна, если $j_1 > j_2 > 0$. Мы выберем $j_1 = 0.4$, $j_2 = 0.01$. Тогда без внешних периодических воздействий $\mu = 0$ в системе реализуются периодические автоколебания. Зависимость от времени плотности энергии элек-

тромагнитных волн показана на рис. 9а. Эта модельная зависимость согласуется с данными наблюдений, показанными на рис. 1б.

Если имеет место периодическая модуляция коэффициента отражения от ионосферы сверху, обусловленная инфразвуковой волной на ионосферных высотах, то параметр $\mu \neq 0$. Вполне достижимо значение $\mu = 0.1$. Когда период инфразвуковой волны равен периоду автоколебаний в ПММ, то реализуется периодическое чередование всплесков разной интенсивности. Такая возможность показана на рис. 9б. Эта модельная временная зависимость прослеживается на графике (см. рис. 3б), построенном по данным наблюдений.

Если инфразвуковая волна в ионосфере существует, но ее период заметно отличается от периода автоколебаний в ПММ, то имеет место более сложная последовательность электромагнитных всплесков с разной интенсивностью. Такая возможность показана на рис. 9в. Эта модельная временная зависимость согласуется с данными наблюдений, показанными на рис. 5б.

Результаты проведенных модельных расчетов соответствуют данным наблюдений. Без внешне-

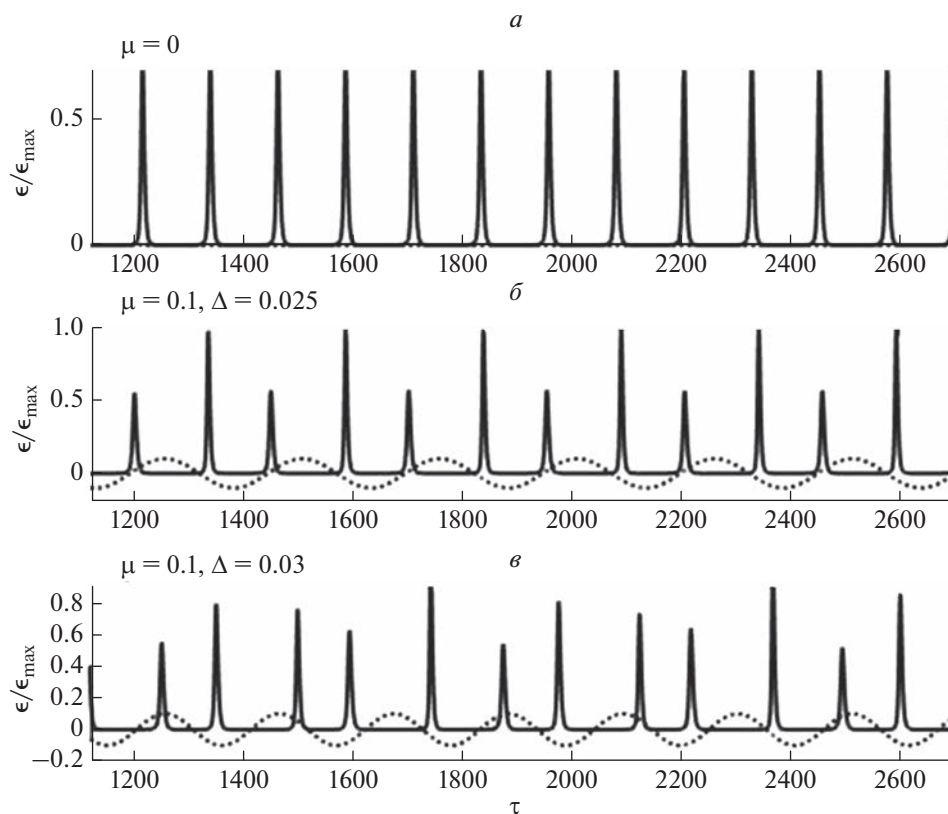


Рис. 9. Модельная зависимость от времени плотности энергии электромагнитных волн в ПММ, соответствующая решениям системы уравнений (7): периодические автоколебания при отсутствии внешних воздействий (а), периодическое чередование всплесков разной интенсивности (б), более сложная последовательность всплесков с разной интенсивностью (в), Линия из точек показывают период инфразвуковой волны в ионосфере.

го воздействия в ПММ могут иметь место периодические автоколебания с глубокой модуляцией плотности энергии волн. Если частота внешнего воздействия соответствует периоду квазипериодических излучений, то формируется последовательность всплесков с чередующейся интенсивностью. Иначе получаются последовательности всплесков более сложного типа.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе:

— Приведены примеры не сопровождающихся заметными геомагнитными пульсациями электромагнитных квазипериодических КНЧ-излучений за пределами плазмосферы, в которых шумовые всплески повторяются с периодами 60–150 с.

— Квазипериодические излучения с глубокой модуляцией плотности энергии волн могут быть четко периодическими, в них могут периодически чередоваться всплески разной интенсивности и также они могут иметь более сложную временную структуру.

— Обосновано предположение о возбуждении квазипериодических излучений за пределами плазмосферы в облаках оторвавшейся плазмы, вытянутых вдоль магнитного поля.

— Теория ПММ, учитывающая модуляцию анизотропии функции распределения энергичных электронов, позволяет количественно интерпретировать основные свойства квазипериодических излучений, не связанных с геомагнитными пульсациями сжатия.

— Временную структуру квазипериодических излучений можно объяснить, предполагая, что коэффициент отражения электромагнитных волн от ионосферы сверху испытывает периодические изменения, обусловленные наличием акустико-гравитационных возмущений на ионосферных высотах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00397).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают отсутствие конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беспалов П.А. Самомодуляция излучения плазменного циклотронного “мазера” // Письма в ЖЭТФ. Т. 33. № 4. С. 192–195. 1981.
- Беспалов П.А. Эффективное насыщение поглощения в плазменном магнитосферном мазере // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 30. № 2. С. 289–302. 1987.
- Беспалов П.А., Клейменова Н.Г. Влияние геомагнитных пульсаций на свистовые излучения вблизи плазмопаузы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 29. № 2. С. 177–191. 1989.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Циклотронная неустойчивость радиационных поясов Земли / Вопросы теории плазмы. Т. 10. М.: Атомиздат. С. 88–163. 1980.
- Маннинен Ю., Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Беспалов П.А. и Райта Т. Квазипериодические ОНЧ излучения, ОНЧ хоры и геомагнитные пульсации РС4 (событие 3 апреля 2011 г.) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 1. С. 82–92. 2012.
- Савина О.Н., Беспалов П.А. Отклик плазменного магнитосферного мазера на атмосферные возмущения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 5. С. 599–606. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S001679402205011X>
- Bespalov P.A. Self-excitation of periodic cyclotron instability regimes in a plasma magnetic trap // Phys. Scripta. V. 1982. N 2B. P. 576–579. 1982.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/1982/T2B/044>
- Blanc E. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural and artificial sources — A summary // Ann. Geophys. V. 3. № 6. P. 673–687. 1985.
- Chappell C.R. Detached plasma regions in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 79. № 13. P. 1861–1870. 1974.
<https://doi.org/10.1029/JA079i013p01861>
- Engebretson M.J., Posch J.L., Halford A.J., Shelburne G.A., Smith A.J., Spasojevic M., Inan U.S., Arnoldy R.L. Latitudinal and seasonal variations of quasiperiodic and periodic VLF emissions in the outer magnetosphere // J. Geophys. Res. — Space. V. 109. № 5. ID A05216. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010335>
- Kennel C.F., Petschek H.E. Limit on stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71. № 1. P. 1–28. 1966.
<https://doi.org/10.1029/JZ071i001p00001>
- Kimura I. Interrelation between VLF and ULF emissions // Space Sci. Rev. V. 16. № 3. P. 389–411. 1974.
<https://doi.org/10.1007/BF00171565>
- Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M. et al. The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP // Space Sci. Rev. V. 179. № 1–4. P. 127–181. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6>
- Korotova G.I., Kleimenova N.G., Raspopov O.M. Modulation of VLF hiss by geomagnetic pulsations // Geomagn. Aeronomy. V. 15. P. 149–151. 1975.
- Nemec F., Santolík O., Hrbáková Z., Pickett J.S., Cornilleau-Wehrlin N. Equatorial noise emissions with quasiperiodic modulation of wave intensity // J. Geophys. Res. — Space. V. 120. № 4. P. 2649–2661. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020816>
- Sato N., Hayashi K., Kokubun S., Oguti T., Fukunishi H. Relationships between quasi-periodic VLF emission and geomagnetic pulsations // J. Atmos. Terr. Phys. V. 36. № 9. P. 1515–1526. 1974.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(74\)90229-3](https://doi.org/10.1016/0021-9169(74)90229-3)
- Sato N., Kokubun S. Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Regular period ELF-VLF pulsations and their geomagnetic conjugacy // J. Geophys. Res. — Space. V. 86. № 1. P. 9–18. 1981.
<https://doi.org/10.1029/JA086iA01p00009>
- Sazhin S.S., Hayakawa M. Periodic and quasiperiodic VLF emissions // J. Atmos. Terr. Phys. V. 56. № 6. P. 735–753. 1994.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(94\)90130-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(94)90130-9)
- Smith A.J., Engebretson M.J., Klatt E.M., Inan U.S., Arnoldy R.L., Fukunishi H. Periodic and quasiperiodic ELF/VLF emissions observed by an array of Antarctic stations // J. Geophys. Res. — Space. V. 103. № 10. P. 23611–23622. 1998.
<https://doi.org/10.1029/98JA01955>
- Tixier M., Cornilleau-Wehrlin N. How are VLF quasiperiodic emissions controlled by harmonics of field line oscillations? The results of a comparison between ground and GEOS satellites measurements // J. Geophys. Res. — Space. V. 91. № 6. P. 6899–6919. 1986.
<https://doi.org/10.1029/JA091/A06p06899>
- Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J. Whistler and Alfvén mode cyclotron masers in space. Cambridge: Cambridge University Press, 354 p. 2008.

УДК 550.338.1

ШИРОТНАЯ СТРУКТУРА ВЫСЫПАНИЙ В ОБЛАСТИ ДНЕВНОГО ПОЛЯРНОГО КАСПА

© 2023 г. В. Г. Воробьев^{1, *}, О. И. Ягодкина^{1, **},
Е. Е. Антонова^{2, 3, ***}, И. П. Кирпичев^{3, ****}

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

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

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

*e-mail: vorobjev@pgia.ru

**e-mail: oksana41@mail.ru

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

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

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 06.07.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Проведен анализ результатов наблюдений низколетящих спутников, пересекающих дневной сектор авроральной зоны, и высокоапогейных спутников в экваториальной плоскости магнитосферы с целью выделения основных процессов, приводящих к формированию дневных полярных каспов. Данные спутника DMSP F7 использованы для анализа широтных характеристик ионных высыпаний в области каспа и изучения широтного профиля ионного давления в каспе в зависимости от параметров ММП. Обнаружено существенное различие в идентификации границ каспа, осуществляемой автоматизированной системой обработки данных и прямым анализом спутниковых наблюдений. Показано, что при небольших отрицательных значениях B_z -компоненты ММП ($\langle B_z \rangle = -3.0$ нТл) характерной чертой каспа является широтный профиль ионного давления (P_i) шириной $\sim 1^\circ$ широты с двумя максимумами, один из которых находится в экваториальной, а другой в приполюсной части каспа. При больших отрицательных значениях B_z ($-6, -8$ нТл) приполюсный максимум в широтном профиле P_i исчезает, остается только экваториальный максимум, уровень P_i в максимуме увеличивается, а ширина каспа уменьшается до $\sim 0.7^\circ$. При B_z ММП > 0 наиболее характерным является профиль P_i с максимумом ионного давления в приполюсной части каспа. Касп при $B_z > 0$ располагается в более высоких широтах, чем при $B_z < 0$, его средние широтные размеры увеличиваются до $\sim 1.4^\circ$ широты. В предполуденном секторе MLT наиболее характерным для периодов с большой отрицательной B_y -компонентой ММП ($\langle B_y \rangle = -6.3$ нТл, $\langle B_z \rangle = -1.7$ нТл) является касп шириной $\sim 1.4^\circ$ широты с плоской вершиной в широтном профиле P_i . Сравнение наблюдаемых на низких высотах распределений давления с данными высокоапогейных спутников подтвердило возможность описания формирования каспа как диамагнитной полости и использования наблюдений в каспе для определения давления ионов в магнитосфере.

DOI: 10.31857/S0016794023600448, EDN: PWQIHH

1. ВВЕДЕНИЕ

Полярные каспы (по одному в каждом полушарии) возникают в результате обтекания геомагнитного диполя плазмой солнечного ветра и искажений дипольного поля текущими в магнитосфере токами. Каждый полярный касп представляет собой диамагнитную воронкообразную структуру [Pitout and Bogdanova, 2021]. Плазма магнитосферы в областях каспов проникает до ионосферных высот и регистрируется на низколетящих авроральных спутниках. С ростом дина-

мического давления солнечного ветра (P_{sw}) увеличиваются долготные и широтные размеры каспа, а также потоки энергии частиц магнитосферы, высыпаящиеся в области полярного каспа [Newell and Meng, 1994; Воробьев и Ягодкина, 2022].

На высотах ионосферы касп, как правило, наблюдается на исправленных геомагнитных широтах от 74° до 78° CGL в зависимости, главным образом, от угла наклона геомагнитного диполя, от уровня геомагнитной активности и от величин B_z - и B_y -компонент межпланетного магнитного

поля (ММП). Крупномасштабные характеристики каспа были получены еще несколько десятилетий тому назад по наблюдениям высыпающихся частиц на низковысотных спутниках с полярной орбитой серии DMSP. Согласно статистическим исследованиям [Newell and Meng, 1988; Newell et al., 1989, 1991 и др.], касп на высотах спутников DMSP представляет собой область с размерами $\sim 1^\circ$ по широте и ~ 2.5 ч MLT по долготе. Касп примерно симметричен относительно своей центральной части, как правило, расположенной в районе полуденного меридиана, и смещается в северном полушарии на ~ 1 ч MLT в предполуденную (послеполуденную) сторону при отрицательных (положительных) значениях B_y -компоненты ММП. При очень высоком уровне динамического давления солнечного ветра ($P_{sw} \sim 20$ нПа) ширина каспа может составлять 2.0° – 2.5° широты [Воробьев и Ягодкина, 2022], а уже при $P_{sw} \sim 6$ нПа средние долготные размеры каспа увеличиваются до 4.8 ч MLT [Newell and Meng, 1994].

Касп очень динамичен, его характеристики быстро меняются вслед за изменением параметров внешнего воздействия. Наблюдения спутников проекта CLUSTER на средних высотах в каспе указывают на очень быструю реакцию каспа на изменение ММП: течения в каспе начинают изменяться уже в интервале ~ 1 – 2 мин после изменения ММП [Pitout and Bogdanova, 2021]. Солнечный ветер обладает высоким уровнем турбулентных флуктуаций со сложными нелинейными связями флуктуирующих параметров. Поэтому выделение влияния каждого из параметров на характеристики высыпаний полярного каспа является крайне сложной задачей. Несмотря на многочисленные исследования, опубликованные в последние 2–3 десятилетия, влияние отдельных параметров плазмы солнечного ветра и ММП на структуру высыпаний полярного каспа и даже их крупномасштабные характеристики остаются до конца неисследованными. Так, в работе [Wing et al., 2001] на основе анализа наблюдений спутников DMSP за 1985–1995 гг. сделан вывод, что широтные размеры каспа увеличиваются с ростом абсолютных значений как B_z -, так и B_y -компонент ММП. Однако, с одной стороны, значительные по величине компоненты ММП часто сопровождаются большими уровнями P_{sw} . С другой стороны, разброс данных в этом исследовании настолько велик, а коэффициенты корреляции настолько низкие, что можно говорить только о некоторой тенденции к увеличению широтных размеров каспа. Получено, что при $|B_z|$ и $|B_y| < 5$ нТл широтные размеры каспа составляют только $\sim 0.5^\circ$ – 0.7° широты и увеличиваются в среднем до $\sim 1^\circ$ при $|B_z|$ или $|B_y| > 5$ нТл. В противовес данному утверждению, авторы обзорной работы [Pitout and Bogdanova, 2021] указывают на

то, что при больших величинах отрицательной B_z -компоненты ММП касп может быть очень узким по широте. Так, в [Bogdanova et al., 2007] проанализированы результаты регистрации каспа спутниками CLUSTER. При экстремально больших значениях южной компоненты ММП был зарегистрирован касп шириной менее 1° , в то время как при средние нормальных условиях ширина каспа на высоте спутников CLUSTER составляет более 2° . Отметим, что МГД-моделирование, проведенное в [Siscoe et al., 2007], показывает хорошее соответствие с результатами этих наблюдений.

Работы по моделированию формирования каспа основаны, главным образом, на анализе регулярных сравнительно быстрых течений плазмы и движений групп частиц в регулярных полях. Моделируется проникновение частиц магнитослоя внутрь магнитосферы и образование в районе дневной магнитопаузы таких структур, как низкоширотный граничный слой, касп и плазменная мантия [Onsager et al., 1993; Wing et al., 1996; Wing et al., 2001 и др.]. Так, например, в работе [Wing et al., 2001] представлена модель высыпания частиц на открытых силовых линиях с использованием эмпирической модели электрического поля, полученной статистически на основе многолетних радарных наблюдений на обсерватории Goose Bay. При небольших значениях южной компоненты ММП и при наличии сильной азимутальной компоненты модель описывала появление двойного каспа. В полуденном секторе один касп располагался в более низких, а другой в более высоких широтах. Высокоширотный касп появлялся в области сильной азимутальной и направленной к полюсу конвекции, вследствие которой спутник с полярной орбитой должен регистрировать дисперсию энергии высыпающихся частиц по широте. Более низкоширотный касп располагался в области слабой азимутальной конвекции, поэтому рассматривался как бездисперсионный. В работе [Wing et al., 2001] представлены и отдельные пролеты спутников DMSP, подтверждающие, с точки зрения авторов, предсказание модели. Случай регистрации двойного каспа по наблюдениям спутников CLUSTER обсуждается и в работе [Escoubet et al., 2008]. Статистическое исследование морфологии каспа по наблюдениям спутников CLUSTER проведено в [Pitout et al., 2009]. Как указывают авторы этой работы, из 261 случая наблюдения каспа за период 2001–2004 гг. только 12 можно отнести к регистрации двойного каспа при относительно стабильном ММП. В 10 из этих событий двойной касп наблюдался при северной ориентации B_z ММП. Наблюдение двух источников каспа, одного на более низких, а другого на более высоких широтах, описано в [Fuselier et al., 2000] по наблюдениям спутника Polar при северном ММП и

высоком уровне динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). Признаки двух максимумов в ионных высыпаниях каспа при северном ММП и больших значениях P_{sw} обнаружены и в [Воробьев и Ягодкина, 2022] по данным спутников DMSP. Между тем, МГД-моделирование каспа при северном ММП, проведенное в [Esmaceli and Kalaei, 2017], не показывает четко выраженного двойного максимума в ионной популяции, а возможность быстрых изменений локализации и крупномасштабных характеристик каспа в условиях резких изменений параметров солнечного ветра и ММП делает вероятным предположение о вкладе временного эффекта.

Динамика распределения высыпаний на авроральных широтах, регистрируемая на низколетящих спутниках, при моделировании определяется динамикой магнитосферного магнитного поля и распределением крупномасштабных электрических полей (картиной магнитосферной конвекции). Наблюдаемые закономерности обычно описываются с привлечением моделей закрытой и открытой магнитосферы и представлением о доминирующей роли процессов “пересоединения” (см., например, [Reiff et al., 1977; Sonnerup et al., 1981] и многочисленные более поздние работы). Однако, такие представления сталкиваются с определенными трудностями в областях, где скорости движения плазмы много меньше звуковой и альвеновской и выполняется условие магнитостатического равновесия [Antonova and Stepanova, 2021; Antonova et al., 2023]. Магнитопауза изначально определялась как токовый слой, поперек которого осуществляется баланс давлений плазмы и магнитного поля магнитослоя и магнитосферы. Такой слой не просто выделить в области внешней части каспа, где магнитное поле мало и постоянно наблюдается высокий уровень турбулентных флуктуаций. Однако, в работе [Panov et al., 2008] удалось продемонстрировать существование в среднем баланса давлений между плазмой магнитослоя и каспа, используя данные наблюдений проекта CLUSTER. Такой баланс означает возможность использовать результаты усредненных по флуктуациям измерений низколетящих спутников, пересекающих область высыпаний каспа, для определения полного давления в магнитослое перед каспом, так как в условиях магнитостатического равновесия давление плазмы постоянно вдоль магнитной силовой линии. Величина давления плазмы в каспе определяет величину депрессии магнитного поля в области каспа, а, следовательно, и искажение магнитного поля. Однако, несмотря на то, что анализ давлений на авроральных спутниках и в экваториальной плоскости позволил прояснить проблему проецирования аврорального овала на экваториальную плоскость магнитосферы методом морфологического проецирования [Антонова и др.,

2014; Antonova et al., 2015, 2018], исследования распределения давления при пересечении авроральными спутниками области каспа только начались [Воробьев и др., 2020]. Были получены усредненные значения давления и определены их зависимости от динамического давления солнечного ветра и B_z -компоненты ММП. Проведение таких исследований может послужить основой для создания альтернативных моделей формирования каспов, основанных на анализе баланса давлений. Такие исследования, прежде всего, требуют проверки полученных ранее экспериментальных закономерностей и анализа распределения давления, получаемого по данным низколетящих спутников в области высыпаний каспа.

Целью настоящей работы является определение морфологических характеристик ионных высыпаний в области дневного полярного каспа и ионного давления в каспе, изучение особенностей широтного распределения потоков энергии высыпающихся ионов и их связи с B_z - и B_y -компонентами ММП. Особое внимание в работе уделено определению широтного положения экваториальной и приполюсной границ каспа и определению состояния ММП в периоды их регистрации. Результаты анализа распределения давления на низковысотных спутниках сравниваются с усредненным распределением давления в магнитослое вблизи экваториальной плоскости.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы данные спутника DMSP F7 за полный 1986 г. Это был год спокойного Солнца в самом начале 22 цикла солнечной активности. Спутник имел почти круговую полярную орбиту с высотой ~835 км и периодом обращения ~101 мин. Каждую секунду спутник регистрировал спектр высыпающихся частиц в диапазоне энергий от 32 эВ до 30 кэВ в 19-и каналах, распределенных по энергиям в логарифмической последовательности. За 1 секунду спутник перемещается на расстояние ~7.5 км, что с учетом отклонения его траектории от геомагнитного меридиана в среднем соответствует ~0.05° CGL. Необходимо отметить, что орбиты спутника F7 обеспечивали оптимальные возможности наблюдений высыпаний каспа, что было, как правило, затруднено при последующей реализации программы DMSP.

Для отбора пролетов спутника F7, при которых был зарегистрирован дневной полярный касп, использовались данные автоматизированной системы обработки (АСО), принцип работы которой опубликован в [Newell et al., 1991]. Положение экваториальной и приполюсной границ каспа были взяты как из таблиц АСО, так и были получены самими авторами из анализа оригинальных данных спутника. Данные спутника F7 и таблицы АСО представлены на страницах (<http://>

civspace.jhuapl.edu). Исправленные геомагнитные координаты спутника (Φ' и MLT) в проекции вдоль силовых линий на высоту 110 км определялись по модели AACGM [Baker and Wing, 1989]. Данные в периоды магнитных бурь ($Dst < -15$ нТл) не рассматривались.

Давление, создаваемое потоками высыпавшихся ионов, значительно превосходит давление электронов, которое составляет менее 15% общего давления плазмы. Методика определения ионного давления по измерениям спутников DMSP была опубликована в [Wing and Newell, 1998]. В настоящей работе использован модифицированный вариант этой методики, предложенный в работе [Stepanova et al., 2006]. Давление ионов рассчитывается в предположении максвелловского распределения частиц по энергиям, т.е. в данном исследовании не учитывался вклад энергичных частиц в полное давление, что не вносит значительных поправок при рассмотрении спектров частиц, проникающих из магнитослоя [Kirpichev et al., 2017].

Данные о параметрах плазмы солнечного ветра и ММП были взяты на портале OMNIWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Как было отмечено выше, характеристики плазмы в области каспа начинают изменяться уже в течение 1–2 мин после изменения условий внешнего воздействия. Касп очень изменчив, но и достаточно инерционен: примерно 20 мин требуется для установления полного соответствия широтного положения и размеров каспа в отклик на изменение внешних условий [Pitout and Bogdanova, 2021]. Поэтому для изучения влияний компонент ММП на характеристики высыпаний мы использовали средние значения параметров межпланетной среды, наблюдаемые за 20 мин до начала регистрации каспа спутником F7. В нашем исследовании не могли быть использованы среднечасовые значения ММП, что существенно отразилось на статистике исследуемых событий. Во-первых, из-за того, что среднечасовые значения компонент ММП часто кардинально отличаются как по величине, так и по направлению от того, что наблюдается непосредственно перед регистрацией каспа. Во-вторых, при наличии среднечасовых значений данные по ММП непосредственно перед регистрацией каспа, по крайней мере, в 1986 г., часто отсутствуют.

Использование для исследования значений компонент ММП исключительно в период регистрации каспа, который для спутника F7, как правило, составляет 1–2 мин, может также привести к ошибочным выводам из-за некоторой инерционности каспных высыпаний. Необходимо также принимать во внимание высокий уровень флуктуаций магнитного поля и параметров плазмы после прохождения солнечным вет-

ром ударной волны (см., например, обзор [Rakhmanova et al., 2021]). При этом магнитное поле непосредственно перед магнитопаузой может кардинально даже по знаку отличаться от направления магнитного поля в солнечном ветре [Пулинец и др., 2012].

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ И ПРИПОЛЮСНОЙ ГРАНИЦ КАСПА

3.1. Анализ данных спутника F7

По сопоставлению спутниковых наблюдений на различных высотах в [Newell and Meng, 1988] получены типичные характеристики частиц в различных областях высыпаний дневного сектора и определены критерии, позволяющие по наблюдениям высыпавшихся частиц на низковысотных спутниках идентифицировать высыпания в каспе и в соседних с ним областях. В [Newell et al., 1991] представлена автоматизированная система обработки (АСО) спутниковой информации, определяющая структуру авроральных высыпаний по данным спутников серии DMSP. Основой АСО является искусственная нейронная сеть с одним скрытым слоем, обученная на ряде примеров, позволяющих скорректировать ошибки идентификации. Данные по структуре высыпаний в каждом пролете представлены в виде таблиц, показывающих, среди прочего, исправленные геомагнитные координаты границ различных типов высыпаний. Высыпания полярного каспа идентифицируются при одновременном выполнении следующих, сформулированных в [Newell and Meng, 1988], критериев:

– средняя энергия: ионов $300 \text{ эВ} < E_i < 3000 \text{ эВ}$, электронов $E_e < 220 \text{ эВ}$;

– поток энергии: ионов $F_i > 10^{10} \text{ эВ/см}^2 \text{ с}$ ср, электронов $F_e > 6 \times 10^{10} \text{ эВ/см}^2 \text{ с}$ ср.

В настоящей работе данные АСО использованы для отбора пролетов спутника F7, в которых были идентифицированы высыпания каспа. Всего за 1986 г. было зарегистрировано 798 таких пролетов, что составляет 14% от общего числа пролетов спутников в дневном секторе. В более узком секторе 10:00–14:00 MLT было обнаружено 543 случая регистрации каспа. Из этих событий были отобраны пролеты спутника с зарегистрированной классической последовательностью областей дневных высыпаний с увеличением широты: низкоширотный граничный слой (LLBL)–касп–мантия. Регистрация соседних к каспу областей является гарантией того, что спутник пересекал касп полностью, от его экваториальной границы до приполюсной. Рассматривались только области, которые регистрировались спутником более 4 с полетного времени. Всего за годовой период наблюдений было обнаружено 142 пе-

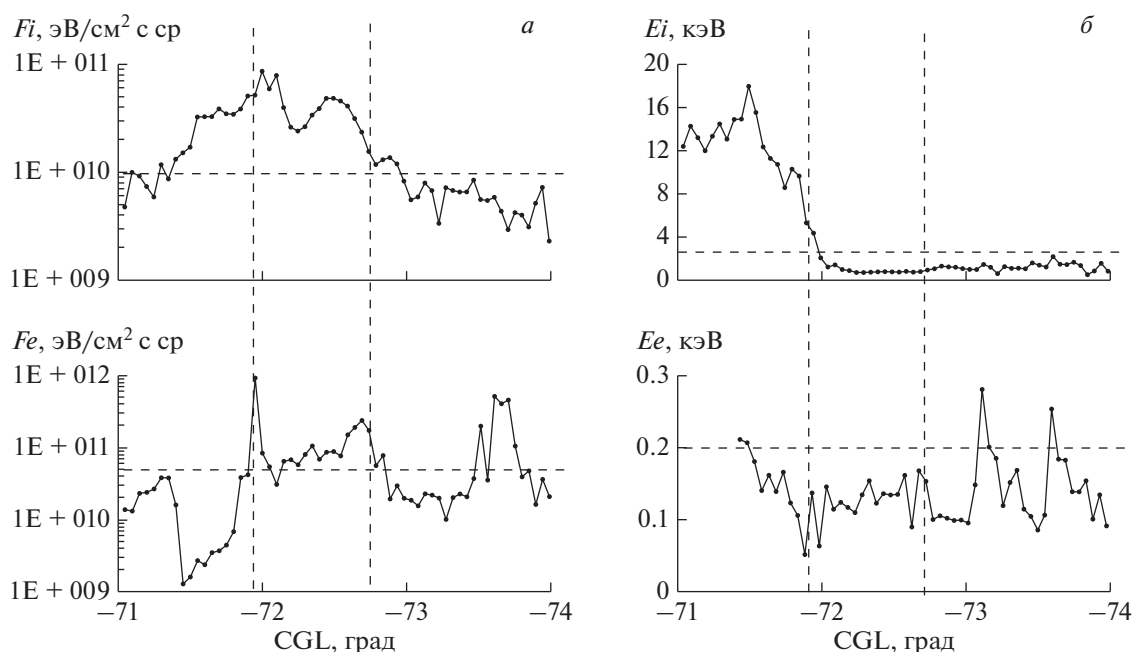


Рис. 1. Потоки энергии (F_i , F_e) и средние энергии (E_i , E_e) высыпавшихся ионов и электронов в полуденном секторе, зарегистрированные спутником F7 28 июня 1986 г. в интервале 01:29–01:31 UT. Горизонтальные штриховые линии – уровень критериев для определения каспа; вертикальные штриховые линии – границы каспа.

ресечения каспа, для которых были в наличии данные по плазме солнечного ветра и ММП.

Так как одной из основных целей настоящей работы является изучение широтных характеристик ионных высыпаний в области каспа, для большинства отобранных пролетов проводился анализ оригинальных данных спутника F7, в том числе и определение широты его экваториальной и приполюсной границ. Для определения границ каспа использовались те же самые критерии, что и при автоматизированной обработке данных. Оказалось, что в большинстве случаев широтное положение границ каспа, полученное в результате такого анализа, не совпадает с данными, опубликованными по АСО. Один из таких примеров иллюстрирует рис. 1, на котором показаны характеристики высыпавшихся частиц в дневном секторе 28 июня 1986 г. округленно в интервале 01:29–01:31 UT. Полярный касп в этом пролете был зарегистрирован в южном полушарии примерно в 01:30 UT на долготе ~ 11.9 MLT. На рис. 1a показаны потоки высыпавшихся ионов и электронов (F_i , F_e) в единицах $\text{эВ}/\text{см}^2 \text{ с ср}$, а на рис. 1б их средние энергии (E_i , E_e , кэВ). Точки на графиках соответствуют значению параметров, измеренных спутником. По горизонтальной оси отложена исправленная геомагнитная широта (CGL). Границы каспа определялись в соответствии с представленными выше критериями, уровень которых для всех категорий параметров показан горизонтальными штриховыми линиями, а грани-

цы каспа указаны вертикальными штриховыми линиями. Экваториальную границу каспа в этом пролете определяет средняя энергия ионных высыпаний (E_i), а приполюсную – поток энергии электронных высыпаний (F_e). При этом, как и в АСО, последовательность идентификаций “касп”–“касп”–“не касп”–“касп”–“касп” определялась как касп.

На рис. 2a показано широтное распределение потока энергии высыпавшихся ионов, но уже в единицах $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{ с}$. Вертикальными штриховыми линиями показаны границы каспа, определенные на рис. 1 из анализа данных спутника, а сплошными вертикальными линиями – границы каспа, определенные АСО. Очевидно существенное, примерно в 0.3° CGL, расхождение в положении границ. При этом в данном пролете F7 ширина каспа ($\Delta\Phi'$), определенная по разнице широт его приполюсной и экваториальной границ, на рис. 1 и по таблицам АСО примерно совпадает. Однако, в других пролетах спутника за несовпадением в положении границ следуют и расхождения в широтных размерах каспа. Из 142 пролетов, отобранных по данным АСО в режиме “ручного” анализа спутниковых данных, было рассмотрено 106 пролетов.

Вероятность наблюдения каспа различной широтной протяженности иллюстрирует рис. 3. На рис. 3a показано распределение, полученное по данным АСО, общее число событий $N = 142$. По горизонтальной оси отложена ширина каспа в градусах исправленной геомагнитной широты.

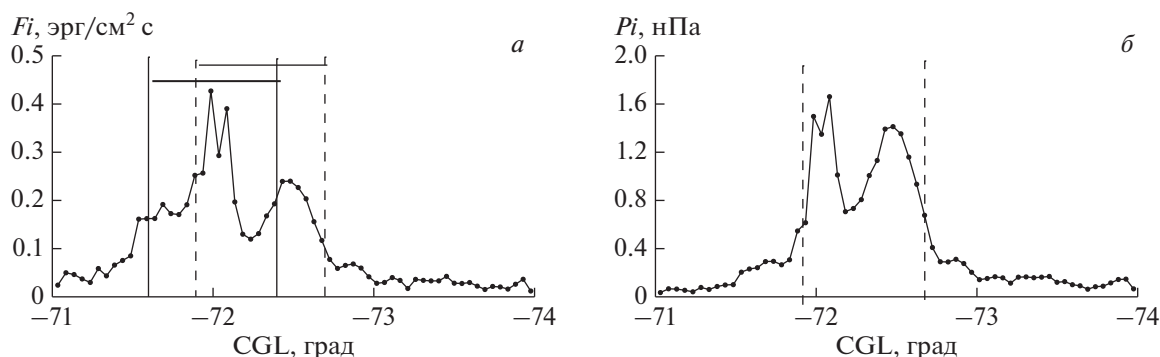


Рис. 2. Широтное распределение потока энергии высыпающихся ионов (*а*) и ионного давления (*б*) в дневном секторе 28 июня 1986 г. в интервале 01:29–01:31 UT. Вертикальные штриховые линии — границы каспа, определенные из анализа данных спутника; сплошные вертикальные линии — границы каспа, определенные АСО.

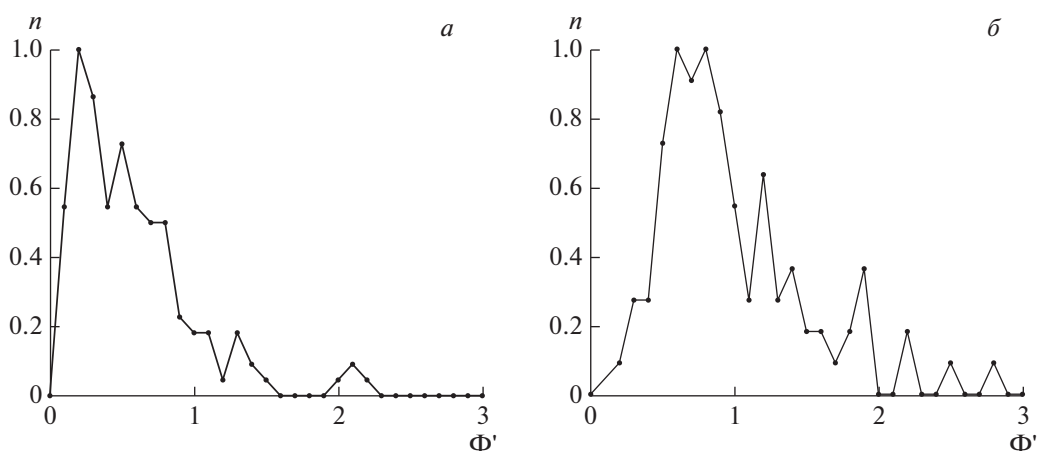


Рис. 3. Наблюдения каспа различной широтной протяженности: (*а*) — распределение, полученное по данным АСО, (*б*) — распределение, полученное в результате прямого анализа спутниковых наблюдений. По горизонтальной оси — ширина каспа в градусах CGL. По вертикальной оси — нормированное к максимуму число регистраций каспа в каждом диапазоне $\Delta\Phi'$ по 0.1° .

По вертикальной оси — нормированное к максимуму число регистраций каспа в каждом диапазоне $\Delta\Phi'$ по 0.1° . Средняя ширина каспа $\Delta\Phi'_c = 0.6^\circ$, медианная ширина каспа $\Delta\Phi'_m = 0.5^\circ$. На рис. 3б представлено аналогичное распределение, но полученное в результате непосредственного детального анализа спутниковых наблюдений. Для этого распределения ($N = 106$) средняя ширина каспа $\Delta\Phi'_c = 1.0^\circ$, а медианная — $\Delta\Phi'_m = 0.9^\circ$. Такое существенное различие в ширине каспа, составляющее $\sim 0.3^\circ$ широты, обусловлено различием в идентификации границ каспа, осуществляемой АСО и прямым анализом спутниковых наблюдений. Как показывает рис. 3б, $\Delta\Phi'$ может достигать $\sim 3.0^\circ$ широты, но касп может быть и очень узким $\sim 0.2^\circ$.

3.2. Положение и ширина каспа в зависимости от B_z - и B_y -компонент ММП

В дальнейших исследованиях мы будем использовать данные о положении границ каспа, полученные в результате прямого анализа спутниковых наблюдений. В качестве теста на рис. 4а исследована зависимость широтного положения экваториальной границы каспа от B_z компоненты ММП. Хорошо известно [Wing et al., 2001; Pitout and Bogdanova, 2021 и ссылки в них], что при южной ориентации ММП экваториальная граница каспа (Φ'_{eq}) смещается к экватору с уменьшением B_z -компоненты. При северной ориентации ММП положение экваториальной границы каспа не зависит или слабо зависит от величины положительной B_z . Сплошные линии на рис. 4а соответствуют уравнениям линейной регрессии отдельно для $B_z < 0$ и $B_z > 0$. Уравнения регрессии

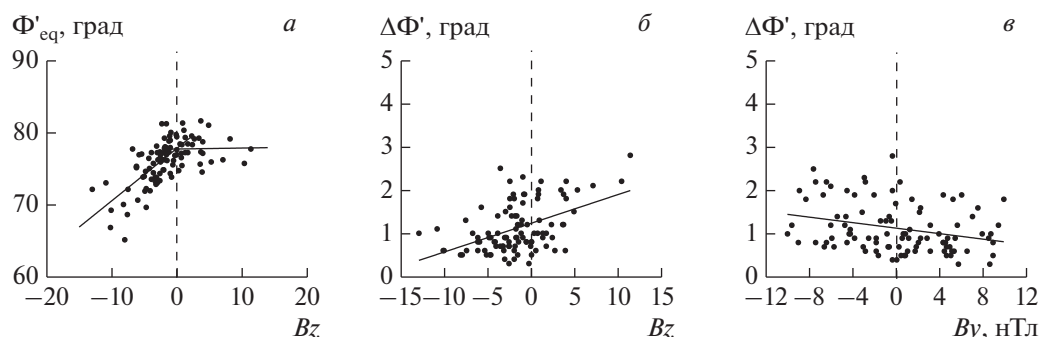


Рис. 4. Широта экваториальной границы каспа в зависимости от B_z -компоненты ММП (а); зависимости широтных размеров каспа от B_z (б) и B_y (в) компонент ММП. Сплошные линии соответствуют уравнениям линейной регрессии.

имеют вид: $\Phi'_{eq} = 77.9 + 0.73B_z$ (коэффициент корреляции $r_1 = 0.70$) и $\Phi'_{eq} = 77.8 + 0.01B_z$ (коэффициент корреляции $r_2 = 0.22$) для $B_z < 0$ и $B_z > 0$

соответственно. Характер поведения $\Phi'_{eq} = \Phi'(B_z)$ подобен полученному другими исследователями. Уравнения регрессии наилучшим образом соответствуют данным [Wing et al., 2001], однако, коэффициент корреляции для нашего набора данных существенно выше, чем 0.54 и 0.04 при $B_z < 0$ и $B_z > 0$ соответственно в [Wing et al., 2001].

На рис. 4б и 4в показаны зависимости широтных размеров каспа от B_z - и B_y -компонент ММП. Сплошные линии на рисунках соответствуют уравнениям линейной регрессии с коэффициентами корреляции $r = 0.47$ и $r = 0.25$ для B_z - и B_y -компонент ММП соответственно. Разброс значений $\Delta\Phi'$ на графиках значительный, что может определяться влиянием на ширину каспа других компонент ММП и таких параметров, как P_{sw} , угол наклона геомагнитного диполя, MLT регистрации каспа и др. Тем не менее, рис. 4б надежно указывает на следующие два фактора: во-первых, в среднем касп значительно шире при $B_z > 0$, чем при $B_z < 0$, во-вторых, в среднем $\Delta\Phi'$ уменьшается с уменьшением B_z .

Рис. 4в показывает $\Delta\Phi'$ в зависимости от B_y -компоненты ММП. Разброс точек на графике относительно уравнения линейной регрессии составляет $\sim 1^\circ$ и более. Несмотря на низкий коэффициент корреляции, можно отметить небольшое, но систематическое уменьшение $\Delta\Phi'$ с увеличением B_y . Такое поведение $\Delta\Phi'$ может быть связано с различной шириной каспа в зависимости от MLT его регистрации. В работе [Воробьев и Ягодкина, 2022] рассмотрено событие, когда при $B_y < 0$ касп значительно шире в предполуденном секторе, чем в послеполуденном. Средняя долгота пересечения спутником области дневных высыпаний по всему массиву данных, использованных на рис. 4, составляет 11.3 MLT. Данные, представленные на рис. 4в, дают основа-

ние полагать, что в предполуденные часы в среднем ширина каспа несколько больше при $B_y < 0$, чем при $B_y > 0$. Возможной причиной может быть сдвиг каспа при $B_y > 0$ в послеполуденную сторону.

4. ШИРОТНЫЙ ПРОФИЛЬ ИОННЫХ ВЫСЫПАНИЙ В ОБЛАСТИ КАСПА

Результаты анализа структуры ионных высыпаний в околополуденном секторе, особенно в области высыпаний полярного каспа, могут, согласно [Pitout and Bogdanova, 2021], в значительной степени определяться величиной и направлением магнитосферной конвекции, зависящей от B_z -и B_y -компонент ММП. При этом B_z -компонента ММП будет определять меридиональную компоненту конвекции плазмы в магнитосфере и ионосфере, а B_y ММП — зональную компоненту конвекции. Однако, такие простые представления не учитывают всю сложную картину электрических полей на широтах каспа. Структура крупномасштабных вихрей электрического поля на ионосферных высотах создается в процессе замыкания в ионосфере крупномасштабных продольных токов и определяется, в основном, как величинами крупномасштабных градиентов давления, так и ионосферной проводимостью. Сложная система продольных токов в полярных каспах (часто называемая токами зоны 0 или токами в каспе) существенно искажает картину течений внутри каспа. Поэтому редко удается наблюдать достаточно четкую картину. Тем не менее, в работе [Tsyganenko and Andreeva, 2018] проведено успешное моделирование искажения магнитного поля в каспе диамагнитными токами, учитывающее проникновение B_y -компоненты ММП в область каспа.

4.1. Широтные профили ионного давления в каспе при B_z ММП < 0

Конвекция в каспе начинает меняться через 1–2 мин после изменений условий внешнего воз-

действия. Учитывая это обстоятельство, для изучения структуры ионных высыпаний в каспе в зависимости от компонент ММП были отобраны только те события, при которых соответствующая компонента ММП была относительно стабильной. Стабильность компонент ММП определялась следующими условиями: в течение 20 мин интервала до начала регистрации каспных высыпаний величина искомой компоненты ММП по абсолютному значению превышала 1.0 нТл и компонента не меняла знак в этом временном интервале. Такие достаточно жесткие условия существенно сократили статистический набор событий. Так, при отрицательной полярности B_z -компоненты ММП было отобрано только 33 случая регистрации каспа. Во всех этих событиях были проанализированы широтные профили потока энергии ионных высыпаний. В 17 пролетах спутника F7 было обнаружено два максимума Fi , один в экваториальной, а другой в приполюсной части каспа, и в 16 пролетах профиль Fi имел один четко выраженный максимум в экваториальной части каспа. Каспы с двумя максимумами в широтном профиле Fi будем именовать как “два тах касп” в отличие от термина “двойной касп”, который подразумевает наличие двух независимых источников частиц.

Один из примеров “два тах каспа” был представлен выше на рис. 2а. В дальнейшем мы будем рассматривать не широтные профили Fi , а профили ионного давления (Pi) в каспе, как это показано на рис. 2б. Для использования Pi есть следующие резоны. Во-первых, в связи с тем, что энергия ионов по всей ширине каспа меняется незначительно, широтные профили Fi и Pi очень похожи. Во-вторых, средний уровень Pi в каспе значительно больше, чем в соседних с ним областях высыпаний $LLBL$ и мантии [Воробьев и др., 2020], поэтому касп является наиболее яркой чертой на профиле Pi . В-третьих, с использованием Pi появляется возможность сопоставления ионного давления в каспе с динамическим давлением солнечного ветра и давлением в магнитослое, возникающем при балансе давлений на магнитопаузе.

На рис. 2б границы каспа в этом пролете спутника показаны вертикальными штриховыми линиями. Средние параметры межпланетной среды для этого события в 20 мин интервале перед регистрацией каспа: $\langle B_z \rangle = -3.9$ нТл, $\langle B_y \rangle = -2.6$ нТл, $\langle P_{sw} \rangle = 3.0$ нПа. Если вернуться еще раньше к рис. 1б, то можно видеть, что в области экваториальной границы каспа в интервале широт $\sim 71.8^\circ - 72.5^\circ$ CGL энергия высыпающихся ионов уменьшается с увеличением широты. Точнее сказать, резко падает при переходе из области высокоширотного кольцевого тока, в соответствии с [Antonova et al., 2018], в область каспа. Изменение энергии электронов на рис. 1б также соответству-

ет такой интерпретации. В области более высокоширотного, приполюсного максимума величина Ei остается постоянной. Наблюдаемое в экваториальной части каспа уменьшение Ei с увеличением широты характерно для периодов южной ориентации ММП и антисолнечной конвекции плазмы в околополуденном секторе.

На рис. 5а показан широтный профиль ионного давления, полученный усреднением 12 событий регистрации “два тах каспа”. Профиль получен методом наложения эпох относительно среднего положения приполюсной и экваториальной границ каспа. Регистрации каспа спутником F7 осуществлялись в предполуденном секторе $\langle MLT \rangle = 11.1$. В среднем ширина “два тах касп” составила $\sim 1.0^\circ$ широты при среднем значении вертикальной компоненты ММП $\langle B_z \rangle = -3.0$ нТл. Величины B_z - и B_y -компонент ММП в рассматриваемых событиях были примерно равны, средняя величина B_y ММП по абсолютному значению $\langle B_y \rangle = -2.8$ нТл. Динамическое давление солнечного ветра примерно соответствовало своему среднему невозмущенному уровню $\langle P_{sw} \rangle = 2.8$ нПа. В широтном профиле Pi экваториальный максимум ионного давления составляет ~ 1.4 нПа ($P_{imax}^1 = 0.5 P_{sw}$), а приполюсный ~ 1.0 нПа ($P_{imax}^2 = 0.4 P_{sw}$) с минимумом между ними на уровне ~ 0.8 нПа.

Во всех событиях “два тах касп” средняя энергия высыпающихся ионов в экваториальной части каспа убывает с увеличением широты. Уменьшение Ei начинается на $0.2^\circ - 0.4^\circ$ ниже экваториальной границы каспа в области $LLBL$ и регистрируется примерно до минимума в широтном профиле Pi . Далее, с увеличением широты примерно в половине событий средняя энергия высыпающихся ионов остается неизменной, а в других — слабо растет с увеличением широты.

Широтные профили ионного давления с одним максимумом можно разбить на два типа: с максимумом Pi , смещенным к экваториальной части каспа (12 пролетов), и с максимумом примерно в центре каспа (4 пролета). Средние профили для этих двух типов распределения, полученные методом наложения эпох, показаны на рис. 5б и 5в. На рис. 5б максимум Pi располагается в экваториальной части каспа, средняя ширина каспа $\langle \Delta\Phi \rangle = -0.7^\circ$, $\langle MLT \rangle = 11.7$, средние значения компонент ММП: $\langle B_z \rangle = -5.8$ нТл, $\langle B_y \rangle = 3.1$ нТл. Динамическое давление солнечного ветра в период регистрации профилей такого типа $\langle P_{sw} \rangle = 4.0$ нПа, а максимум ионного давления $\langle P_{imax} \rangle = 3.0$ нПа ($P_{imax} = 0.8 P_{sw}$).

Рисунок 5в иллюстрирует средний широтный профиль ионного давления с максимумом Pi в центре каспа. Средняя ширина каспа, как и на рис. 5б, составляет 0.7° , среднее MLT регистрации 12.2, значения компонент ММП: $\langle B_z \rangle =$

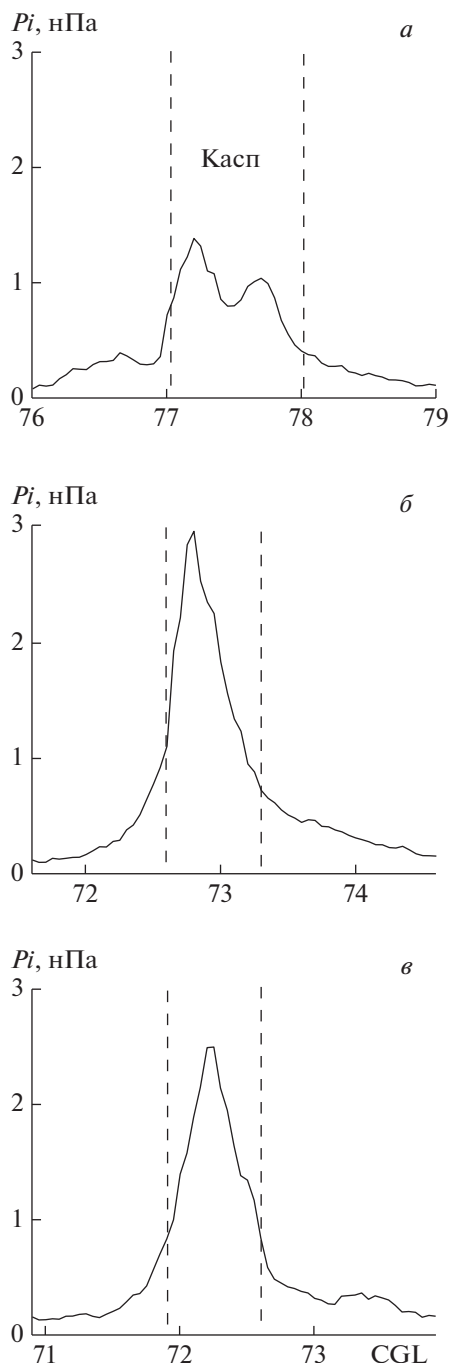


Рис. 5. Средние широтные профили ионного давления (P_i) в каспе при отрицательных значениях B_z компоненты ММП: (а) — $\langle B_z \rangle = -3.0$ нТл, $\langle |B_y| \rangle = 2.8$ нТл; (б) — $\langle B_z \rangle = -5.8$ нТл, $\langle |B_y| \rangle = 3.1$ нТл; (в) — $\langle B_z \rangle = -7.1$ нТл, $\langle |B_y| \rangle = 2.6$ нТл. Вертикальные штриховые линии — границы каспа.

$= -7.1$ нТл, $\langle |B_y| \rangle = 2.6$ нТл. Динамическое давление солнечного ветра $\langle P_{sw} \rangle = 3.8$ нПа, максимум ионного давления $\langle P_{imax} \rangle = 2.6$ нПа ($P_{imax} = 0.7 P_{sw}$).

Сравнение рисунков 5а, 5б и 5в показывает, что с ростом отрицательных значений B_z -компо-

ненты ММП происходит смещение каспа в более низкие широты, ширина каспа уменьшается, исчезает приполюсный максимум (рис. 5б, 5в).

4.2. Широтный профиль ионного давления при B_z ММП > 0

При B_z ММП > 0 , чтобы ограничить влияние B_y -компоненты на широтный профиль ионных высыпаний, были наложены некоторые ограничения на величину B_y : рассматривались только такие пролеты, при которых в 20 мин интервале до регистрации каспа $|B_y| < 4$ нТл и $|B_y| < 1.5 B_z$.

При относительно стабильных положительных значениях вертикальной компоненты ММП в единичных событиях наблюдались профили P_i различной конфигурации: широкий профиль с плоской вершиной (3 пролета) или широкий плоский профиль с некоторым увеличением P_i в центральной части каспа (2 пролета). Однако, наиболее характерным для ММП $B_z > 0$ является профиль P_i с максимумом ионного давления, смещенным к приполюсной части каспа (11 пролетов). Средний широтный профиль такого типа, полученный методом наложения эпох, показан на рис. 6а. Широтные размеры каспа при $B_z > 0$ существенно больше, чем при $B_z < 0$ и составляют в среднем 1.4° широты, среднее геомагнитное время регистрации каспа 11.6 MLT. Средние параметры межпланетной среды: $\langle B_z \rangle = 2.2$ нТл, $\langle |B_y| \rangle = 2.2$ нТл, $\langle P_{sw} \rangle = 3.3$ нПа. Экваториальная граница каспа располагалась на широте $\sim 79^\circ$ CGL, что на $\sim 1.0^\circ$ CGL выше, чем на рис. 5а при $\langle B_z \rangle = -3.0$ нТл. Величина ионного давления в максимуме $\langle P_{imax} \rangle = 1.3$ нПа ($P_{imax} = 0.4 P_{sw}$), что примерно соответствует максимуму давления в каспе при близких, но отрицательных значениях B_z -компоненты ММП.

Поведение средних энергий ионных высыпаний с изменением широты неоднозначно. Только в трех из рассмотренных событий наблюдался ожидаемый для периодов $B_z > 0$ рост E_i в каспе или в приполюсной его части с увеличением широты. Более характерным является отсутствие дисперсии или слабый рост E_i с ростом Φ' .

4.3. Широтный профиль ионного давления при больших значениях B_y компоненты ММП

Для изучения влияния B_y -компоненты ММП на широтный профиль ионных высыпаний были отобраны события, удовлетворяющие следующим условиям: $|B_y| > 4.0$ нТл и $|B_y| > 1.5|B_z|$. Согласно [Wing et al., 2001; Pitout et al., 2009], такие условия должны быть наиболее благоприятны для формирования двух источников выпадающих частиц в каспе и, соответственно, двойного каспа. Однако, из 31 случая регистрация каспа, когда доминирующей являлась B_y -компонента

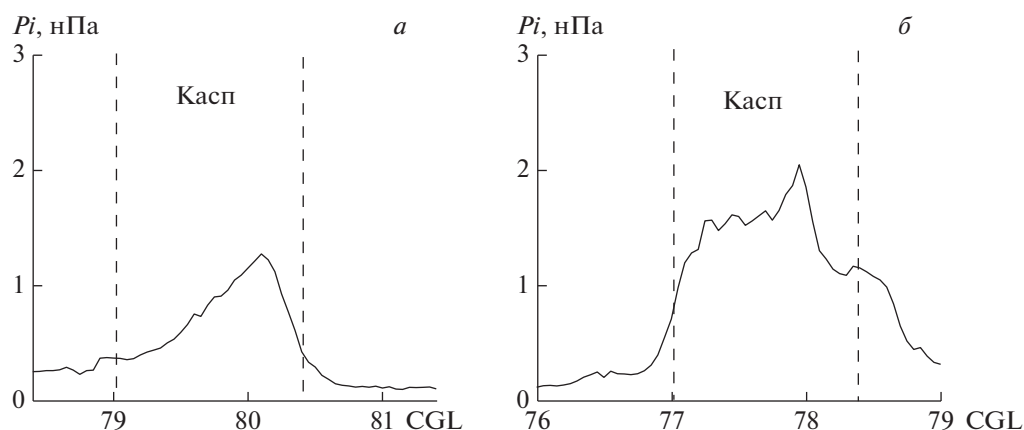


Рис. 6. Средние широтные профили ионного давления в каспе: (а) — при положительной B_z -компоненте ММП, $\langle B_z \rangle = 2.2$ нТл, $\langle B_y \rangle = 2.2$ нТл; (б) — при большой отрицательной B_y -компоненте ММП, $\langle B_y \rangle = -6.3$ нТл, $\langle B_z \rangle = -1.7$ нТл.

ММП, только в 6 случаях широтный профиль P_i имел в каспе два максимума. В настоящей работе более подробно рассмотрены регистрации каспа при $B_z < 0$ и больших отрицательных значениях B_y -компоненты. Таких событий было зарегистрировано 16, из которых в 4 пересечениях каспа широтный профиль P_i имел два максимума, один в экваториальной, а другой в приполюсной части каспа. Наиболее характерным для периодов с большой отрицательной B_y ММП является широкий касп с плоской вершиной в широтном профиле P_i и при наличии в отдельных случаях локального максимума в какой-либо части каспа.

Средний широтный профиль ионного давления, полученный методом наложения эпох, при $B_z < 0$ и $B_y < 0$ показан на рис. 6б. Средняя ширина каспа составляет $\langle \Delta\Phi \rangle = 1.4^\circ$ CGL. Отметим высокий уровень ионных высыпаний на приполюсной границе каспа и в экваториальной части мантии, составляющий более 0.5 от уровня давления в каспе. Средняя долгота регистрации каспа $\langle MLT \rangle = 11.1$. Средние значения параметров межпланетной среды: $\langle B_z \rangle = -1.7$ нТл, $\langle B_y \rangle = -6.3$ нТл, $\langle P_{sw} \rangle = 3.4$ нПа. Среднее значение ионного давления в каспе не превышает 2.0 нПа ($P_{i\max} = 0.6 P_{sw}$).

Средняя энергия высыпающихся ионов в каспе, как правило, уменьшается с увеличением широты. Такое поведение E_i косвенно указывает на антисолнечное направление конвекции в области каспа.

5. РАДИАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ ДАВЛЕНИЯ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ИЗ МАГНИТОСФЕРЫ В МАГНИТОСЛОЙ

К сожалению, практически не проводилось сравнение одновременных наблюдений высыпа-

ний в каспе с результатами высокоапогейных наблюдений во внешних областях каспа, что было бы крайне интересно при анализе процессов образования каспа и его динамики. Поэтому пока можно только сравнить усредненные распределения при пересечении каспа с усредненными распределениями в магнитослое, полученными вблизи экваториальной плоскости в долготном секторе каспа при близких значениях геомагнитной активности и параметров солнечного ветра и ММП. В работе [Воробьев и др., 2022] была продемонстрирована эффективность сравнения данных DMSP с находящимися в открытом доступе данными миссии THEMIS (<http://themis.ssl.berkeley.edu/>, <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>) для ночного сектора. В настоящем исследовании используется та же база данных THEMIS, но для полуденного сектора.

Рисунок 7 показывает усредненный ход компонент давления в экваториальной плоскости, полученный при усреднении пролетов спутников THEMIS в магнитоспокойных условиях при Dst в диапазоне от 0 до -10 нТл и AL — от 0 до -200 нТл при динамическом давлении солнечного ветра от 1.5 до 3.5 нПа. На рис. 7а показаны компоненты давления при ММП $B_z < 0$, а на рис. 7б при ММП $B_z > 0$ в угловом секторе $\pm 10^\circ$ от полуденного меридиана. Толстая черная линия на рисунке показывает интегральное давление, суммирующее давление ионов (сплошная тонкая линия), электронов (точечная линия), магнитного поля (пунктир) и динамического давления (штрих пунктир). Вертикальные отрезки содержат медианные значения усредняемых величин на данном геоцентрическом расстоянии.

При южном и при северном ММП наблюдается постоянство полного давления, соответствующего динамическому давлению солнечного ветра от солнечного ветра перед ударной волной до

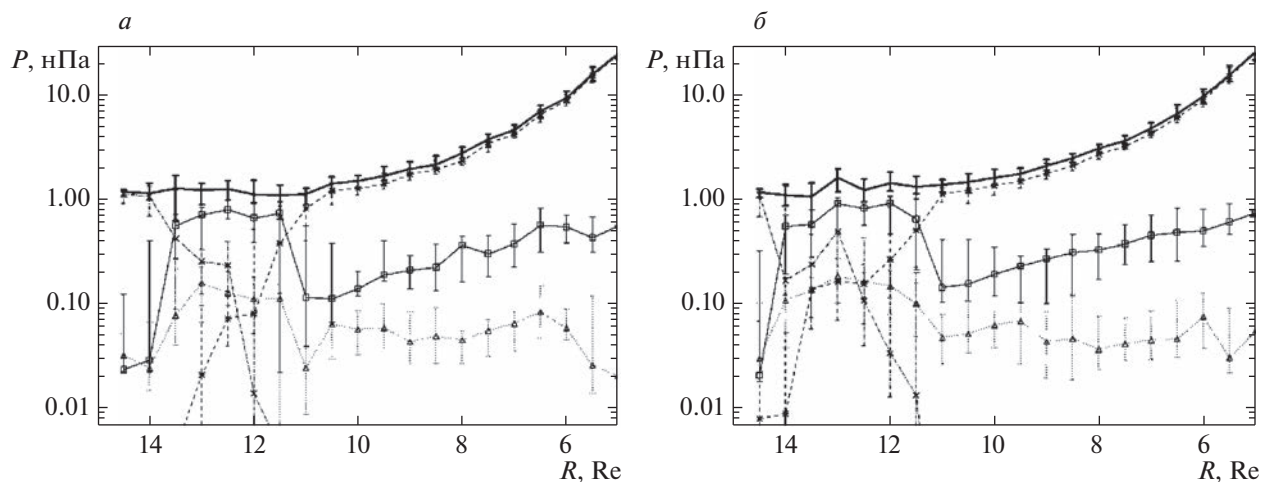


Рис. 7. Радиальное распределение компонент давления при переходе из солнечного ветра в магнитосферу при южной (а) и северной (б) ориентации ММП. Интегральное давление показано сплошной толстой кривой, магнитное — пунктиром, ионное — сплошной тонкой кривой, электронное — точечной кривой, динамическое — штрих пунктиром.

магнитосферы. После пересечения магнитопаузы вклад магнитного давления становится доминирующим. Внутри магнитослоя, в соответствии с рис. 7, основной вклад в интегральное давление вносят термализованные ионы. Усредненные профили ионного давления в магнитослое практически не отличаются при южной и северной ориентации ММП. Вклад электронов невелик во всем исследованном интервале, что хорошо подтверждает использованное выше предположение о малости вклада электронов в давление в каспе. Различия в ходе радиальных профилей давления при $B_z < 0$ и $B_z > 0$, как известно (см., ссылки в работе [Kirpichev et al., 2017]), имеет место непосредственно перед магнитопаузой, где при $B_z < 0$ возникает сравнительно тонкий токовый слой (тонкая магнитопауза) с резким переходом от магнитослоя к магнитосфере, а для $B_z > 0$ характерен достаточно плавный переход от магнитослоя к магнитосфере и возникает достаточно протяженная область с толщиной в тысячи км (“толстая” магнитопауза). При этом может быть выделена область, в которой постепенное нарастание магнитного давления компенсирует падение давления плазмы (*plasma depletion layer*). Данная особенность может иметь непосредственное отношение к процессам затекания плазмы магнитослоя в область каспа, размеры и положение которой контролируется ММП, проникающим внутрь магнитосферы в условиях магнитостатического равновесия. В работе [Rapun et al., 2008] отмечалось, что при сравнении давления в магнитослое и каспе необходимо делать поправку, умножая динамическое давление в магнитослое на $\cos^2(\phi)\cos^2(\theta)$, где ϕ и θ — геомагнитные широта и долгота области наблюдения. Эта поправка для каспа на широте 72° вблизи полудня составляет

~ 0.01 . В соответствии с рис. 7, основной вклад в баланс давлений в области каспа вносит тепловое давление ионов, которое в среднем составляет ~ 0.8 от динамического давления солнечного ветра. Такое соотношение между максимальным давлением в каспе и динамическим давлением солнечного ветра хорошо соответствует значениям на рис. 5 при ММП $B_z < 0$, когда касп смещается к низким широтам. Сдвиг каспа к полюсу приводит к меньшим давлениям в каспе при ММП $B_z > 0$. Величина соотношения между максимумом давления в каспе и динамическим давлением солнечного ветра при северной ориентации ММП требует дополнительного анализа. Таким образом, характеристики плазмы в каспе, в основном, соответствуют характеристикам плазмы в магнитослое. Процессы ускорения при взаимодействии частиц с турбулентностью в каспе, видимо, не приводят к существенному изменению давления. Таким образом, измерения давления в области каспа на низковысотном спутнике содержит информацию о величине давления в каспе вблизи магнитопаузы, по крайней мере, при ММП $B_z < 0$, что представляет интерес при сравнении предсказаний моделей формирования магнитосферы с данными экспериментальных наблюдений.

Показанные на рис. 5б и 5в распределения давления с максимумом в каспе хорошо иллюстрирует формирование диамагнитной полости в области каспа, где максимум давления соответствует области минимального магнитного давления на больших высотах. Такой максимум можно отследить только на низколетящем спутнике, так как высокоапогейные спутники движутся достаточно медленно и за время пересечения области каспа распределение давления может существенно

изменяться. Поэтому информация о положении максимума давления может быть использована при совершенствовании моделей магнитного поля в каспе, создаваемых с учетом токов в области каспа, таких как модель [Tsyganenko and Andreeva, 2018], и сравнении предсказаний моделей магнитного поля с конкретными пролетами через касп на низких высотах.

Особый интерес представляют случаи с двумя максимумами давления, показанные на рис. 5а, которые непросто объяснить в рамках разрабатываемых моделей. Наряду с подходом, развитым в работе [Wing et al., 2001], не исключены и другие объяснения. Так, например, были зафиксированы проникновения через магнитопаузу плазменных струй (см. ссылки в обзоре [Pitout and Bogdanova, 2021]), динамическое давление в которых в несколько раз превышает динамическое давление солнечного ветра. Проникновение таких струй в касп может существенно изменить равновесную картину распределения давления ионов. Можно также вспомнить, что касп представляет собой воронку, заполнение которой изменяется при изменениях давления солнечного ветра, а форма и размер при изменении ММП. Гидродинамическая структура заполняющейся воронки, как известно, содержит минимум давления в центре и максимум на краях. Однако, проверка таких предположений также, как и модели [Wing et al., 2001], требует тщательного анализа всех имеющихся данных наблюдений на разных высотах и проведения новых измерений.

6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведенное рассмотрение показало, что анализ пересечений низколетящими спутниками областей высыпания полярных каспов могут дать новую информацию о свойствах и динамике каспов. В настоящей работе данные спутника DMSP F7 использованы для изучения особенностей широтного распределения характеристик высыпавшихся ионов в области дневного полярного каспа и ионного давления. Отбор пролетов спутника F7 в околополуденном секторе, при которых был зарегистрирован полярный касп, осуществлялся с использованием данных автоматизированной системы обработки (АСО), разработанной на основе искусственной нейронной сети [Newell et al., 1991]. Для большинства из отобранных таким образом пролетов нами был проведен анализ оригинальных данных спутника F7, в том числе и определение широты его экваториальной и приполюсной границ. Обнаружено существенное различие в средней ширине каспа, составляющее $\sim 0.3^\circ$ широты, обусловленное различием в идентификации его границ, осуществляемой АСО и прямым анализом спутниковых наблюдений. Ширина каспа ($\Delta\Phi'$) определялась разницей широты

его приполюсной и экваториальной границ. Средняя долгота пересечения спутником дневного полярного каспа по всему массиву данных составляет 11.3 MLT. Таким образом, все полученные результаты относятся к предполуденному сектору MLT.

В качестве теста данные прямого анализа спутниковых наблюдений использованы для исследования хорошо известной из литературных источников зависимости широтного положения экваториальной границы каспа от B_z -компоненты ММП. Полученные уравнения регрессии отдельно для $B_z < 0$ и $B_z > 0$ наилучшим образом соответствуют данным [Wing et al., 2001], однако, с более высокими коэффициентами корреляции.

Исследована зависимость широтных размеров каспа от B_z - и B_y -компонент ММП. Получены уравнения линейной регрессии с небольшими коэффициентами корреляции $r = 0.47$ и $r = 0.25$ для B_z - и B_y -компонент ММП соответственно. Разброс значений $\Delta\Phi'$ на графиках значительный, что может определяться влиянием других параметров внешнего воздействия на ширину каспа. Тем не менее, полученные данные надежно указывают на следующие два существенных фактора. Во-первых, в среднем касп значительно шире при $B_z > 0$, чем при $B_z < 0$. Во-вторых, полученные данные дают основание полагать, что в предполуденные часы в среднем ширина каспа несколько больше при $B_y < 0$, чем при $B_y > 0$.

Основной целью работы являлось изучение особенностей широтного распределения характеристик высыпавшихся ионов в области каспа и их связи с B_z и B_y компонентами ММП. В качестве основного параметра, характеризующего широтную структуру ионных высыпаний в каспе, рассматривался уровень ионного давления (P_i), с использованием которого появляется возможность сопоставления ионного давления в каспе с динамическим давлением солнечного ветра и давлением в магнитослое. Проведенное сравнение полученных распределений давления в каспе с усредненным распределением давления в магнитослое показало неплохое соответствие, что подтверждает возможность рассмотрения каспов в большинстве случаев в качестве входящей до ионосферных высот диамагнитной полости, давление в которой уравнивается давлением (в основном ионов) в магнитослое.

Анализ всего массива данных указывает на то, что характер ионных высыпаний в каспе очень изменчив. Широтная структура высыпаний в каспе зависит не только от параметров внешнего воздействия и их комбинации, но еще и от времени, прошедшего после изменения какого-либо из этих параметров. В этой связи, полученные в настоящем исследовании результаты нужно рассматривать как черты высыпаний, характерные

для той или иной компоненты ММП при ее относительной стабильности.

Основные полученные результаты можно сформулировать следующим образом.

1. При отрицательных значениях B_z -компоненты ММП характерной чертой каспа является широтный профиль P_i с двумя максимумами, один из которых находится в экваториальной, а другой в приполюсной части каспа, либо широтный профиль с одним четко выраженным максимумом в экваториальной его части.

2. В среднем ширина каспа с двумя максимумами составляет $\sim 1.0^\circ$ широты при небольших и примерно равных значениях компонент ММП $\langle B_z \rangle = -3.0$ нТл и $\langle |B_y| \rangle = 2.8$ нТл. В широтном профиле P_i экваториальный максимум ионного давления составляет $P_{i \max}^1 = 0.5 P_{sw}$, а приполюсный $P_{i \max}^2 = 0.4 P_{sw}$.

3. При больших отрицательных значениях B_z компоненты ММП ($|B_z| = 6-7$ нТл) приполюсный максимум в широтном профиле P_i исчезает, остается только экваториальный максимум, уровень P_i в максимуме увеличивается, $P_{i \max} = 0.8 P_{sw}$, а ширина каспа уменьшается в среднем до $\langle \Delta\Phi \rangle = 0.7^\circ$.

4. При B_z ММП > 0 наиболее характерным является профиль P_i с максимумом ионного давления в приполюсной части каспа. Касп располагается в более высоких широтах, чем при $B_z < 0$, его средние широтные размеры увеличиваются в среднем до $\sim 1.4^\circ$ широты. Величина ионного давления в максимуме $P_{i \max} = 0.4 P_{sw}$, что примерно соответствует максимуму давления в каспе при близких по модулю, но отрицательных значениях B_z .

5. Наиболее характерным для периодов с большой отрицательной B_y ММП ($\langle B_y \rangle = -6.3$ нТл, $\langle B_z \rangle = -1.7$ нТл) является широкий касп с плоской вершиной в широтном профиле P_i . Средняя ширина каспа составляет $\langle \Delta\Phi \rangle = 1.4^\circ$ CGL, а величина ионного давления в максимуме $P_{i \max} = 0.6 P_{sw}$.

6. Давление ионов в каспе определяется давлением ионов в магнитослое перед каспом. Максимум давления ионов при наблюдениях на малых высотах может указывать на величину давления плазмы в магнитослое перед областью каспа.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные низковысотного спутника DMSP F7 использованы для анализа широтных характеристик ионных высыпаний в области дневного полярного каспа и изучения широтного профиля ионного давления в каспе в зависимости от параметров ММП. Показано, что при небольших отрицательных значениях B_z -компоненты ММП характерной чертой каспа является широтный

профиль ионного давления (P_i) шириной $\sim 1^\circ$ широты с двумя максимумами, один из которых находится в экваториальной, а другой в приполюсной части каспа. При больших отрицательных значениях B_z приполюсный максимум в широтном профиле P_i исчезает, остается только экваториальный максимум, уровень P_i в максимуме увеличивается, а ширина каспа уменьшается до $\sim 0.7^\circ$. При B_z ММП > 0 наиболее характерным является профиль P_i с максимумом ионного давления в приполюсной части каспа. Касп при $B_z > 0$ располагается в более высоких широтах, чем при $B_z < 0$, его средние широтные размеры увеличиваются до $\sim 1.4^\circ$ широты. В предполуденном секторе MLT наиболее характерным для периодов с большой отрицательной B_y -компонентой ММП является касп шириной $\sim 1.4^\circ$ широты с плоской вершиной в широтном профиле P_i . Сравнение наблюдаемых на низких высотах распределений давления с данными высокополярных спутников THEMIS подтвердило возможность описания формирования каспа как диамагнитной полости и использования наблюдений в каспе для определения давления ионов в магнитослое.

Полученные в настоящем исследовании результаты позволили выявить не полностью описанные ранее особенности распределения потоков частиц в каспах. Вычисление давления ионов в областях каспов на малых высотах и его сравнение с давлением в магнитослое позволило подтвердить существование баланса давлений в области, где мал или полностью отсутствует вклад давления магнитного поля. Результаты работы могут быть полезны при создании моделей магнитного поля с учетом диамагнитных токов в каспе и при описании процессов формирования каспов. Полученные результаты могут быть также полезны при реализации космической программы SMILE. Случаи наблюдений давления в каспе на малых высотах требуют дополнительного тщательного анализа.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Е.Е., Воробьев В.Г., Кирпичев И.П., Ягодкина О.И. Сравнение распределения давления плазмы в экваториальной плоскости и на малых высотах в магнитоспокойных условиях // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 300–303. 2014.
<https://doi.org/10.7868/S001679401403002X>
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е. Давление ионов в различных областях авроральных высыпаний дневного сектора // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 6. С. 740–750. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020060140>
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Особенности структуры высыпаний дневного полярного каспа при северном межпланетном магнитном поле // Известия РАН. Серия физическая. Т. 86. № 12. С. 1804–1809. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0367676522120304>
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Кирпичев И.П. Влияние экстремальных уровней динамического давления солнечного ветра на структуру ночных авроральных высыпаний // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 6. С. 713–720. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022060165>
- Пулинец М.С., Рязанцева М.О., Антонова Е.Е., Кирпичев И.П. Зависимость параметров магнитного поля вблизи подсолнечной точки магнитосферы от межпланетного магнитного поля по данным эксперимента THEMIS // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 769–778. 2012.
- Antonova E.E., Vorobiev V.G., Kirpichev I.P., Yagodkina O.I., Stepanova M.V. Problems with mapping the auroral oval and magnetospheric substorms // *Earth, Planets and Space*. V. 67.
<https://doi.org/10.1186/s40623-015-0336-6>
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Vorobiev V.G., Yagodkina O.I., Riazantseva M.O., Vovchenko V.V., Pulinets M.S., Znatkova S.S., Sotnikov N.V. Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere // *J. Atm. Sol.-Ter. Phys.* V. 177. P. 103–114, 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.013>
- Antonova E.E., Stepanova M.V. The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail // *Front. Astron. Space Sci.* V. 8. 622570.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.622570>
- Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P. Main features of magnetospheric dynamics in the conditions of pressure balance // *J. Atm. Sol.-Ter. Phys.* V. 242. 2023.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105994>
- Baker K.B., Wing S. A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 94. № A7. P. 9139–9144. 1989.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA07p09139>
- Bogdanova Y.V., Owen C.J., Siscoe G., Fazakerley A.N., Dandouras I., Marghitu O. et al. Cluster observations of the magnetospheric low-latitude boundary layer and cusp during extreme solar wind and interplanetary magnetic field conditions: I. 10 November 2004 ICME // *Solar Physics*. V. 244. P. 201–232. 2007.
<https://doi.org/10.1007/s11207-007-0417-1>
- Escoubet C.P., Berchem J., Bosqued J.M., Trattner K.J., Taylor M., Pitout F., Vallat C., Laakso H., Masson A., Dunlop M., Reme H., Dandouras I., Fazakerley A. Two sources of magnetosheath ions observed by Cluster in the mid-altitude polar cusp // *Adv. Space Res.* V. 41. № 10. P. 1528–1536. 2008.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.04.031>
- Esmaeili A., Kalaei M.J. Double-cusp simulation during northward IMF using 3D PIC global code // *Astrophys. Space Sci.* V. 362. P. 124–129. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s10509-017-3098-8>
- Fuselier S.A., Trattner K.J., Petrinec S.M. Cusp observations of high- and low-latitude reconnection for northward interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A1. P. 253–266. 2000.
<https://doi.org/10.1029/1999JA900422>
- Kirpichev I.P., Antonova E.E., Stepanova M. Ion leakage at dayside magnetopause in case of high and low magnetic shears // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 122. № 8. P. 8078–8095. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023735>
- Newell P.T., Meng C.-I. The cusp and the cleft/boundary layer: low-altitude identification and statistical local time variation // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A12. P. 14549–14556. 1988.
<https://doi.org/10.1029/JA093iA12p14549>
- Newell P.T., Meng C.-I., Sibeck D.G., Lepping R. Some low-altitude cusp dependence on interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* V. 94. P. 8921–8927. 1989.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA07p08921>
- Newell P.T., Wing S., Meng C.-I., Sigillito V. The auroral oval position, structure, and intensity of precipitation from 1984 onward – An automated on-line data base // *J. Geophys. Res.* V. 96. № A4. P. 5877–5882. 1991.
<https://doi.org/10.1029/90JA02450>
- Newell P.T., Meng C.-I. Ionospheric projections of magnetospheric regions under low and high solar wind pressure conditions // *J. Geophys. Res.* V. 99. № A1. P. 273–286. 1994.
<https://doi.org/10.1029/93JA02273>
- Newell P.T., Sotirelis T., Liou K., Meng C.-I., Rich F.J. Cusp latitude and the optimal solar wind coupling function // *J. Geophys. Res.* V. 111. A09207. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011731>
- Onsager T.G., Kletzing C.A., Austin J.B., MacKiernan H. Model of magnetosheath plasma in the magnetosphere: Cusp and mantle particles at low-altitudes // *J. Geophys. Res.* V. 20. № 6. P. 479–482. 1993.
<https://doi.org/10.1029/93GL00596>
- Panov E.V., Buchner J., Franz M., Korth A., Savin S.P., Reme H., Fornacon R.-H. High-latitude Earth's magnetopause outside the cusp: Cluster observations // *J. Geophys. Res.* V. 113. A01220. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2006JA012123>
- Pitout F., Escoubet C.P., Klecker B., Dandouras I. Cluster survey of the mid-altitude cusp – Part 2: Large-scale morphology // *Ann. Geophys.* V. 27. P. 1875–1886. 2009.
www.ann-geophys.net/27/1875/2009
- Pitout F., Bogdanova Y.V. The polar cusp seen by Cluster // *J. Geophys. Res.* V. 126. № 9. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029582>
- Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G. Plasma and magnetic field turbulence in the Earth's magnetosheath

- at ion scales // *Front. Astron. Space Sci.* V. 7. 616635. 2021.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2020.616635>
- *Reiff P.H., Hill, T.W., Burch J.L.* Solar wind plasma injection at the dayside magnetospheric cusp // *J. Geophys. Res.* V. 82. № 4. P.479–491.1977.
<https://doi.org/10.1029/JA082i004p00479>
- *Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A.* Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A10. P. 21 743–21 763. 1996.
<https://doi.org/10.1029/96JA01584>
- *Siscoe G., Kaymaz Z., Bogdanova, Y.V.* Magnetospheric cusps under extreme conditions: Cluster observations and MHD simulations compared // *Solar Physics.* V. 244. P. 189–199. 2007.
<https://doi.org/10.1007/s11207-007-0359-7>
- *Sonnerup B.U., Paschmann O.G., Papamastorakis I., Sckopke N., Haerendel G., Bame S.J., Asbridge J.R., Gosling J.T., Russell C.T.* Evidence for magnetic field reconnection at the Earth's magnetopause // *J. Geophys. Res.* V. 86. P. 10049–10067. 1981.
<https://doi.org/10.1029/JA086iA12p10049>
- *Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M.* Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics // *Adv. Space Res.* V. 38. № 8. P. 1631–1636. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.013>
- *Tsyganenko N.A., Andreeva V.A.* Empirical modeling of dayside magnetic structures associated with polar cusps // *J. Geophys. Res.* V. 123. № A11. P. 9078–9092. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018JA02588>
- *Wing S., Newell P.T., Onsager T.G.* Modeling the entry of magnetosheath electrons into the dayside ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A6. P. 13155–13167. 1996.
<https://doi.org/10.1029/96JA00395>
- *Wing S., Newell P.T.* Center plasma sheet ion properties as inferred from ionospheric observations // *J. Geophys. Res.* V. 103. № A4. P. 6785–6800. 1998.
<https://doi.org/10.1029/97JA02994>
- *Wing S., Newell P.T., Rouhoniemi J.M.* Double cusp: model prediction and observational verification // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A11. P. 25 571–25 593. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000JA000402>

УДК 537.591.5

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВЫСЫПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ВНУТРЕННЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ В ОКЕАНИИ

© 2023 г. Е. А. Гинзбург^{1, *}, М. Д. Зинкина^{1, **}, Ю. В. Писанко^{1, 2, ***}

¹Институт прикладной геофизики

им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный (Московская обл.), Россия

*e-mail: e_ginzburg@mail.ru

**e-mail: marinaantipina20@mail.ru

***e-mail: pisanko@ipg.geospace.ru

Поступила в редакцию 30.01.2023 г.

После доработки 10.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

По данным наблюдений радиационной обстановки в космосе с борта ИСЗ “Метеор-М № 2”, находящегося на солнечно-синхронной круговой орбите высотой ~832 км, выявлено 25 аномальных возрастных потоков электронов длительностью ~6–8 мин каждое. Эти редкие события зарегистрированы в 2014–2022 гг., в Океании, в низких широтах в утренние часы местного времени в спокойных геомагнитных условиях, в энергиях от ~100 кэВ до нескольких МэВ. Потоки электронов в канале черенковского счетчика наблюдались на уровне потоков галактических космических лучей в полярных шапках, а в каналах других счетчиков — на уровне потоков в максимуме внешнего радиационного пояса. Предполагается, что наблюдались высыпания электронов из внутреннего радиационного пояса: при баунс-колебаниях электроны попадали в циклотронный резонанс с радиоизлучением, инициированным наземными и/или судовыми передатчиками в утренние часы местного времени.

DOI: 10.31857/S0016794023600072, EDN: GSKPZL

1. ВВЕДЕНИЕ

Фоновые потоки во внутреннем радиационном поясе, в том числе и на орбите ИСЗ серии “Метеор”, а также их вариации изучаются почти 75 лет: устоявшиеся к настоящему времени представления относительно динамики радиационных поясов изложены в обзоре [Ковтюх, Панасюк, 2008]. Уже свыше 15 лет в низких широтах вне Южно-Атлантической Аномалии (в том числе и вблизи экватора) на орбитах высотой менее 1000 км наблюдаются небольшие (по сравнению с радиационными поясами), но вполне заметные потоки энергичных электронов. Такие потоки квази-захваченных электронов регистрируются в обоих полушариях. Иногда это происходит даже при низкой геомагнитной активности [Петров и др., 2020; Grachev et al., 2005; Grigoryan et al., 2008; Голубков и др., 2022]. В частности подробно исследовались [Suvorova et al., 2019] несколько возрастных потоков электронов с энергией свыше 30 кэВ на $L < 1.2$ в Океании в течение суток 1 августа 2008 года в спокойных геомагнитных условиях. Однако о заметных возрастаниях пото-

ков электронов с энергией свыше 100 кэВ в эти сутки авторы не сообщали.

По данным наблюдений радиационной обстановки в космосе с борта ИСЗ “Метеор-М № 2”, находящегося на солнечно-синхронной круговой орбите высотой ~832 км, выявлено 25 аномальных возрастных потоков электронов длительностью ~6–8 мин каждое. Эти редкие события зарегистрированы в 2014–2022 гг., в Океании в низких широтах в утренние часы местного времени в спокойных геомагнитных условиях, в энергиях от ~100 кэВ до нескольких МэВ. Потоки в каждом таком событии оказались на уровне потоков в максимуме внешнего пояса. Описание и возможная интерпретация этого явления — цель настоящего сообщения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

ИСЗ “Метеор-М № 2” (запущен 8 июля 2014). Орбита — солнечно-синхронная, высота в восходящем узле $h = 832$ км, наклонение $i \sim 98.8^\circ$, период обращения $T = 101.3$ мин. Ориентация спутни-

Таблица 1. Основные расчетные характеристики счетчиков в каналах, использовавшихся в настоящей работе

Канал	Прибор/Счетчик	Направление осей счетчиков и поле регистрации	Тип частицы и диапазон энергий (МэВ)	Эффективная площадь (см ²) или геометрический фактор (см ² стер)
СЧ	ГАЛС/черенковский	Z , 4π	Протоны >600 Электроны >8	40 см ²
СГ1	ГАЛС/гейгеровский	Z , 2π	Протоны >15 Электроны >0.8	0.8 см ²
СГ2	ГАЛС/гейгеровский	Z , 2π	Протоны >25 Электроны >2.1	0.8 см ²
Д1	СКЛ/Телескопические сборки из полупроводникового детектора и двух сцинтилляторов	X и Z , 30°	Электроны >0.1	0.1 см ² стер
Д2			Электроны >0.3	0.1 см ² стер
Д3			Электроны >0.7	0.1 см ² стер

ка — трехосная, ось X — по вектору скорости, ось Z — от центра Земли к спутнику, в сторону открытого космоса.

Радиометрической аппаратурой ИСЗ “Метеор-М № 2”, начиная с августа 2014 года и по настоящее время (конец 2022 года), проводятся непрерывные наблюдения потоков заряженных частиц. За 8 лет наблюдений накоплен материал о более чем 20000 прохождений через дрейфовые оболочки, относящиеся к внутреннему радиационному поясу. И за это же время мы обнаружили 25 аномальных случаев необычного поведения потоков частиц.

Такие события были зафиксированы приборами ГАЛС (разработан в ИПГ) и СКЛ (разработан в НИИЯФ МГУ). В составе прибора ГАЛС: счетчик Черенкова (канал СЧ) и два газоразрядных счетчика Гейгера (каналы СГ1 и СГ2) для регистрации частиц без разделения на протоны и электроны.

Прибор СКЛ имеет в своем составе две телескопических сборки ДАС4, каждая из которых состоит из трех детекторов: одного полупроводникового и двух сцинтилляционных. Логическая система ДАС4 формирует несколько энергетических интервалов: Д1–Д6 для электронов и Д7–Д12 для протонов. Угловые размеры поля регистрации ДАС4 — 30° . Телескопы ДАС4 установлены в двух взаимно перпендикулярных направлениях — по оси X и по оси Z .

Основные расчетные характеристики счетчиков в каналах, использовавшихся в настоящей работе, представлены в табл. 1.

Все зарегистрированные события наблюдались на нисходящем участке орбиты — при движении ИСЗ из северного полушария в южное.

В табл. 2 эти события перечислены, а на рис. 1 показан типичный пример.

В первом столбце табл. 2 указана дата события; во втором — долгота события (в градусах); в третьем — длительность события (в минутах); в четвертом — L -координата ИСЗ в начале события; в пятом — B -координата (в Гс) ИСЗ в начале события; в шестом — широта (в градусах) ИСЗ в начале события; в седьмом — L -координата ИСЗ в конце события; в восьмом — B -координата (в Гс) ИСЗ в конце события; в девятом — широта (в градусах) ИСЗ в конце события.

Из рис. 1 видно, что события проявляются в широком диапазоне энергий. Чаще всего черенковский счетчик (СЧ) регистрировал почти прямоугольный пик в потоке электронов с высоким передним выбросом, второй счетчик Гейгера (СГ2) — пик, близкий по форме к зарегистрированному черенковским детектором, а первый счетчик Гейгера (СГ1) — колоколообразный пик. Потоки в канале черенковского счетчика наблюдались на уровне потоков галактических космических лучей в полярных шапках, а в каналах других счетчиков — на уровне потоков в максимуме внешнего радиационного пояса. Заметим, что в канале черенковского счетчика, который регистрирует электроны с энергией более 8 МэВ и протоны галактических космических лучей (ГКЛ) с энергией более 800 МэВ, фон протонов ГКЛ вблизи экватора в Океании существенно понижен из-за геомагнитного обрезания. Вогнутая почти симметричная относительно экватора кривая между $45^\circ N$ и $45^\circ S$ на рис. 7 справа иллюстрирует этот эффект. Превышения потоков относительно этой кривой мы интерпретируем как аномальные события. Маловероятно, что аномальные события, каждый раз одновременно регистрируемые местным утром в спокойных геомагнитных усло-

Таблица 2. События, зарегистрированные ИСЗ “Метеор-М № 2”

Дата	λ	ΔT	$L_{\text{начало}}$	$B_{\text{начало}}$	$\Phi_{\text{начало}}$	$L_{\text{конец}}$	$B_{\text{конец}}$	$\Phi_{\text{конец}}$
09.10.2014	179.6	6:30	1.1	0.228	8.8	1.23	0.278	−14.4
13.08.2015	182.7	6:18	1.14	0.231	14.6	1.14	0.25	−8.2
11.06.2016	179.1	8:12	1.15	0.248	−7.5	1.98	0.363	−35.9
15.08.2016	185.3	7:30	1.42	0.272	31.4	1.1	0.227	4.5
30.09.2016	179	7:00	1.19	0.265	−12.6	2.02	0.364	−36.4
09.07.2017	180.6	6:30	1.1	0.227	8.2	1.24	0.278	−15.3
18.08.2017	183.6	7:24	1.14	0.268	30.7	1.09	0.228	4.8
07.09.2017	186	6:48	1.83	0.312	42.4	1.18	0.233	18.6
27.12.2017	183	7:30	1.44	0.275	32.5	1.1	0.228	6.2
13.03.2018	178	6:00	1.09	0.231	2.6	1.31	0.293	−18.5
25.03.2019	182.4	8:24	3.52	0.376	59.01	1.35	0.267	30.03
31.03.2019	170.6	6:36	1.15	0.256	−8	1.75	0.351	−30.7
05.04.2019	171.1	6:30	1.13	0.25	−5.4	1.65	0.343	−28.5
29.07.2019	179.7	6:18	2.49	0.355	52.4	1.35	0.271	30.8
22.11.2019	174	7:00	1.63	0.302	39.9	1.12	0.235	14.6
27.12.2019	176	8:24	2.94	0.365	56.4	1.27	0.259	27.1
11.02.2020	167.6	6:12	1.09	0.232	7.8	1.25	0.289	−14.3
02.03.2020	168.5	6:18	1.14	0.238	17.4	1.1	0.255	−4.7
18.01.2021	161.6	6:48	1.22	0.259	25.6	1.09	0.245	1.8
24.05.2021	156.2	6:18	1.08	0.238	9.8	1.22	0.291	−12.3
03.06.2021	156.7	6:00	1.09	0.239	13.8	1.15	0.272	−6.9
08.06.2021	156.8	6:36	1.11	0.241	15.8	1.15	0.273	−7
18.06.2021	160	8:12	1.14	0.248	20.4	1.17	0.28	−8.4
24.02.2022	156.3	6:18	1.08	0.238	10.1	1.22	0.291	−12.3
26.05.2022	145	7:24	1.1	0.251	16.7	1.18	0.29	−9.6

виях в широком диапазоне энергий двумя конструктивно различными приборами (ГАЛС и СКЛ) в течение более 8 лет в разные сезоны (табл. 2), были аппаратным эффектом.

На рис. 2 представлены аппроксимации энергетических спектров для примера события, показанного на рис. 1. Рисунок 2 выполнен в двойном логарифмическом масштабе (*log-log scale*), в котором степенная функция отображается прямой линией. Представлены аппроксимации спектров для трех моментов времени (t_1 — 20:59:51 UT — на-

чало события, t_2 — максимум скорости счета для электронов с энергией >700 кэВ, t_3 — 21:07:03 UT — конец события). Прослеживаются очевидные особенности временной эволюции спектра, которые определяются временным профилем этого события. В 20:59:51 UT в начале события — наблюдается резкий скачок в показаниях гейгеровских счетчиков и счетчика Черенкова, который по величине в несколько раз превосходит фоновые показания в этих каналах. Фоновые значения обусловлены потоками ГКЛ. В этот момент в каналах ДАС4 (СКЛ) на выходе регистрируется сигнал, соответ-

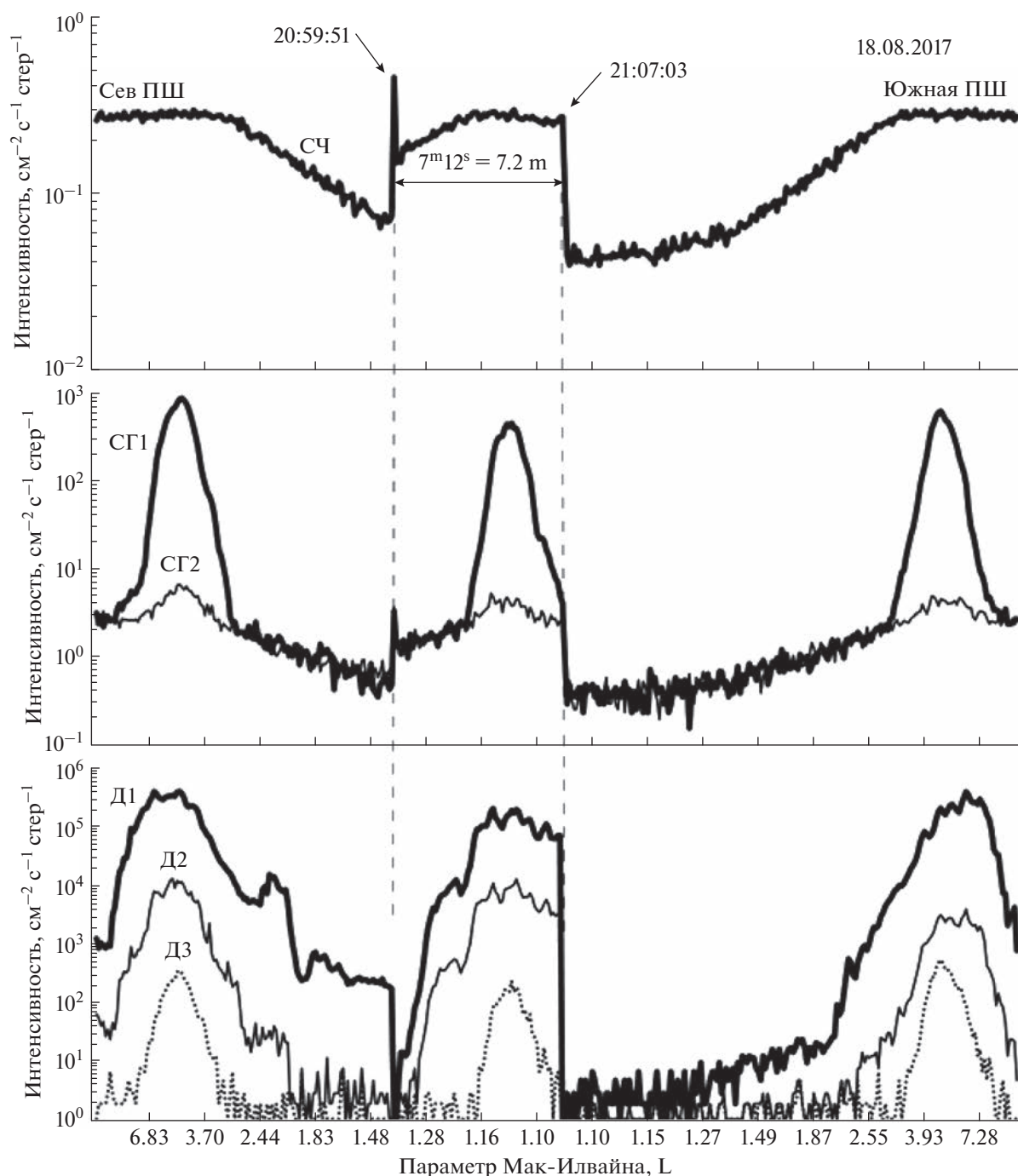


Рис. 1. Пример показаний радиационной аппаратуры ИСЗ “Метеор-М № 2” во время события (отмечено вертикальными пунктирными линиями; событие регистрировалось с 20:59:51 по 21:07:03 всемирного времени UT).

ствующий приборному шуму ДАС4 (левая панель на рис. 2). Приборный шум в показаниях ДАС4 регистрировался и в момент 20:07:03 UT (правая панель на рис. 2).

Географическое положение всех событий отмечено маркерами на карте, показанной на рис. 3. Широту события мы условно определили как $(\varphi_{\text{начало}} + \varphi_{\text{конец}})/2$ (см. табл. 2). Радиус окружно-

сти вокруг каждого маркера события ~ 1770 км задавался исходя из длительности события $\sim 6\text{--}8$ мин и скорости движения ИСЗ по орбите ~ 8 км/с. Географические координаты событий 24.05.2021 и 24.02.2022 почти совпадают, и на карте они обозначены одним маркером. Видно, что половина событий произошла вблизи геомагнитного экватора, а также, что со временем (см. табл. 1) геогра-

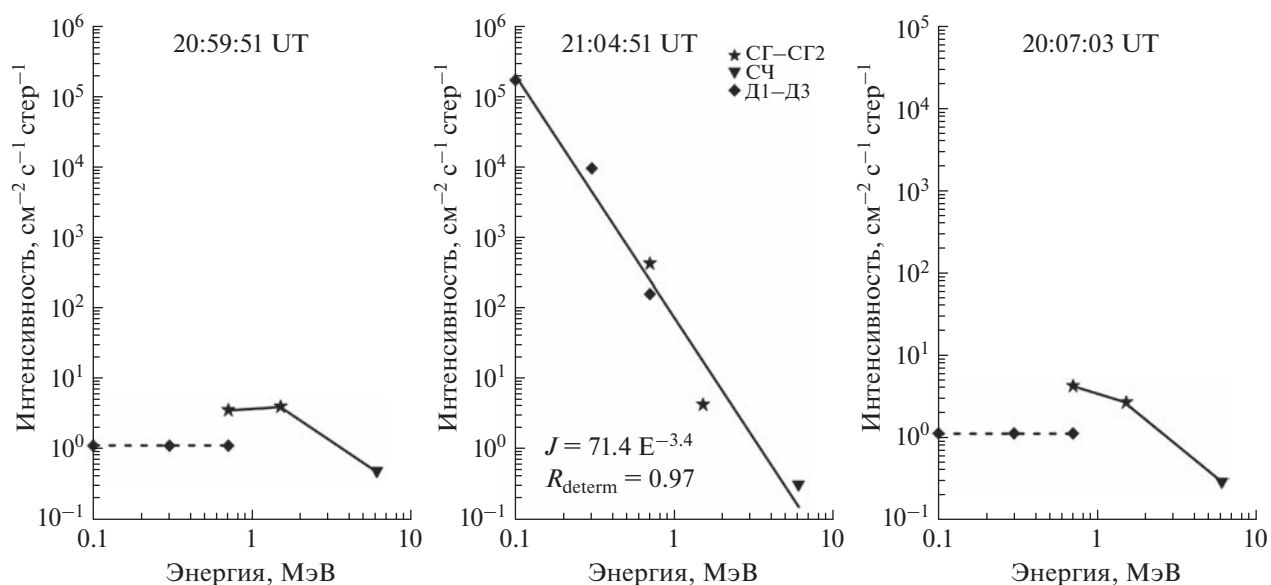


Рис. 2. Энергетические спектры высыпающих электронов в различные моменты времени.

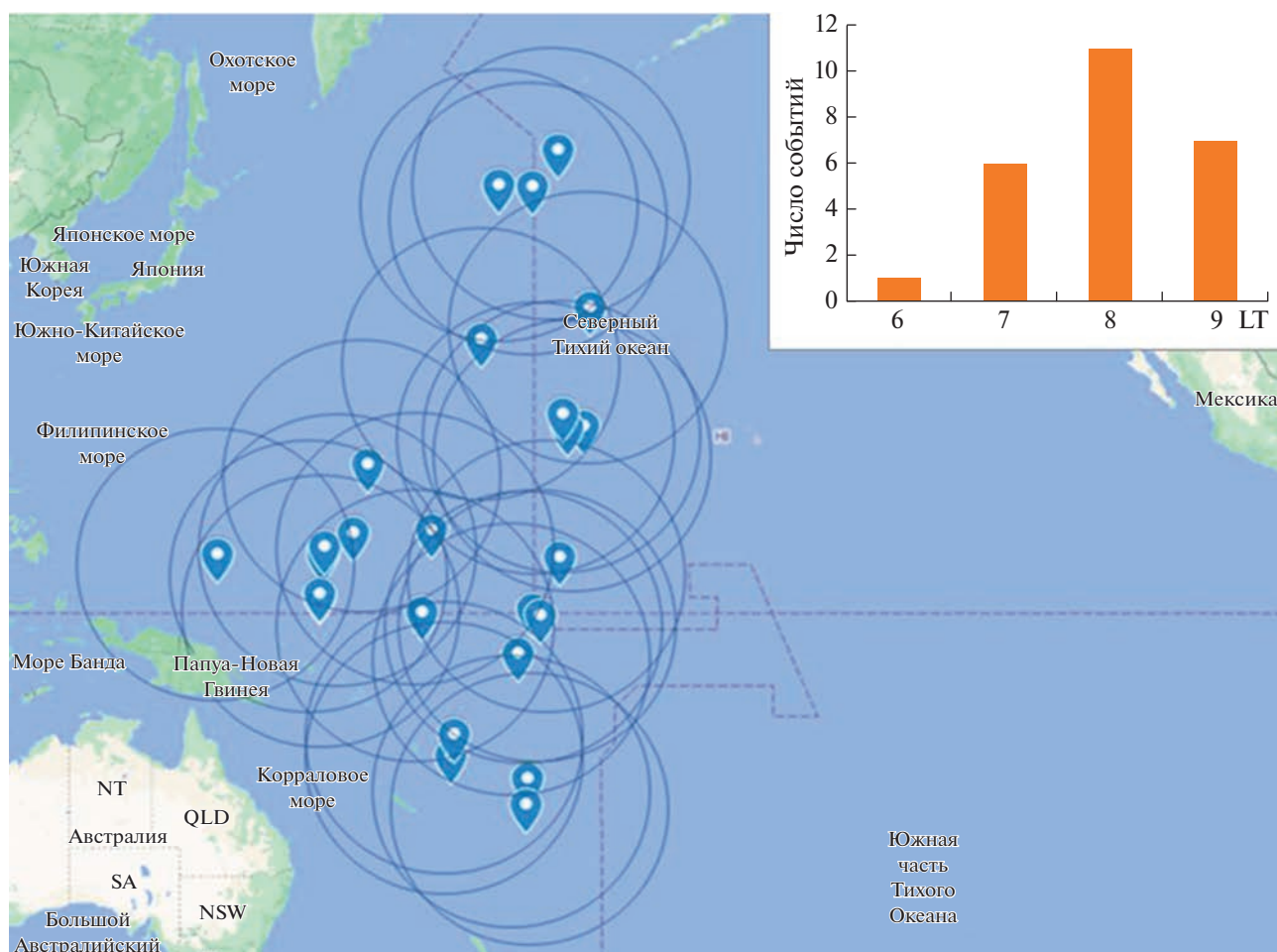


Рис. 3. Географическое положение всех зарегистрированных событий. В правом верхнем углу — гистограмма событий в зависимости от местного времени.

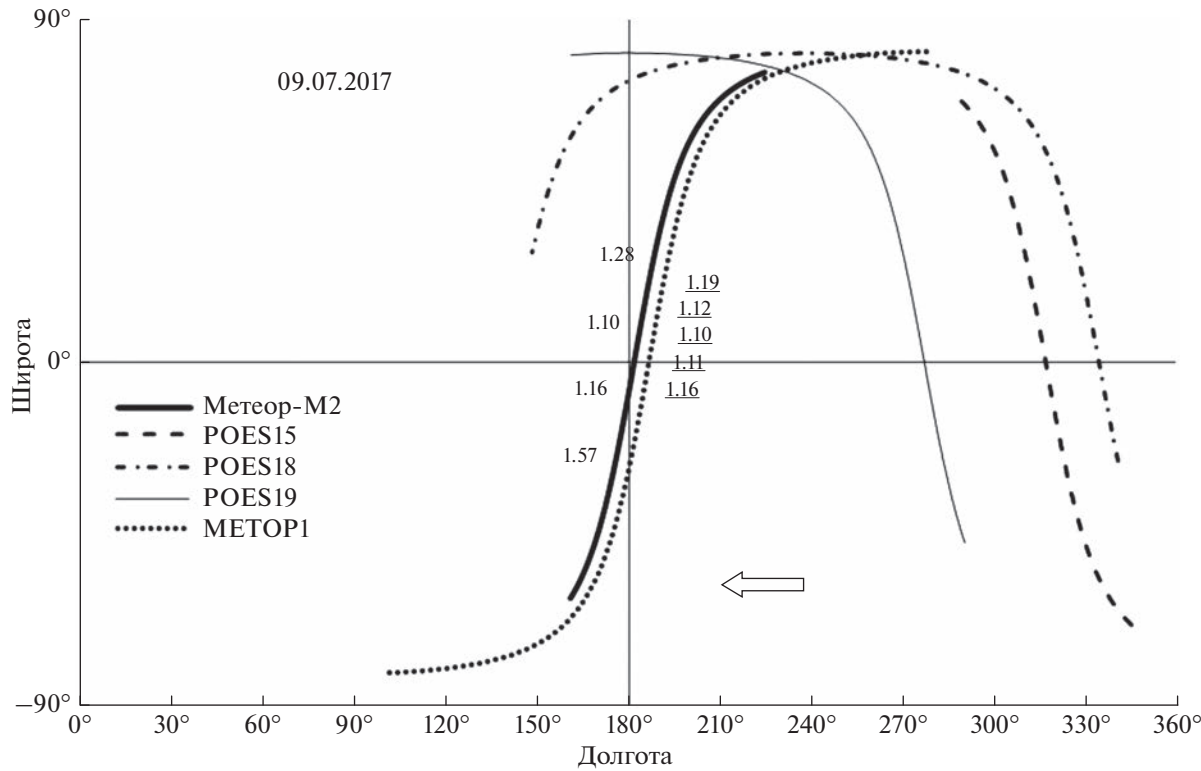


Рис. 4. Орбиты ИСЗ “Метеор-М № 2”, POES-15, POES-18, POES-19, МЕТОР-1 во время события 09.07.2017.

фическая локализация событий дрейфует к западу, в направлении моря Сулу. В правом верхнем углу на рис. 3 показана гистограмма числа событий в зависимости от местного времени (*LT*). На ней видно, что чаще всего события происходили около 8 утра местного времени.

В моменты регистрации всех событий мы определили местонахождение американских ИСЗ POES-15, POES-18, POES-19, МЕТОР-1, МЕТОР-2, имеющих полярные солнечно-синхронные орбиты схожие по параметрам с орбитой “Метеор-М № 2”. Четыре события, при которых американские ИСЗ находились ближе всего к ИСЗ “Метеор-М № 2”, указаны в табл. 3. Третья и четвертая строки табл. 3 означают, что в момент события 2 марта 2020 г. вблизи ИСЗ “Метеор-М № 2”

находились сразу два американских ИСЗ – POES-18 и МЕТОР-1.

Однако эти американские ИСЗ не зафиксировали событий, которые зарегистрировал ИСЗ “Метеор-М № 2”. В качестве примера на рис. 4 приведены орбиты ИСЗ для события 09.07.2017 г.; соответствующие показания приборов российского и американского ИСЗ приведены на рис. 5, из которого ясно, что ИСЗ МЕТОР-1 событие не зафиксировал.

На рис. 6 приведена карта, на которой обозначены положения и траектории российских и американских ИСЗ, попавших в табл. 3. Траектории ИСЗ “Метеор-М № 2” обозначены сплошными линиями, траектории американских ИСЗ – пунктирными линиями. Как и на рис. 3, вокруг каждо-

Таблица 3. Четыре события, при которых американские ИСЗ находились ближе всего к ИСЗ “Метеор-М № 2”

Дата	ИСЗ США	Широта (град.)	Долгота (град.)	ИСЗ РФ	Широта (град.)	Долгота (град.)	Расстояние между ИСЗ
2017.07.09	МЕТОР-1	17	190.4	Метеор-М №2	–3	181.1	2638 км
2018.03.13	МЕТОР-1	–22	183.8		–8	181.2	1764 км
2020.03.02	POES-18	–3	181.6		6	168.5	1969 км
2020.03.02	МЕТОР-1	–8	186.4		6	168.5	2816 км
2021.01.18	POES-15	25	159.2		14	161.6	1395 км

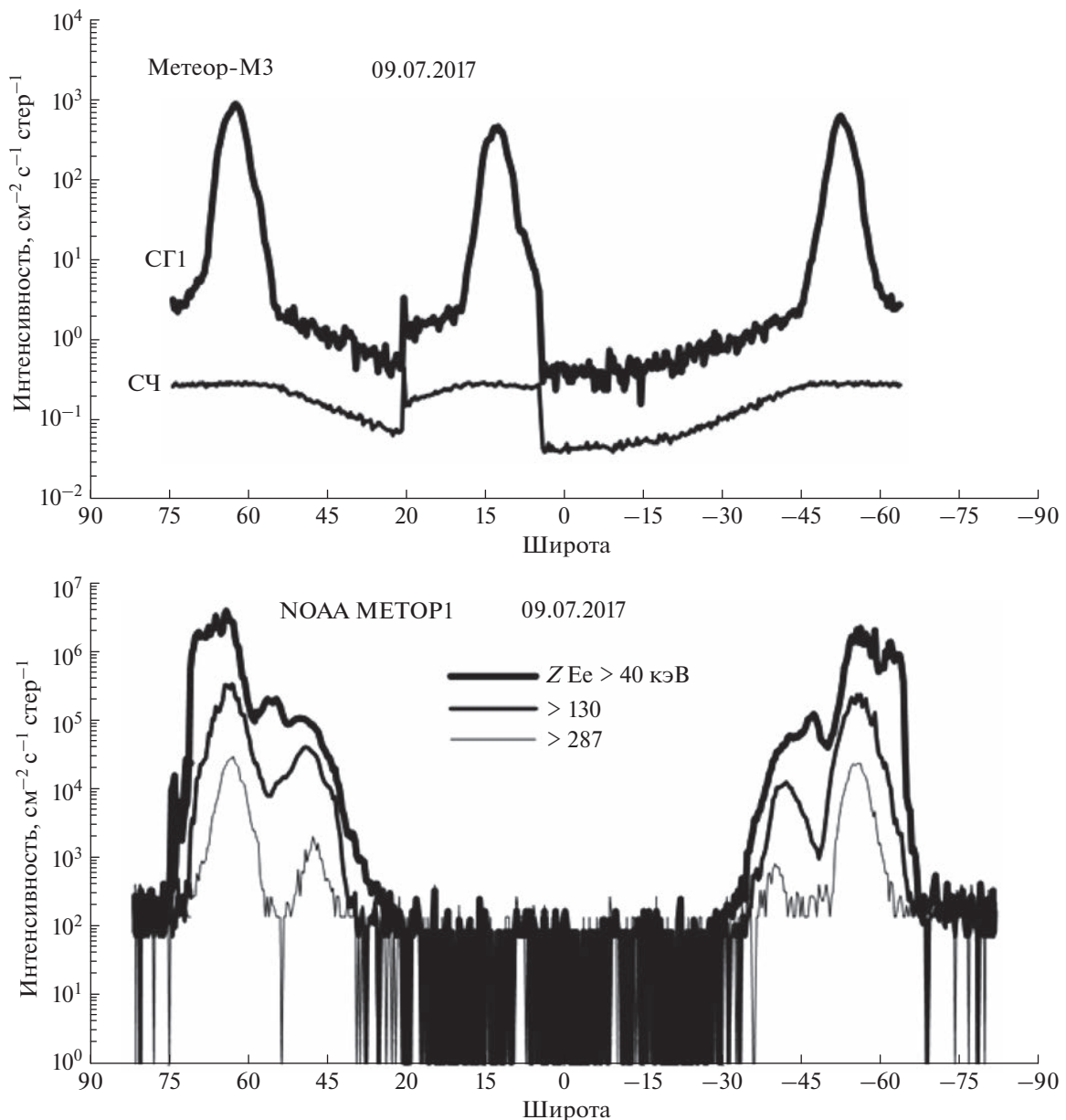


Рис. 5. Показания радиационной аппаратуры ИСЗ “Метеор-М № 2” и ИСЗ МЕТОР-1 во время события 09.07.2017. По оси абсцисс отложена широта точки наблюдения.

го маркера ИСЗ “Метеор-М № 2” (обозначен звездой) нарисован круг радиусом 1770 км. Рядом с каждым ИСЗ (в круглых скобках) показан номер строки из табл. 3, в которой упомянут этот ИСЗ. В правом верхнем углу на рис. 6 представлена схема, на которой все четыре круга, относящихся к ИСЗ “Метеор-М № 2”, наложены друг на друга, образуя один общий круг, в центре которого — маркер ИСЗ “Метеор-М № 2”. При таком наложении траектории двух из пяти американских ИСЗ из табл. 3, присутствующие на карте, попадают внутрь этого круга. Поскольку все американские ИСЗ не зафиксировали событий, эта схе-

ма может иллюстрировать предположение, что соответствующие события, по-видимому, имеют вытянутую вдоль траектории ИСЗ “Метеор-М № 2” форму: примерно в направлении проекции геомагнитных силовых линий на поверхность Земли.

Слева на рис. 7 приведена частота встречаемости (гистограмма) событий в зависимости от B -координаты события, которую мы условно определили как $B = (B_{\text{начало}} + B_{\text{конец}})/2$ (см. табл. 2), а справа на двух рисунках, расположенных один под другим, широтные профили потоков энергичных электронов черенковского счетчика

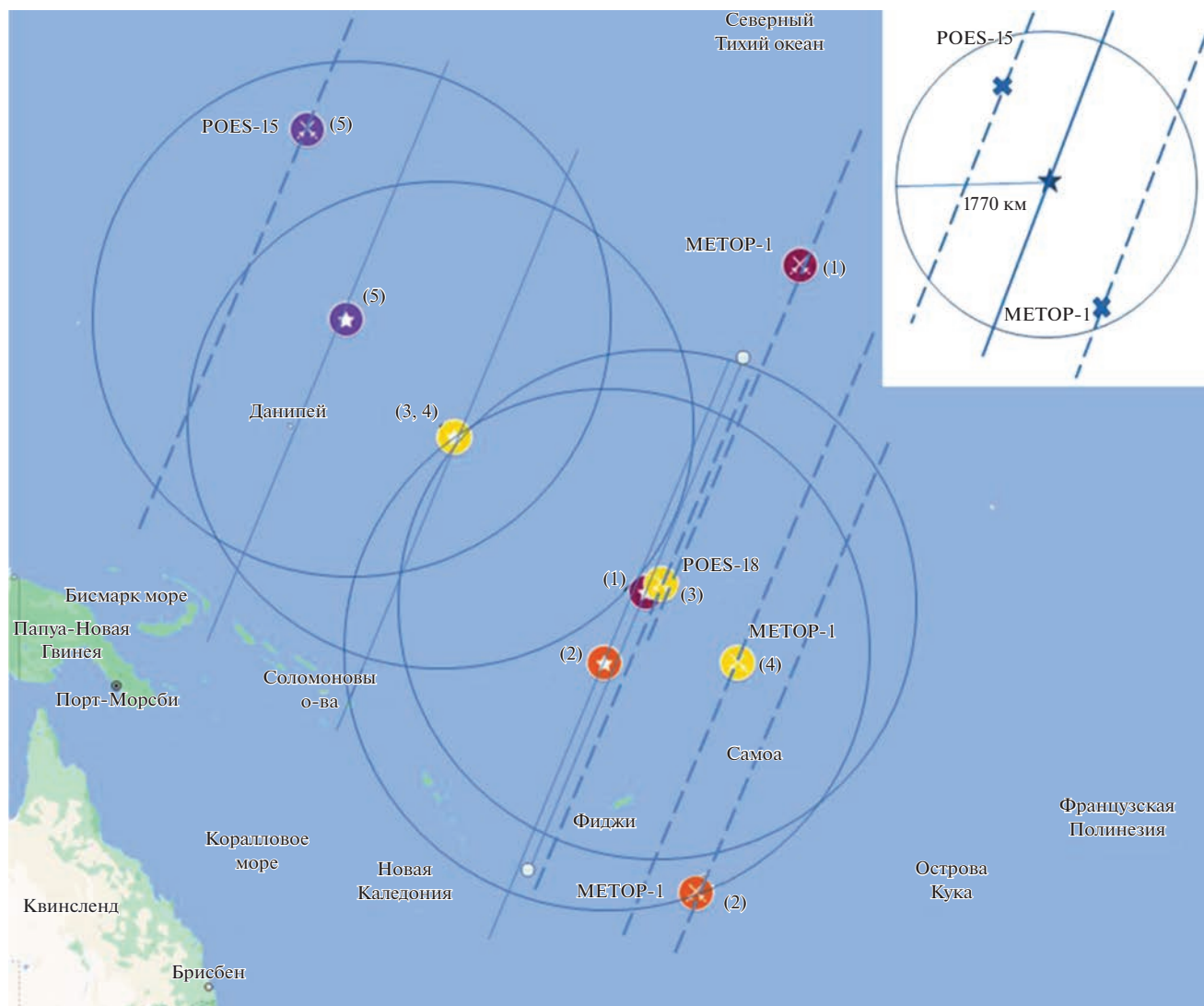


Рис. 6. Карта с траекториями ИСЗ из таблицы 3. В правом верхнем углу — схема, иллюстрирующая тезис о вытянутости формы событий вдоль траектории ИСЗ “Метеор-М № 2”.

вблизи экватора (верхняя правая картинка) и на некотором удалении от него по широте (нижняя правая картинка). Из гистограммы видно, что события чаще происходили при $B \sim 0.25\text{--}0.26$ Гс и при $B \sim 0.31$ Гс. Две картинки справа на рис. 7 расшифровывают гистограмму с учетом роста напряженности геомагнитного поля от экватора с широтой. Правая верхняя картинка на рис. 7 отражает первый пик на гистограмме ($B \sim 0.25\text{--}0.26$ Гс), а правая нижняя картинка на рис. 7 — второй пик на гистограмме ($B \sim 0.31$ Гс).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку значимые потоки энергичных электронов регистрируются на небольших L-оболочках в течение месяцев, а то и лет [Петров и др.

2020], рассматривают различные пути появления электронов на этих оболочках.

Например, внешнюю подпитку таких оболочек могли бы обеспечить высыпания энергичных электронов из зоны захвата (инжекция сверху) при их взаимодействии со свистовыми волнами, генерируемыми в грозных разрядах под ионосферой [Inan et al. 1985; Bortnik et al., 2002]. При этом постулируется утечка сквозь ионосферу в магнитосферу части электромагнитной энергии свистовых волн при их распространении в волноводе земля—ионосфера. Проблемы проникновения свистовых волн вверх через ионосферу не возникает в случае инъекции электронов из высотных грозных разрядов (инжекция снизу) непосредственно в околоземное космическое пространство [Петров и др. 2020]. Основа этой концепции

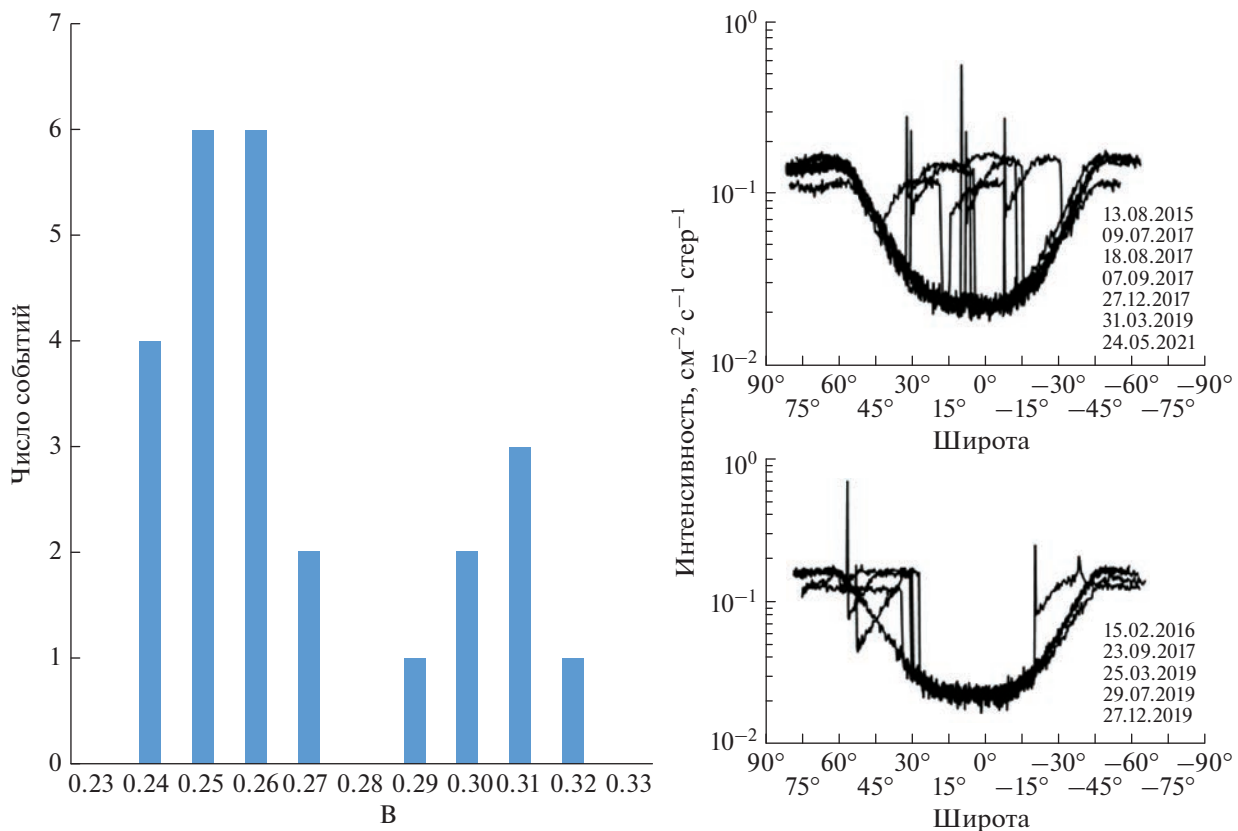


Рис. 7. Частота встречаемости событий при различных V (левая часть рисунка); профили скорости счета черенковского счетчика для некоторых из наблюдаемых событий в зависимости от широты точки наблюдения (правая часть рисунка).

в следующем. Повышенные потоки электронов вблизи геомагнитного экватора “начинают появляться” к востоку от Африки, т.е. там, куда должны дрейфовать электроны, инжектированные над областями высокой грозовой активности в экваториальной Африке. Кроме того количество локальных максимумов потоков электронов существенно увеличивается в областях высокой грозовой активности в Юго-Восточной Азии. К сожалению, эти соображения не помогают при интерпретации обнаруженных нами редких аномальных событий в Океании. Дело в том, что все события были зарегистрированы в западной части Тихого океана (рис. 3) около 21 ч всемирного времени UT, т.е. утром по местному времени. Однако максимум грозовой активности наступает между 15–18 ч местного времени, а минимум — между 6–12 ч [Денисенко, Ляхов, 2021], и время азимутального дрейфа квази-захваченных энергичных электронов вокруг Земли — несколько часов. Поэтому мы предполагаем, что наблюдавшиеся события возникали в результате взаимодействия энергичных электронов внутреннего радиационного пояса с радиоволнами мегагерцо-

вого диапазона, инициированными местными наземными и/или судовыми передатчиками.

Утром (для определенности около 8 ч утра местного времени) критическая частота f_oF2 в спокойных гелиогеофизических условиях составляет от 4.5 до 7 МГц по наблюдениям ионосферных станций (Hobart, Canberra, Salisbury, Brisbane, Vainimo) в Тасмании, на восточном побережье Австралии, в Океании и на Новой Гвинее [Scali and Dyson, 1989]; от 6 до 7 МГц — по наблюдениям ионосферных станций Manila (Филиппины) и Okinawa (Япония) [Akala et al., 2010]; от 5 до 6 МГц — по наблюдениям ионосферной ст. Guam (владение США) [Rastogi, 1959]. Утренняя перестройка ионосферы, которая сопровождается появлением в это время заметных градиентов электронной концентрации, позволяет предположить возникновение благоприятных условий для генерации там стимулированных излучений на субгармониках волн накачки, излучаемых наземными и/или судовыми передатчиками на частотах, близких к критическим — 5–7 МГц. На теоретическую возможность генерации субгармоник в неоднородной плазме указывали [Gradov and Stenflo, 1980], а сгенерированная в ионосфере

первая субгармоника частоты волны накачки была зарегистрирована экспериментально [Derblom et al., 1989]. Прохождение местным утром во внутренний радиационный пояс сигналов наземных передатчиков с частотами десятки кГц (существенно меньших критической частоты 5–7 МГц) блокируется ионосферой [Meredith et al., 2019].

Частоты в диапазоне 5–7 МГц используют станции сухопутных, морских и воздушных подвижных служб, служба стандартных частот и сигналов времени, радиовещательные станции, радиолюбители (https://digital.gov.ru/opendata/7710474375-trpch/table/?utm_referrer=https%3a%2f%2fwww.google.com%2f).

Ничто не запрещает сгенерированным субгармоникам распространяться из ионосферы вверх во внутренний радиационный пояс. Циклотронная частота электронов в поясе ~1 МГц, и утреннее появление мегагерцового радиоизлучения способно за счет циклотронного резонанса спровоцировать там в это время питч-угловую диффузию электронов в конус потерь при баунс-колебаниях. Ларморовский радиус электронов пояса не превосходит нескольких километров, а длина трассы баунс-колебаний таких электронов между точками отражения вдоль геомагнитной силовой линии составляет тысячи километров, что позволяет геометрически ограничиться приближением ведущего центра. Наименьшая энергия регистрируемых в событиях электронов ~100 кэВ ($\beta \approx 0.55$) предполагает релятивистское рассмотрение. Если частота субгармоник больше электронной циклотронной частоты, то в резонанс попадают электроны пояса, которые при баунс-колебаниях удаляются от ионосферной области генерации субгармоник. В этом случае условие циклотронного резонанса записывается в виде:

$$\frac{eB}{m2\pi}(1-\beta^2)^{1/2} = \frac{\Omega}{n}(1-\beta\cos\alpha)(1-\beta^2)^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь $n = 2, 3, 4, \dots$ – номер субгармоники радиоволны накачки (первая, вторая и т.д.); e – элементарный электрический заряд; m – масса покоя электрона; B – величина геомагнитного поля в точке взаимодействия субгармоники и электрона; α – угол между направлением распространения субгармоники и направлением движения ведущего центра электрона; Ω – несущая частота радиоволны накачки; $\beta = v/c$, v – скорость электрона; c – скорость света. Обозначим через:

$$x = \frac{2\Omega m\pi}{neB} > 1. \quad (2)$$

Из (1) следует, что $x > 1$, если $\beta < \cos\alpha$. Из (1) также следует уравнение на β :

$$\beta^2 - \beta x \cos\alpha + x - 1 = 0$$

у которого два корня:

$$\beta_{1,2} = \frac{x}{2} \cos\alpha \pm \left(\frac{x^2 \cos^2\alpha}{4} - x + 1 \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Первый корень (знак “минус” перед круглой скобкой) соответствует относительно небольшим энергиям электронов, при которых электронная циклотронная частота почти не уменьшается, а частота радиоволны уменьшается почти линейно за счет эффекта Доплера. Второй корень (знак “плюс” перед круглой скобкой) соответствует большим энергиям электронов, при которых электронная циклотронная частота резко падает за счет релятивистского увеличения массы электрона, а на доплеровское уменьшение частоты радиоволны начинает влиять релятивистское (в $(1-\beta^2)^{-1/2}$ раз) “растяжение” промежутков времени (частота обратно пропорциональна периоду). Таким образом, для заданных x и α в циклотронный резонанс с субгармоникой попадают сразу две (по энергии) группы электронов внутреннего радиационного пояса (рис. 8). При этом, область допустимых значений α зависит от энергии: чем больше энергия электрона, тем ближе к нулю наибольший угол α , при котором возможен резонанс ($\beta < \cos\alpha$).

Подкоренное выражение положительно

$$\frac{x^2 \cos^2\alpha}{4} - x + 1 > 0$$

если

$$\cos^2\alpha > \frac{4}{x} \left(1 - \frac{1}{x} \right). \quad (4)$$

Из (3) следует, что $0 < \beta_{1,2} < 1$ если

$$\cos\alpha < \frac{2}{x}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) вытекает неравенство:

$$\frac{2}{x} > \left[\frac{4}{x} \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right]^{1/2} \quad (6)$$

которое удовлетворяется при $x < 2$.

Таким образом, $1 < x < 2$, что с учетом (2) ограничивает номера субгармоник n , на которых при заданных значениях Ω и B возможен циклотронный резонанс, неравенством:

$$\frac{\pi m \Omega}{eB} < n < 2 \frac{\pi m \Omega}{eB}. \quad (7)$$

Геомагнитное поле на участках орбиты, где регистрировались события, изменяется от $B_{\min} \sim 0.25$ Гс до $B_{\max} \sim 0.3$ Гс, а частота радиоволн накачки мо-

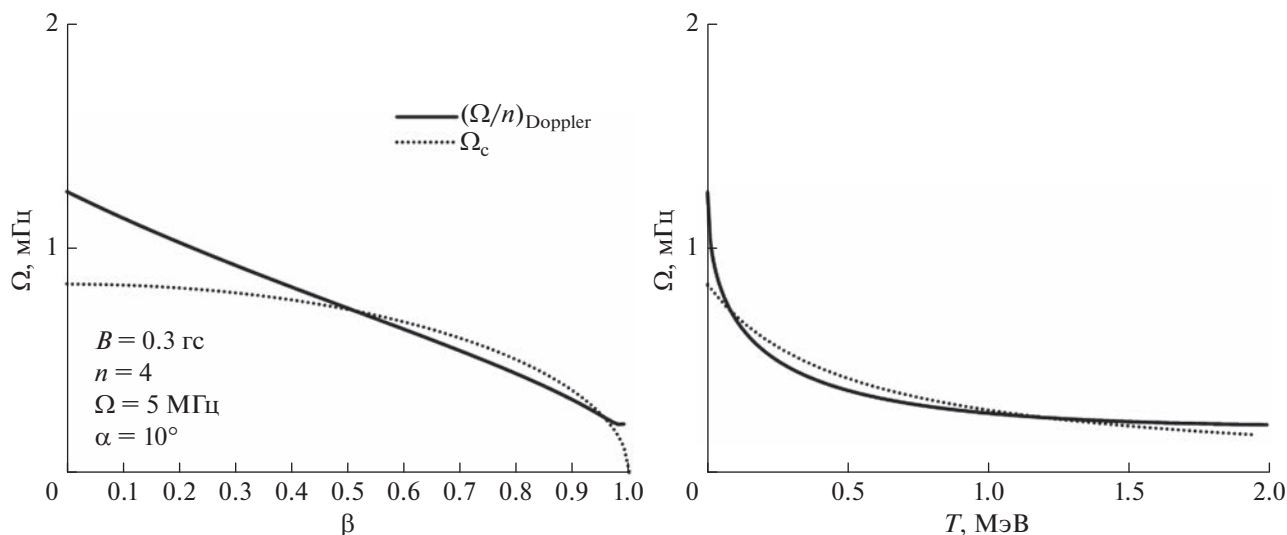


Рис. 8. Зависимость доплеровского сдвига третьей субгармоники частоты волны накачки (правая часть уравнения (1)) и циклотронной частоты (Ω_c) (левая часть уравнения (1)) от β электрона внутреннего радиационного пояса (левая панель). Зависимость доплеровского сдвига третьей субгармоники частоты волны накачки и циклотронной частоты от энергии электрона внутреннего радиационного пояса (правая панель).

жет варьироваться от $\Omega_{\min} \sim 5$ МГц до $\Omega_{\max} \sim 7$ МГц. Тогда

$$\frac{\pi m \Omega_{\min}}{e B_{\min}} = 3.57, \quad \frac{\pi m \Omega_{\min}}{e B_{\max}} = 2.98,$$

$$\frac{\pi m \Omega_{\max}}{e B_{\min}} = 5.00, \quad \frac{\pi m \Omega_{\max}}{e B_{\max}} = 4.17.$$

Из (7) следует, что для $(\Omega_{\min}, B_{\min})$ резонанс возможен при $n = 4, 5, 6, 7$; для $(\Omega_{\min}, B_{\max})$ — при $n = 3, 4, 5$; для $(\Omega_{\max}, B_{\min})$ — при $n = 6, 7, 8, 9, 10$; для $(\Omega_{\max}, B_{\max})$ — при $n = 5, 6, 7, 8$. Видно, что возрастание частоты волны накачки и уменьшение геомагнитного поля сдвигает в сторону увеличения номера субгармоник возможного резонанса. Поскольку мощность радиоизлучения на субгармонике обычно падает с увеличением ее номера, то можно ожидать более эффективной диффузии электронов в конус потерь при резонансе на первых субгармониках. В нашем случае резонансы на второй ($n = 3$) и третьей ($n = 4$) субгармониках представляются наиболее реалистичными, хотя и резонансы на остальных возможных субгармониках формально не запрещены.

В резонансы с субгармониками попадают частицы разных энергий, что и обуславливает регистрацию индуцированных аномальных событий в широком диапазоне энергий. Местным утром критическая частота ионосферы относительно низкая, поэтому резонансы (и, соответственно, аномальное событие) ожидаются скорее утром.

Для полноты заметим, что предлагаемая интерпретация в терминах резонанса на субгармониках не единственна. Все приведенные неслож-

ные математические выкладки не меняются и в другом варианте интерпретации представленных спутниковых наблюдений. В этом другом варианте частота волны передатчика в диапазоне 5–7 МГц, способная утром проникнуть сквозь ионосферу вверх в радиационный пояс, предполагается кратно выше гирочастоты находящегося в поясе электрона (с учетом релятивистского эффекта Доплера). Тогда электрон (в своем циклотронном вращении) окажется в фазе с ускоряющим электрическим полем каждые несколько периодов волны. Увеличение энергии электрона спровоцирует изменение его pitch угла и уход в конус потерь.

Заметим, что, как видно из табл. 2, из 25 наблюдавшихся событий 2 события можно условно отнести к области зазора. Это 25.03.2019 ($L_{\text{начало}} = 3.52$, $L_{\text{конец}} = 1.35$) и 27.12.2019 ($L_{\text{начало}} = 2.94$, $L_{\text{конец}} = 1.27$). В качестве возможной причины возникновения этих двух событий нельзя исключать и развитие циклотронной неустойчивости в зазоре [Ma et al., 2017].

Длительность каждого события составляет примерно 6–8 мин. В зоне связи с наземным комплексом приема, обработки и распространения информации (НКПОР) ИСЗ “Метеор”, при скорости ~ 8 км/с, находится около 10 мин [Макриденко и др., 2008]. Длительность события немного короче времени пребывания ИСЗ в зоне сеанса связи с НКПОР. Это позволяет предположить, что каждое событие регистрируется при нахождении ИСЗ в зоне работы того или иного местного наземного и/или судового передатчика, излучающего на частоте от ~ 5 МГц до ~ 7 МГц. Небольшая разница во времени может быть следствием того,

что в сеансе связи с НКПОР наземная приемная антенна осуществляет автосопровождение ИСЗ, а при пересечении орбитой ИСЗ зоны работы стороннего передатчика автосопровождение отсутствует.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным наблюдений радиационной обстановки в космосе с борта ИСЗ “Метеор-М № 2”, находящегося на солнечно-синхронной круговой орбите высотой ~832 км, выявлено 25 аномальных возрастаний потоков электронов длительностью ~6–8 мин каждое. Эти редкие события зарегистрированы в 2014–2022 гг., в Океании в низких широтах в утренние часы местного времени в спокойных геомагнитных условиях, в энергиях от ~100 кэВ до нескольких МэВ. Потоки электронов в канале черенковского счетчика наблюдались на уровне потоков галактических космических лучей в полярных шапках, а в каналах других счетчиков — на уровне потоков в максимуме внешнего радиационного пояса. Все события наблюдались на нисходящем участке орбиты — при движении ИСЗ из северного полушария в южное. Половина событий произошла вблизи геомагнитного экватора. В моменты регистрации событий с борта ИСЗ “Метеор-М № 2” американские ИСЗ, имеющие схожие по параметрам солнечно-синхронные орбиты, не зафиксировали событий, которые зарегистрировал ИСЗ “Метеор-М № 2”. Это может указывать на то, что соответствующие события, по-видимому, имеют вытянутую вдоль траектории ИСЗ “Метеор-М № 2” форму: примерно в направлении проекции геомагнитных силовых линий на поверхность Земли.

По-видимому, наблюдавшиеся события можно интерпретировать как высыпания электронов из внутреннего радиационного пояса. При баунс-колебаниях электроны попадают в циклотронный резонанс с радиоизлучением, инициированным наземными и/или судовыми передатчиками в утренние часы местного времени.

Мы благодарны двум анонимным рецензентам за сделанные замечания и высказанные предложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Голубков М.Г., Дмитриев А.В., Суворова А.В., Голубков Г.В. Пространственное распределение высыпаний интенсивных потоков быстрых электронов в ионосферу в 23-м и 24-м солнечных циклах // Химич. физика. Т. 41. № 5. С. 84–89. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0207401X22050065>
 — Денисенко В.В., Ляхов А.Н. Сравнение наземных и спутниковых данных о пространственно-временном распределении грозных разрядов при низкой солнечной активности // Солнечно-земная физика. Т. 7.

№ 4. 2021.
<https://doi.org/10.12737/szf-74202112>
 — Космический комплекс гидрометеорологического и океанографического обеспечения “Метеор-3М” с космическим аппаратом “Метеор-М” № 1 (Справочные материалы) (Под редакцией: д. т. н. Макриденко Л.А., д. т. н. Волкова С.Н., д. т. н. Трифонова Ю.В., к. т. н. Горбунова А.В.), Москва, ФГУП “НПП ВНИИЭМ”. С. 142. 2008.
 — Ковтюх А.С., Панасюк М.И. Радиационные пояса Земли. В: коллективной монографии “Плазменная гелиогеофизика” (под ред. Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского) // Физматлит, М. Т. 1. С. 510–534. 2008.
 — Петров В.Л., Богомолов А.В., Богомолов В.В., Калегав В.В., Панасюк М.И., Свертилов С.И., Косенко А.А. Пространственные и временные характеристики потоков электронов субрелятивистских энергий в околоземном космическом пространстве по данным спутника Вернов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 2. С. 152–163. 2020.
 — Таблица распределения полос частот между радиослужбами Российской Федерации в диапазоне частот от 3 кГц до 400 ГГц (Утверждена решением ГКРЧ России от 8.04.1996) https://digital.gov.ru/opendata/7710474375-trpch/table/?utm_referrer=https%3a%2f%2fwww.google.com%2f.
 — Akala A.O., Adedoye A.B., Somoye E.O. Ionospheric foF2 variability over the Southeast Asian sector // Journal of Geophysical Research, V. 115. A09329. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015250>.
 — Bortnik J., Inan U.S., Bell T.F. L dependence of energetic electron precipitation driven by magnetospherically reflecting whistler waves // Journal of Geophysical Research. V. 107. № A8. 1150. 2002. <http://doi.org/10.1029/2001JA000303>
 — Derblom H., Thide B., Leyser T.B., Nordling J.A., Hedberg A., Stubbe P., Kopka H., Rietveld M. Tromso heating experiments: stimulated emission at HF pump harmonic and subharmonic frequencies // J. Geophysical Research. V. 94. Issue A8. P. 10.111–10.120. 1989.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA08p10111>
 — Grachev E.A., Grigoryan O.R., Klimov S.I., Kudela K., Petrov A.N., Schwingenschuh K., Sheveleva V.N., Stetiarova J. Altitude distribution analysis of electron fluxes at L = 1.2–1.8 // Advances in Space Research. V. 36. P. 1992–1996. 2005.
 — Gradov O.M., Stenflo L. Nonlinear subharmonic generation in nonuniform plasmas // Plasma Physics. V. 22. Issue 7. P. 727–732. 1980.
 — Grigoryan O.R., Panasyuk M.I., Petrov V.L., Sheveleva V.N., Petrov A.N. Spectral characteristics of electron fluxes at L < 2 under the Radiation Belts // Advances in Space Research. V. 42. P. 1523–1526. 2008.
 — Inan U.S., Carpenter D.L., Helliwell R.A., Katsufakis J.P. Sunionospheric VLF/LF phase perturbations produced by lightning-induced particle precipitation // J. Geophysical Research. V. 90. P. 7457–7469. 1985.
 — Ma Q., Li W., Thorne R.M., Bortnik J. et al. Diffusive transport of several hundred keV electrons in the Earth’s slot region // J. Geophysical Research: Space Physics. V. 122. P. 10235–10246. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024452>

- *Meredith N.P., Horne R.B., Clilverd M.A., Ross J.P.* An investigation of VLF transmitter wave power in the inner radiation belt and slot region // *J. Geophysical Research: Space Physics*. V. 124. P. 5246–5259. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2019JA026715>
- *Rastogi R.G.* The diurnal development of the anomalous equatorial belt in the F2 region of the ionosphere // *J. Geophysical Research*. V. 64. № 7. P. 727–732. 1959.
- *Scali J.L., Dyson P.L.* Behavior of the F2 layer at mid-latitudes. in: *Solar-Terrestrial Predictions: Proceedings of a Workshop at Leura, Australia October 16–20, Volume 2: geomagnetic and space environment papers and ionospheric papers* (ed. R.J. Thompson, D.G. Cole, P.J. Wilkinson, M.A. Shea, D. Smart, G. Heckman), Air Force Geophysics Laboratory, Bedford, Massachusetts, IPS Radio and Space Services, Chatswood, NSW 2057, Australia, U.S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, Environmental Research Laboratories, Boulder, Colorado, P. 352–366. 1989.
- *Suvorova A.V., Dmitriev A.V., Parkhomov V.A.* Energetic electron enhancements under the radiation belt ($L < 1.2$) during a non-storm interval on 1 August 2008 // *Annales Geophysicae*. V. 37. P. 1223–1241. 2019.
<https://doi.org/10.5194/angeo-37-1223-2019>

ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ДЖЕТА: СТРАТИФИЦИРОВАННЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДЖЕТ

© 2023 г. А. А. Синеви^{1, 2, *}, А. А. Чернышов¹, Д. В. Чугунин¹,
М. М. Могилевский¹, В. Я. Милох³

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

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

³Факультет физики, Университет Осло, Осло, Норвегия
*e-mail: sinevichaa@cosmos.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 05.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Представлены результаты исследования мелкомасштабной внутренней структуры поляризационного джета на основе спутниковых данных с использованием вейвлет-преобразования параметров ионосферной плазмы. Определены минимальные размеры мелкомасштабных неоднородностей температуры и концентрации электронов. Скорее всего, любой поляризационный джет является стратифицированным, как следует из используемой в данной работе выборки. Показано, что вейвлет-преобразование является удобным инструментом для исследования внутренней мелкомасштабной структуры поляризационного джета, причем неоднородности лучше видны по спектрограммам мощности электронной температуры, чем электронной концентрации.

DOI: 10.31857/S0016794023600333, EDN: WWPPWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризационный джет (ПД) [Galperin et al., 1974], или Subauroral Ion Drift (SAID) [Spiro et al., 1979], представляет собой узкую (1° – 2° широты) полосу сильного дрейфа (более 1 км/с) ионов за запад на высотах области F субавроральной ионосферы. Значительная скорость дрейфа ионов в полосе ПД может приводить к различным структурным изменениям в субавроральной ионосфере, что, в свою очередь, влияет на распространение в ней радиоволн и отражается на космической погоде. На настоящий момент изучению свойств и механизмов генерации ПД посвящено большое количество научных исследований как по данным измерений спутников (in-situ), так и по наземным радарам и цепочкам ионосферных станций (например, [Anderson et al., 1991, 1993; Karlsson et al., 1998; Figueiredo et al., 2004; Mishin et al., 2017; He et al., 2012; Wang et al., 2012; Халипов и др., 2016a; Horvath and Lowell, 2021; Степанов и др., 2017; Бондарь и др., 2005; Синеви¹ и др., 2021a, б]). Несмотря на то, что экспериментальные и теоретические исследования ПД ведутся уже несколько десятков лет, его свойства и природа до конца не изучены, и изучение этого яв-

ления до сих пор остается одной из актуальных и важных задач физики ионосферы.

На сегодняшний день недостаточно изученной является внутренняя мелкомасштабная структура ПД. Поскольку ПД имеет относительно небольшой пространственный размер (1° – 2° широты), исследование его внутренней структуры с помощью наземных средств практически невозможно, а исследование с помощью спутниковых данных затруднено недостаточно высокой пространственной частотой опроса приборов, установленных на борту спутников. В данной работе для исследования внутренней мелкомасштабной структуры ПД используются данные измерений спутника NorSat-1, запущенного в 2017 г. на солнечно-синхронную орбиту (00 ч местного магнитного времени (MLT – Magnetic Local Time)) на высоту ~600 км. Его особенностью является установленный на борту многоигольный зонд Ленгмюра (m-NLP) [Hoang et al., 2018; Chernyshov et al., 2020], пространственная частота опроса параметров плазмы которого составляет до 1 кГц (частота опроса приборов, используемых ранее – единицы Гц). Кроме того, в представленной работе, для явного доказательства существования ПД во время геомагнитной активности использу-

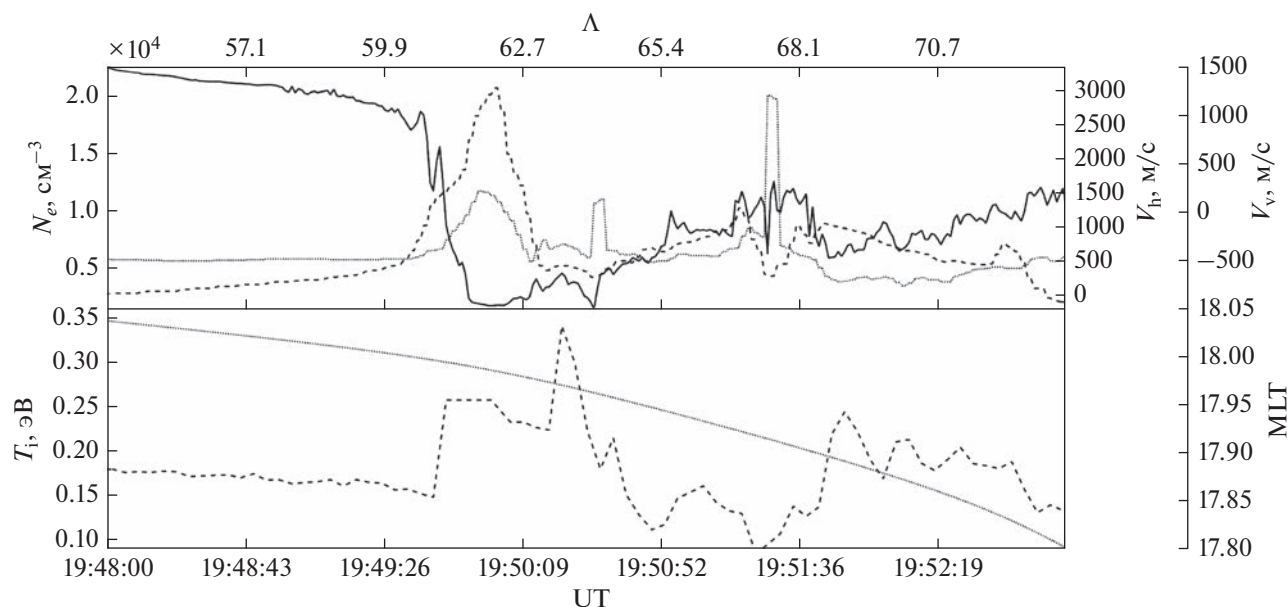


Рис. 1. Верхняя панель — изменение концентрации электронов (сплошная линия), горизонтальной скорости дрейфа ионов (штриховая линия) и вертикальной скорости дрейфа ионов (пунктирная линия) от геомагнитной широты на высоте ~ 850 км (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника DMSP F-18 во время геомагнитного события 18.03.2018 г. в 19 UT. Нижняя панель — изменение MLT (пунктирная линия) и температуры ионов (штриховая линия) по данным спутника DMSP F-18.

ются данные спутниковой миссии DMSP, проводившей измерения скоростей дрейфа ионов на высоте ~ 850 км.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе рассмотрено четыре геомагнитных события: 16.03.2018 г., 18.03.2018 г., 10.04.2018 г. и 09.04.2018 г. Из этих четырех событий в двух, а именно 18.03.2018 г. и 10.04.2018 г., присутствуют данные пролетов спутников DMSP F-18 и F-16. Спутник NorSat-1 не оборудован средствами измерения электрических полей или скорости дрейфа ионов, поэтому подтвердить наличие ПД как узкой полосы дрейфа ионов во время рассматриваемого геомагнитного события возможно только по косвенным признакам. Эти признаки известны из научной литературы. Это — провал электронной концентрации, пространственно совпадающий с подъемом электронной температуры во время развития ПД [Anderson et al., 1991], расположение этого провала на полярной стенке ГИП [Anderson et al., 1991] в субавроральной области в вечернем и полуночном секторах MLT [Spiro et al., 1979]. Для явного подтверждения наличия ПД в рассматриваемом геомагнитном случае необходимы измерения электрических полей или скорости дрейфа ионов. Во время магнитных возмущений 18.03.2018 г. и 10.04.2018 г. присутствуют данные измерений скоростей дрейфа с дрейфметров [Rich, 1994], установленных на спутниках DMSP

F-18 и F-16 во время пролета ими субавроральных широт в секторе вблизи 18 MLT.

На рис. 1 представлены результаты измерений спутника DMSP F-18 в Северном полушарии во время геомагнитного события 18.03.2018 г. в 19 UT. На верхней панели рис. 1 на участке геомагнитных широт 61° – 62.7° в секторе 18 MLT наблюдается провал концентрации электронов, совпадающий с ростом скорости горизонтального дрейфа ионов до 3 км/с и скорости вертикального дрейфа до 200 м/с. На нижней панели рис. 1 на участке 61° – 64° располагается подъем температуры ионов в это время. Необходимо отметить, что пространственное совпадение провала концентрации электронов, роста горизонтальной скорости дрейфа ионов выше 1 км/с [Spiro et al., 1979; Anderson et al., 1991], роста вертикальной скорости дрейфа ионов выше 50–150 м/с [Халипов и др., 2016] и роста температуры ионов [Anderson et al., 1991] в вечернем секторе MLT явно говорит о присутствии в данной области поляризационного джета (ПД). Поскольку ПД растянут вдоль границы высыпаний низкоэнергичных электронов (Soft Electron Boundary — SEB) с 18 до 02 ч MLT [Spiro et al., 1979], присутствие ПД на 18 MLT подтверждает присутствие ПД на 00 MLT, где спутник NorSat-1 проводил измерения.

На рис. 2 показаны измерения спутника NorSat-1 во время геомагнитной активности 18.03.2018 г. в 19 UT. На верхней панели рисунка на участке геомагнитных широт с 52.5° до 50.5° рас-

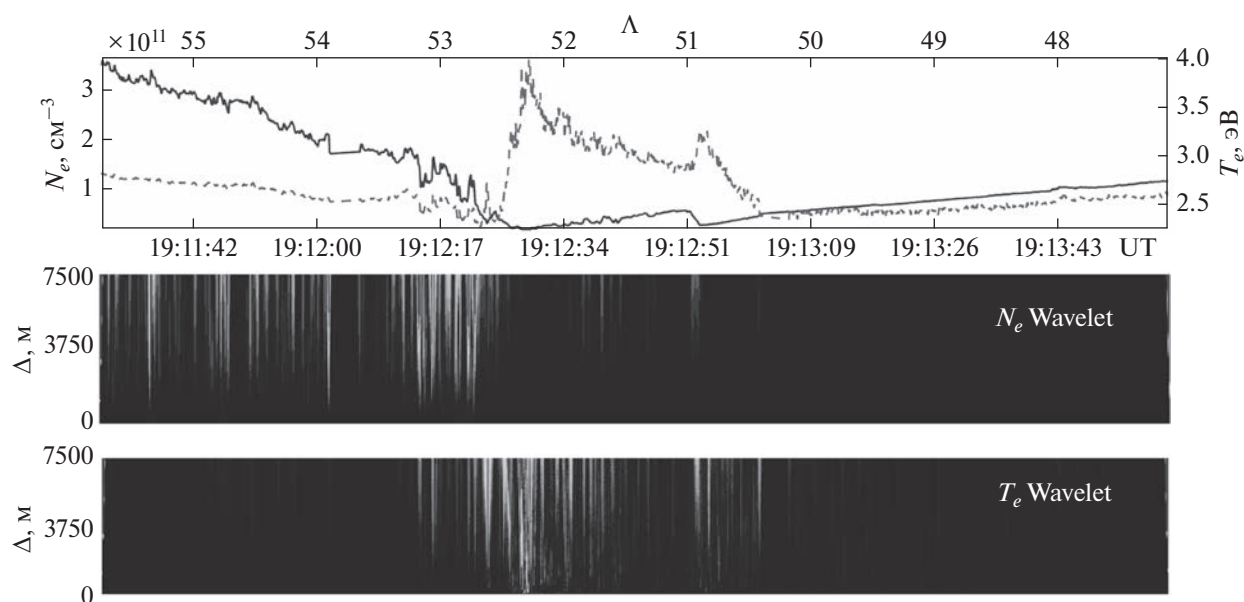


Рис. 2. Верхняя панель — изменение плотности электронов (сплошная линия), температуры электронов (штриховая линия) от геомагнитной широты (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника NorSat-1 во время геомагнитного события 18.03.2018 г. в 19 UT. Средняя панель — спектрограмма мощности вейвлет-преобразования электронной концентрации по данным спутника NorSat-1. Нижняя панель — спектрограмма мощности вейвлет-преобразования электронной температуры по данным спутника NorSat-1.

положен ПД, который виден на рисунке как провал электронной концентрации в 2–3 раза со стороны Северного полюса в направлении экватора, совпадающий с ростом электронной температуры в ~ 1.5 раза. На средней панели рис. 2 представлена спектрограмма мощности вейвлет-преобразования электронной концентрации по наблюдениям спутника NorSat-1. В качестве базисной вейвлет-функции в данном исследовании используется вейвлет-функция Хаара (часто рассматривается как частный случай вейвлета Добеши первого порядка). Вейвлеты Хаара ортогональны, обладают компактным носителем, хорошо локализованы в пространстве и не являются гладкими [Naag, 1909]. Считается, что вейвлет Хаара оптимален для описания резких изменений в сигнале, когда имеются градиенты и разрывы в значениях, а также в задачах поиска экстремумов сигнала. Участок повышенной интенсивности на промежутке 53.5° – 52.5° связан с резким перепадом значения концентрации на полярной стенке ГИП. На нижней панели рис. 2 приведена спектрограмма мощности вейвлет-преобразования электронной температуры по данным спутника NorSat-1. На данной спектрограмме наблюдается два участка повышения интенсивности неоднородностей температуры с пространственными размерами вплоть до 1000–350 м на экваториальном участке и до нескольких сотен метров на полярном участке. Данные участки пространственно совпадают с участками повышения температуры

электронов и локальными провалами электронной концентрации внутри ПД на геомагнитных широтах 52.5° – 51.7° и 51° – 50.5° .

Следует отметить, что расположение ПД во время данного геомагнитного события различается по широте по данным спутников DMSP F-18 и NorSat-1 на $\sim 10^\circ$. Это можно объяснить тем, что средняя геомагнитная широта ПД уменьшается с увеличением MLT в сторону полуночного и утреннего секторов со скоростью $\sim 0.55^\circ$ в ч MLT по данным спутника Freja, как отмечено в работе [Karlsson et al., 1998, панель 1], и со скоростью $\sim 0.7^\circ$ в ч MLT по радарным данным [Foster and Vo, 2002] для SAPS (Subauroral Polarization Stream), который часто находится на тех же широтах. Пролет DMSP F-18 находится в секторе 18 MLT, а NorSat-1 — в секторе 00 MLT, поэтому скорость уменьшения геомагнитной широты в рассматриваемом случае составляет $\sim 1.6^\circ$ в ч MLT. Примечательно, что она более чем в два раза превышает скорость, указанную в предыдущих исследованиях. Кроме того, необходимо также отметить, что положение DMSP приводятся в исправленных геомагнитных координатах AACGM (Altitude adjusted corrected geomagnetic), в то время как координаты спутника NorSat-1 определяются, используя дипольное приближение. Это также может давать расхождение в геомагнитных координатах между спутниками.

В работе Sinevich et al. [2023] по данным спутника NorSat-1 также был исследован ПД во время

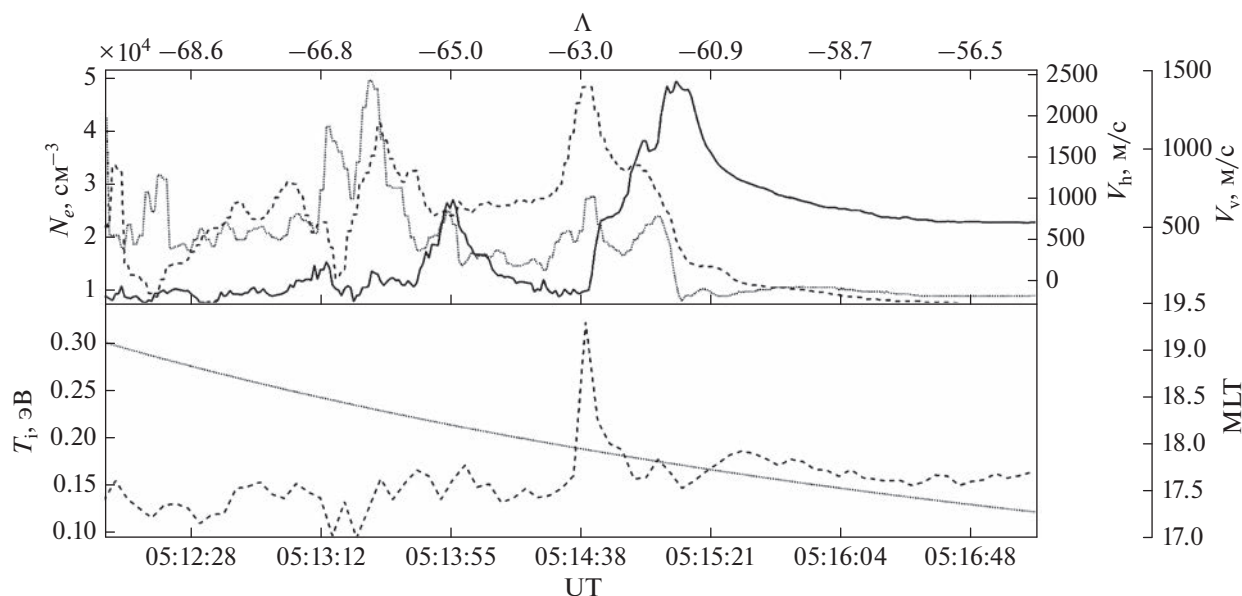


Рис. 3. Верхняя панель — изменение плотности электронов (сплошная линия), горизонтальной скорости дрейфа ионов (штриховая линия) и вертикальной скорости дрейфа ионов (пунктирная линия) от геомагнитной широты (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника DMSP F-16 во время геомагнитного события 10.04.2018 г. в 05 UT. Нижняя панель — изменение MLT (пунктирная линия) и температуры ионов (штриховая линия) по данным спутника DMSP F-16.

геомагнитного события 18.03.2018 г. с помощью параметров $\Delta N/N$ и $\Delta T/T$. Исследование показало, что этот ПД представляет собой СПД (SSAID — Stratified Subauroral Ion Drift, СПД — стратифицированный поляризационный джет) и состоит из двух крупных страт ПД (PJS — Polarization Jet Stratum, страта поляризационного джета) в электронной температуре и концентрации.

Участки повышения интенсивности неоднородностей на нижней панели рис. 2 на спектрограмме мощности вейвлет-преобразования электронной температуры подтверждают наличие крупных страт ПД внутри данного ПД, который, следовательно, является СПД. Таким образом, на примере данного события показано, что использование вейвлет-преобразования применимо для исследования внутренней структуры СПД, в частности, крупных страт ПД, как минимум по данным электронной температуры. Кроме того, анализ спектрограмм вейвлет-преобразования позволяет оценить минимальный пространственный размер неоднородностей внутри страт ПД.

Рис. 3 демонстрирует данные измерений спутника DMSP F-16 во время геомагнитного события 10.04.2018 г. в 05 UT. На участке геомагнитных широт от -63.5° до -62.6° в секторе 18 MLT внутри провала электронной концентрации располагается подъем горизонтальной скорости дрейфа ионов до ~ 2300 м/с, пространственно совпадающий с ростом вертикальной скорости дрейфа ионов до ~ 600 м/с. Стоит отметить, что на ниж-

ней панели рисунка на вышеупомянутом участке широт наблюдается заметный рост температуры ионов в ~ 2 раза относительно фонового уровня. Все вышеуказанные характеристики указывают на тот факт, что во время геомагнитного события 10.04.2018 г. в 05 UT в вечернем секторе MLT присутствовал ПД.

На рис. 4 приведены результаты измерений спутника NorSat-1 10.04.2018 г. в 05 UT. На верхней панели рисунка на геомагнитных широтах 56.4° – 55.5° находится ПД, представляющий собой провал электронной концентрации ниже фонового уровня, совпадающий с подъемом электронной температуры. При этом на верхней панели различимы два отдельных участка провала электронной концентрации и подъема температуры на геомагнитных широтах 56.4° – 55.9° для полярного участка и на 55.9° – 55.5° — для экваториального. Данные участки представляют собой страты ПД несмотря на то, что размер данных участков (0.5° и 0.4° широты) несколько больше типичного размера крупных страт ПД (0.2° – 0.3° широты) [Sinevich et al., 2023]. Таким образом, рассматриваемый ПД является СПД. На средней панели рис. 4 на спектрограмме вейвлет-преобразования электронной концентрации плохо видны мелкомасштабные неоднородности внутри СПД. Это связано с тем, что резкий спад электронной концентрации на экваториальной границе высыпаний (полярная граница ГИП) имеет большую амплитуду в вейвлет-преобразовании, на фоне

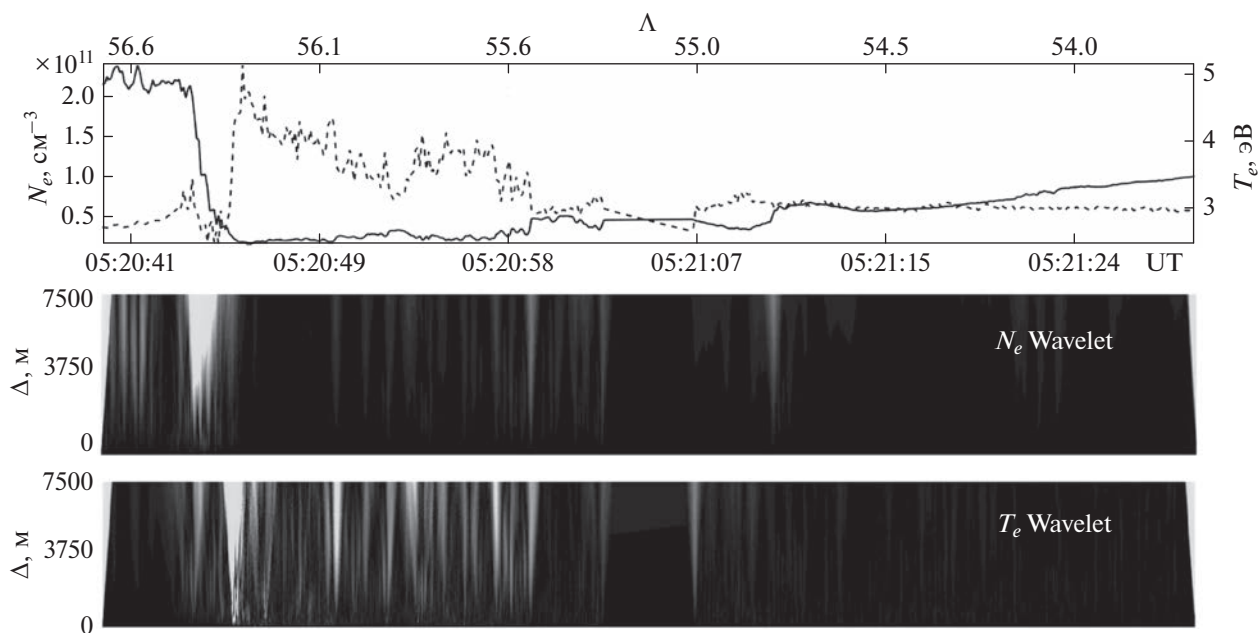


Рис. 4. Верхняя панель — изменение плотности электронов (сплошная линия), температуры электронов (штриховая линия) от геомагнитной широты (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника NorSat-1 во время геомагнитного события 10.04.2018 г. в 05 UT; Средняя панель — спектрограмма мощности вейвлет-преобразования электронной концентрации по данным спутника NorSat-1. Нижняя панель — спектрограмма мощности вейвлет-преобразования электронной температуры по данным спутника NorSat-1.

которой мелкие неоднородности не заметны глазом. Однако, на нижней панели рис. 4, на которой представлена спектрограмма вейвлет-преобразования электронной температуры, хорошо видно внутри СПД несколько десятков мелких страт ПД. Размеры неоднородностей температуры внутри страт ПД варьируются от сотен метров до километра.

Расположение ПД по данным DMSP F-16 и NorSat-1 во время геомагнитного случая 10.04.2018 г. отличается на 7.1° широты. Интересен тот факт, что скорость уменьшения геомагнитной широты с увеличением MLT в данном случае составляет $\sim 1.18^\circ$ в ч MLT, что меньше, чем во время предыдущего рассмотренного события, и ближе к значениям, указанным ранее в научной литературе [Karlsson et al., 1998; Foster and Vo, 2002].

Результаты измерений спутника NorSat-1 для пролетов во время геомагнитных возмущений 16.03.2018 г. и 09.04.2018 г. представлены на рис. 5 и рис. 6 соответственно. Как было указано выше, данные измерений скоростей дрейфа ионов для этих двух событий не представлены, поскольку во время данных геомагнитных событий отсутствуют данные пролетов спутников программы DMSP с подходящими параметрами орбиты. Таким образом, в данных случаях подтверждение наличия ПД в рассматриваемые моменты времени возможно только на основании многих предыдущих исследований ПД по известным признакам. К ним

относят пространственное совпадение провала электронной концентрации и электронной температуры на типичных для ПД субавроральных широтах в ГИП в вечернем и полуночном секторах MLT. Это было сделано ранее в научной литературе на основе большой статистики с использованием различных спутниковых данных (например, [Spiro et al., 1979; Anderson et al., 1991; Karlsson et al., 1998]).

Согласно предыдущим работам, ПД располагается внутри ГИП [Spiro et al., 1979] экваториальнее границы крупномасштабной ионосферной конвекции [Galperin et al., 1974; Smiddy et al., 1977]. Часто ПД располагается на полярной границе ГИП [Galperin, 2002]. На верхней панели рис. 5 на 54.5° наблюдается резкое падение электронной концентрации в ~ 3 – 4 раза относительно фонового уровня авроральных широт при движении от Южного полюса в сторону экватора. Провал электронной концентрации простирается в сторону экватора до $\sim 53^\circ$, при этом экваториальная граница провала гораздо менее резкая, чем полярная, поэтому ее положение не определено. ГИП располагается на субавроральных геомагнитных широтах 50° – 70° , его полярная стенка обычно более резкая, чем экваториальная, и падение электронной концентрации относительно фона внутри провала составляет от 3 до 10 раз [Muldrew, 1965; Ahmed et al., 1979; Moffet and Qegan, 1983]. Таким образом, можно утверждать, что спут-

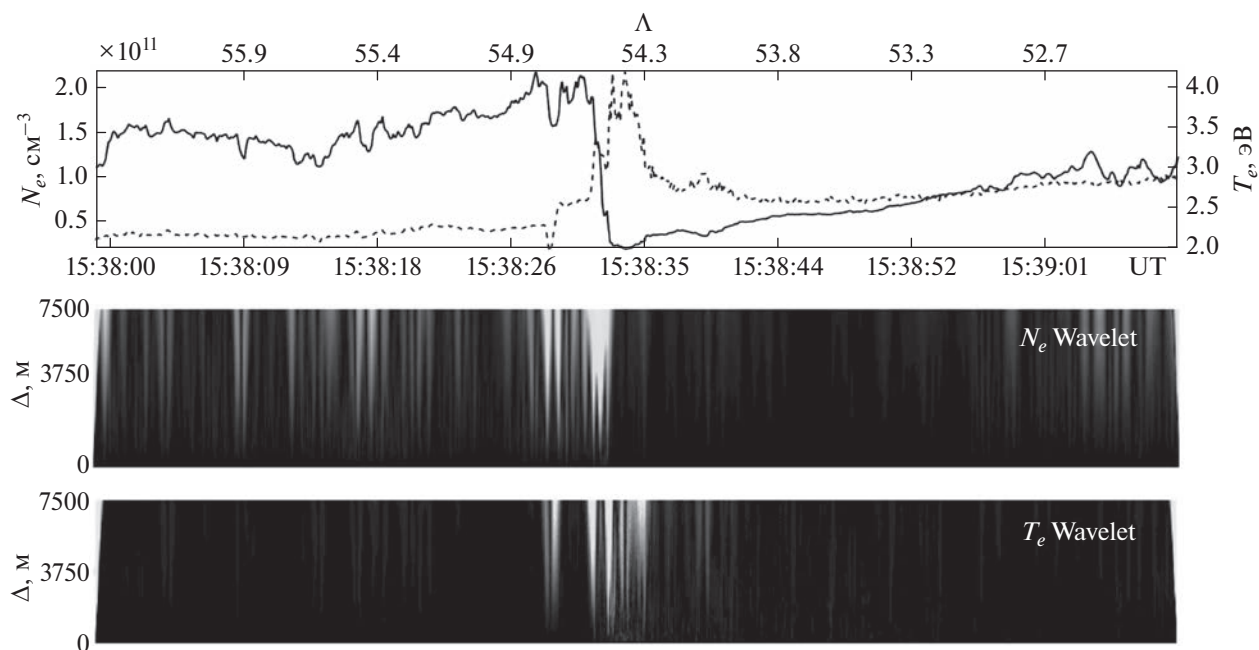


Рис. 5. Верхняя панель — изменение концентрации электронов (сплошная линия), температуры электронов (штриховая линия) от геомагнитной широты (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника NorSat-1 во время геомагнитного события 16.03.2018 г. в 15 UT. Средняя панель — спектрограмма вейвлет-преобразования электронной концентрации по данным спутника NorSat-1. Нижняя панель — спектрограмма вейвлет-преобразования электронной температуры по данным спутника NorSat-1.

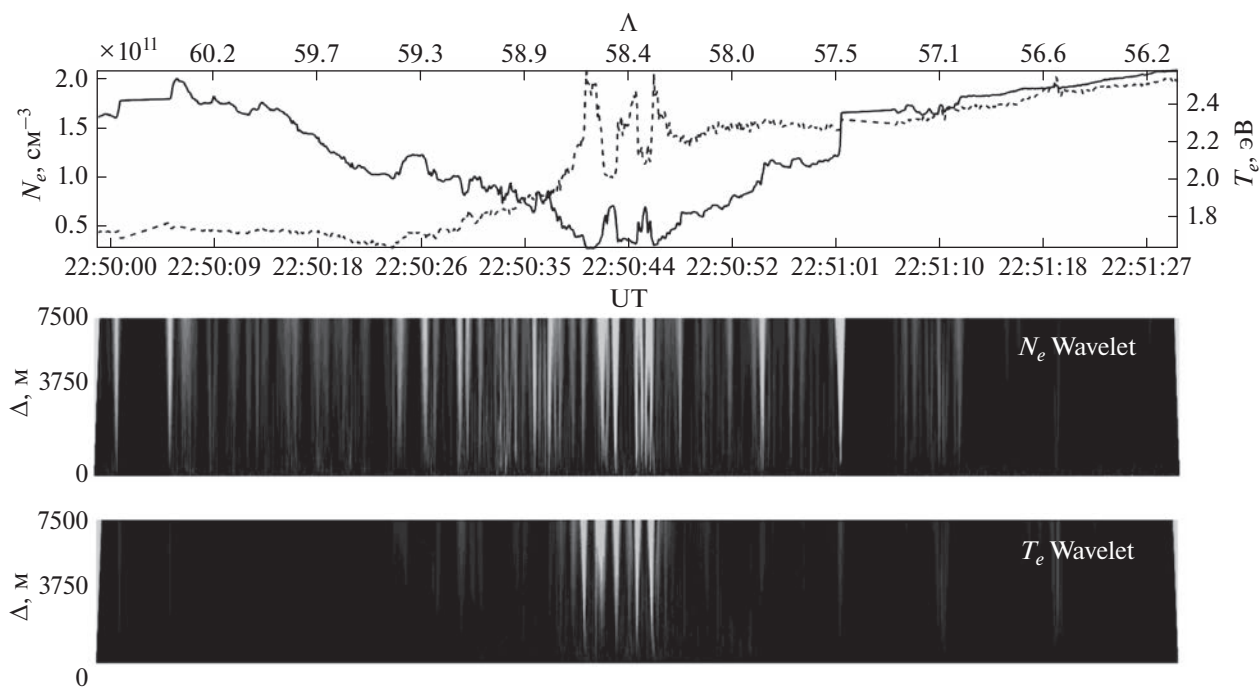


Рис. 6. Верхняя панель — изменение плотности электронов (сплошная линия), температуры электронов (штриховая линия) от геомагнитной широты (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника NorSat-1 во время геомагнитного события 09.04.2018 г. в 22 UT; Средняя панель — спектрограмма вейвлет-преобразования электронной концентрации по данным спутника NorSat-1. Нижняя панель — спектрограмма вейвлет-преобразования электронной температуры по данным спутника NorSat-1.

ник NorSat-1 16.03.2018 г. в 15 UT пересекал ГИП на геомагнитных широтах 54.5° – 53° . Внутри ГИП на его полярной стенке наблюдается углубление провала электронной концентрации на участке геомагнитных широт 54.5° – 54.3° , пространственно совпадающее с ростом электронной температуры в ~ 2 раза. Наличие подобной структуры электронной концентрации и температуры на полярной стенке ГИП на субавроральных широтах в полуночном секторе (00 MLT) четко указывает на то, что данная структура представляет собой ПД.

На средней панели рис. 5 представлена спектрограмма вейвлет-преобразования электронной концентрации по данным спутника NorSat-1 во время геомагнитной активности 16.03.2018 г. в 15 UT. Участок высокой интенсивности на интервале 54.7° – 54.5° связан с резким падением электронной концентрации на полярной стенке ГИП. Как и во время геомагнитных событий 18.03.2018 г., 10.04.2018 г. (рис. 2 и 4 соответственно), рассмотренных выше, на спектрограмме вейвлет-преобразования электронной концентрации плохо видно наличие страт ПД внутри СПД, как и наличие мелкомасштабных флуктуаций внутри страт ПД. На нижней панели рис. 5 на геомагнитных широтах ПД (54.5° – 54.3°), являющегося СПД, хорошо заметно, что имеется около десятка мелких страт ПД, при этом минимальный пространственный размер неоднородностей электронной температуры меньше у полярной стенки СПД и составляет десятки-сотни метров, в то время как у экваториальной стенки неоднородности составляют несколько сотен метров и больше. Следует обратить внимание на относительно небольшой пространственный размер рассматриваемого СПД – 0.2° широты, данная ширина является типичной для крупных страт ПД [Sinevich et al., 2022].

На верхней панели рис. 6 располагается широкий (от 60° до 57.5° геомагнитной широты) провал электронной концентрации. Расположение на субавроральных широтах и пространственный размер по широте (2.5° широты) свидетельствует о том, что данный провал представляет собой ГИП. Следует отметить отсутствие резкой полярной стенки ГИП. ПД во время данного геомагнитного события находится в нижней точке ГИП и совпадает с подъемом электронной температуры на участке геомагнитных широт 58.74° – 58.16° , внутри которого заметно три участка падения концентрации, совпадающих с ростом электронной температуры и являющихся крупными стратами ПД, на 58.74° – 58.48° , 58.48° – 58.32° и 58.32° – 58.17° геомагнитных широтах. На средней панели наблюдается большое количество участков неоднородностей электронной концентрации и температуры, большое количество из которых отражает наличие мелкомасштабных неоднородностей в ГИП. Внутри СПД пространственный размер неоднородностей электронной концентрации до-

стигает десятков метров. На нижней панели рис. 6 по спектрограмме вейвлет-преобразования электронной температуры наблюдается наличие около десятка мелких страт ПД, минимальный пространственный размер неоднородностей в которых составляет сотни метров.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной статье исследована внутренняя структура СПД по четырем отдельным случаям обнаружения ПД во время геомагнитной активности 16.03.2018 г., 18.03.2018 г., 10.04.2018 г. и 09.04.2018 г. по данным спутников NorSat-1, DM-SP F-16 и F-18. Во время каждого из рассмотренных событий внутри ПД были обнаружены страты ПД, следовательно, все рассмотренные ПД представляют собой СПД.

При анализе нестационарных сигналов ограниченной длины удобно использовать оконное Фурье- и вейвлет-преобразование. Согласно принципу неопределенности, применяя оконное преобразование Фурье, добиться сколько-нибудь значительной локализации мощности сигнала во времени можно только за счет потери локализации спектральной функции по частоте. Это справедливо и для вейвлет-преобразования, однако преимущество вейвлет-преобразования заключается в большей гибкости базисных функций, так как размер частотно-временных окон в этом случае не является фиксированным. Это позволяет одновременно и локализовать во времени резкие градиенты или разрывы в сигнале, и выполнять достаточно детальный частотный анализ на большом временном промежутке, имея один и тот же набор базисных функций. В терминах традиционного анализа сигналов фильтры, связанные с оконным преобразованием Фурье, называют фильтрами с постоянной полосой пропускания, тогда как вейвлеты можно рассматривать как фильтры с постоянной относительной полосой пропускания, поскольку их ширины по обеим переменным линейно зависят от их положения [Дремин и др., 2001]. Применение вейвлет-анализа нашло широкое практическое применение в разнообразных задачах физики околоземного пространства (например, [Головчанская и др., 2012; Chernyshov et al., 2013, 2017; Чернышов и др., 2013; Чугунин и др., 2020; Lund, 2010]). В данной работе для исследования мелкомасштабной структуры ПД использовалось вейвлет-преобразование, базисная функция которого является функцией Хаара. Считается, что данная базисная функция наиболее подходит для определения резких градиентов, а также разрывов сигнала. В настоящем исследовании по спектрограммам мощности вейвлет-преобразования наблюдаются мелкие страты ПД и неоднородности параметров плазмы внутри них. При этом, как правило, стра-

ты ПД по электронной температуре наблюдаются лучше, чем по электронной концентрации. Это связано с тем, что перепад значения у резкой полярной стенки ПД электронной концентрации имеет высокую амплитуду в вейвлет-преобразовании, на фоне которого плохо заметны более мелкие структуры внутри ПД.

По спектрограммам вейвлет-преобразования наблюдается наличие неоднородностей температуры и концентрации внутри мелких страт ПД с пространственными размерами от нескольких км до десятков метров. Следует отметить, что минимальный пространственный размер неоднородностей электронной температуры меньше, чем электронной концентрации. Кроме того, минимальный размер неоднородностей внутри СПД меньше у его полярной стенки, где, как правило, расположен самый глубокий провал электронной концентрации внутри ПД и ГИП, как было отмечено в публикации [Galperin, 2002].

Механизм возникновения настолько мелких структур, как неоднородности параметров плазмы внутри страт ПД размером в десятки-сотни метров, в настоящий момент остается слабо изученным вопросом. Механизм формирования страт ПД и мелкомасштабных неоднородностей внутри них может быть тем же, что отвечает за формирование самого ПД, но на гораздо меньших пространственных масштабах.

На сегодняшний день существует несколько теорий генерации ПД. Наиболее часто в настоящий момент в научной литературе упоминается три возможных механизма возникновения ПД: генератор тока, генератор напряжения и модель короткого замыкания. Первые два механизма отличаются в том, какой параметр первым “запускает” процесс формирования ПД – продольный ток или электрическое поле.

В теории генератора тока [Anderson et al., 1993; Karlsson et al., 1998] пространственно разделенные разнонаправленные продольные токи первоначально формируются во внутренней магнитосфере. При замыкании продольных токов током Педерсена через зону низкой проводимости в субавроральной ионосфере возникает сильное электрическое поле, направленное к полюсу. Отметим, что такой подход широко рассматривается как стандартный сценарий для SAPS – “Subauroral Polarisation Streams” (SAPS обычно слабее по величине скорости дрейфа и заметно шире по широте, чем ПД) в ряде наблюдений и численного моделирования (например, [Lin et al., 2019; Yu et al., 2015; Zheng et al., 2008]). Механизм генератора напряжения [Southwood and Wolf, 1978] говорит о возникновении электрических полей, направленных от Земли во внутренней магнитосфере при проникновении энергичных ионов на более низкие широты при сохранении первых

двух адиабатических инвариант в присутствии электрической компоненты поля вдоль траектории дрейфа ионов. Впервые механизм возникновения ПД, был предложен в работе Galperin et al. [1974], который относится к механизмам генерации напряжения. Согласно этому механизму, электрические поля поляризации возникают при разделении зарядов инжектированной плазмы плазменного слоя из-за градиентного дрейфа. В результате чего на ночной и вечерней стороне ионы проходят в меньшие L -оболочки, чем электроны. В работах De Keyser et al. [1998]; De Keyser [1999] была предложена модель, в которой ПД рассматривается как результат взаимодействия горячей инжектируемой и холодной ионосферной плазмы. Согласно этому подходу с учетом тангенциального разрыва электрическое поле возникает за счет разных гирорадиусов для горячих инжектированных ионов, инжектированных электронов и холодной ионосферной плазмы на границе плазмосферы.

В работах Mishin [2013] и Mishin et al. [2017] предложена модель короткого замыкания, согласно которой повышенная турбулентность плазмы в канале ПД приводит к аномальному удельному сопротивлению контура и магнитной диффузии, как в проблеме плазмойд-магнитный барьер. Короткое замыкание происходит, когда плотность холодной плазмы превышает критическое значение и поле поляризации на фронте замыкается, так что горячие электроны задерживаются, а горячие ионы еще могут двигаться внутрь. Следовательно, канал ПД можно представить как турбулентный плазмосферный пограничный слой с неустойчивой смесью горячих ионов и холодной плазмы.

Помимо того, что страты ПД и мелкомасштабные неоднородности внутри ПД могут формироваться по вышеуказанным механизмам, но на меньших пространственных масштабах, формирование структур подобного размера может быть связано с мелкомасштабным взаимодействием волна–частица. Кроме того, данные неоднородности могут быть вызваны плазменными неустойчивостями, генерируемыми сверхзвуковым потоком частиц в ионосфере, например, такими как неустойчивость Фарли–Бунемана [Farley, 1963]. Также градиентная дрейфовая неустойчивость [Kadomtsev, 1965; Rathod et al., 2021; Mishin and Blaunstein, 2008], неустойчивость ионного фрикционного нагрева [Keskinen et al., 2004] и неустойчивость ионосферной обратной связи [Watanabe, 2010] могут вызывать плазменные неоднородности внутри страт ПД.

На сегодняшний день нет однозначных и убедительных данных наблюдений, чтобы прямо подтвердить или опровергнуть какой-либо из вышеупомянутых механизмов возникновения ПД

во время геомагнитных возмущений. Вполне возможно, что разные события ПД вызываются разными движущими силами или что во время ПД может каким-то образом сосуществовать смесь различных факторов. Помимо этого, вероятно, что разные механизмы могут быть ответственны за неоднородности различных масштабов внутри ПД. Вопрос физического механизма возникновения ПД, а также мелкомасштабных структур внутри ПД (СПД) остается открытым и требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты представленного исследования мелкомасштабной структуры ПД следующие.

— Рассмотрено несколько случаев ПД. Определено, что каждый из рассмотренных ПД является СПД, что на данной выборке подтверждает предположение о том, что любой ПД является стратифицированным.

— Показано, что вейвлет-преобразование является удобным инструментом для исследования внутренней мелкомасштабной структуры как СПД в целом, так и составляющих его страт ПД. По спектрограммам мощности вейвлет-преобразования наблюдаются мелкие страты ПД.

— На спектрограммах мощности вейвлет-преобразования электронной температуры, как правило, лучше заметны мелкомасштабные неоднородности внутри ПД, чем по спектрограммам электронной концентрации.

— Минимальный размер неоднородностей температуры и концентрации электронов внутри страт ПД варьируется от нескольких километров до десятков метров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные NorSat-1 доступны на сайте (<http://tid.uio.no/plasma/norsat>). Данные миссии DMSP можно загрузить с веб-сайта NOAA (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/dmsp/data/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-00133.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Бондарь Е.Д., Халипов В.Л., Степанов А.Е. Характеристики поляризационного джета по измерениям на субавроральных станциях Якутск и Подкаменная Тунгуска // Солнечно-земная физика. № 8. С. 143–144. 2005.

— Головачанская И.В., Козелов Б.В., Дэспирак И.В. Исследование широкополосной ELF турбулентности по данным спутника FAST // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 4. С. 501–509. 2012.

— Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А. Вейвлеты и их использование // УФН. Т. 171 С. 465–501. 2001.

— Синевич А.А., Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Милох В.Я., Могилевский М.М. Исследование мелкомасштабной структуры поляризационного джета во время геомагнитной бури 20 апреля 2018 г. // Солнечно-земная физика. Т. 7. № 1. С. 21–33. 2021а. <https://doi.org/10.12737/szf-71202103>

— Синевич А.А., Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Милох В.Я., Могилевский М.М. Пространственная структура поляризационного джета по данным спутников NorSat-1 и Swarm // Космич. исслед. Т. 59. № 6. С. 489–497. 2021б.

— Степанов А.Е., Халипов В.Л., Голиков И.А., Бондарь Е.Д. Поляризационный джет: узкие и быстрые дрейфы субавроральной ионосферной плазмы. Якутск: издательский дом СВФУ, 72 с. 2017.

— Халипов В.Л., Степанов А.Е., Котова Г.А., Бондарь Е.Д. Вариации положения поляризационного джета и границы инжекции энергичных ионов во время суббури // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 2. С. 187–193. 2016а. <https://doi.org/10.7868/S0016794016020085>

— Халипов В.Л., Степанов А.Е., Котова Г.А. и др. Вертикальные скорости дрейфа плазмы при наблюдении поляризационного джета по наземным доплеровским измерениям и данным дрейфометров на спутниках DMSP // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 5. С. 568–578. 2016б. <https://doi.org/10.7868/S0016794016050060>

— Чернышов А.А., Могилевский М.М., Козелов Б.В. Фрактальный подход к описанию авроральной области // Физика плазмы. Т. 39. № 7. С. 636–646. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0367292113060024>

— Чугунин Д.В., Чернышов А.А., Моисеенко И.Л., Викторов М.Е., Могилевский М.М. Мониторинг области ускорения электронов при помощи аврорального километрового радиоизлучения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 566–575. 2020.

— Ahmed M., Sagalyn R.C., Wildman P.J.L., Burke W.J. Topside ionospheric trough morphology: occurrence frequency and diurnal, seasonal and altitude variations // J. Geophys. Res. V. 84. № 2. P. 489. 1979.

— Anderson P.C., Heelis R.A., Hans W.B. The ionospheric signatures of Rapid Subauroral Ion Drifts // J. Geophys. Res. V. 96. № A4. P. 5785–5792. 1991. <https://doi.org/10.1029/91JA02651>

— Anderson P.C., Hanson W.B., Heelis R.A., Craven J.D., Baker D.N., Frank L.A. A proposed production model of rapid subauroral ion drifts and their relationship to substorm evolution // J. Geophys. Res. V. 98. № A4. P. 6069–6078. 1993. <https://doi.org/10.1029/92JA01975>

— Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Kozelov B.V. Use of fractal approach to investigate ionospheric conductivity in

- the auroral zone // *J. Geophys. Res.* V. 118. № 7. P. 4108–4118. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50321>
- Chernyshov A.A., Kozelov B.V., Mogilevsky M.M. Study of auroral ionosphere using percolation theory and fractal geometry // *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.* V. 161. P. 127–133. 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.013>
- Chernyshov A.A., Chugunin D.V., Frolov V.L., Clausen L.B.N., Miloch W.J., Mogilevsky M.M. In situ observations of ionospheric heating effects: First results from a joint SURA and NorSat-1 experiment // *Geophys. Res. Lett.* V. 47. № 13. e2020GL088462. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020GL088462>
- De Keyser J. Formation and evolution of subauroral ion drifts in the course of a substorm // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A6. P. 12339–12349. 1999.
<https://doi.org/10.1029/1999JA900109>
- De Keyser J., Roth M., Lemaire J. The magnetospheric driver of subauroral ion drifts // *Geophys. Res. Lett.* V. 25. № 10. P. 1625–1628. 1998.
<https://doi.org/10.1029/98GL01135>
- Farley D.T. Two-stream plasma instability as a source of irregularities in the ionosphere // *Phys. Rev. Lett.* V. 10. № 7. P. 279–282. 1963.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.279>
- Figueiredo S., Karlsson T., Marklund G. Investigation of subauroral ion drifts and related field-aligned currents and ionospheric Pedersen conductivity distribution // *Ann. Geophysicae.* V. 22. № 3. P. 923–934. 2004.
<https://doi.org/10.5194/angeo-22-923-2004>
- Foster J.C., Vo H.B. Average characteristics and activity dependence of the subauroral polarization stream // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A12. P. 1475. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009409>
- Galperin Y.I., Ponomarev V.N., Zosimova A.G. Plasma convection in the polar ionosphere // *Ann. Geophys.* V. 30. № 1. P. 1–7. 1974.
- Galperin Y.I. Polarization jet: Characteristics and a model // *Ann. Geophysicae.* V. 20. № 3. P. 391–404. 2002.
<https://doi.org/10.5194/angeo-20-391-2002>
- Haar A. Zur Theorie der orthogonalen Functionsysteme // *Mathematische Annalen.* V. 69. P. 331–371. 1910.
- He F., Zhang X., Chen B. *et al.* Plasmaspheric trough evolution under different conditions of subauroral ion drift // *Sci. China Technol. Sc.* V. 55. P. 1287–1294. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11431-012-4781-1>
- Hoang H., Clausen L.B.N., Roed K., Bekkeng T.A., Trondsen E., Lybekk B., Moen J.I. The multi-needle Langmuir probe system on board NorSat-1 // *Space Sci. Rev.* V. 214. № 4. P. 75. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s11214-018-0509-2>
- Horvath I., Lovell B. C. Complex sub-auroral flow channel structure formed by double-peak sub-auroral ion drifts (DSAID) and abnormal sub-auroral ion drifts (ASAIID) // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 126. e2020JA028475. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028475>
- Kadomtsev B.B. Plasma turbulence. London: Academic Press, 149 p. 1965.
- Karlsson E., Marklund G., Blomberg L., Malkki A. Subauroral electric fields observed by Freja satellite: A statistical study // *J. Geophys. Res.* V. 103. P. 4327–4341. 1998.
<https://doi.org/10.1029/97JA00333>
- Keskinen M.J., Basu S., Basu S. Midlatitude sub-auroral ionospheric small scale structure during a magnetic storm // *Geophys. Res. Lett.* V. 31. № 9. L09811. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003GL019368>
- Lin D., Wang W., Scales W.A. *et al.* SAPS in the 17 March 2013 storm event: Initial results from the coupled magnetosphere–ionosphere–thermosphere model // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 124. P. 6212–6225. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2019JA026698>
- Lund E.J. On the dissipation scale of broadband ELF waves in the auroral region // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. A01201. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014545>
- Mishin E.V., Blaunstein N. Irregularities within Subauroral Polarization Stream-Related Troughs and GPS Radio Interference at Midlatitudes // *Midlatitude ionospheric dynamics and disturbances.* V. 181. P. 291–295. 2008.
<https://doi.org/10.1029/181GM26>
- Mishin E.V. Interaction of substorm injections with the subauroral geospace: 1. Multispacecraft observations of SAID // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 118. № 9. P. 5782–5796. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50548>
- Mishin E.V., Nishimura Y., Foster J. SAPS/SAID revisited: A causal relation to the substorm current wedge // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 122. № 8. P. 8516–8535. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024263>
- Moffett R.J., Quegan S. The mid-latitude trough in the electron concentration of the ionospheric F-layer: a review of observations and modelling // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 45. № 5. P. 315–343. 1983.
[https://doi.org/10.1016/S0021-9169\(83\)80038-5](https://doi.org/10.1016/S0021-9169(83)80038-5)
- Muldrew D.B. F-layer ionization troughs deduced from Alouette data // *J. Geophys. Res.* V. 70. № 11. P. 2635–2650. 1965.
<https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02635>
- Rathod C., Srinivasan B., Scales W., Kunduri B. Investigation of the gradient drift instability as a cause of density irregularities in subauroral polarization streams // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 126. № 5. e2020JA029027. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA029027>
- Rich F.J. Users guide for the topside ionospheric plasma monitor (SSIES, SSIES-2 and SSIES-3) on spacecraft of the defense meteorological satellite program (DMSP) // *Environmental Research Papers.* № 1151. P. PL-TR-94-2187. 1994.
- Sinevich A.A., Chernyshov A.A., Chugunin D.V., Oinats A.V., Clausen L.B.N., Miloch W.J. *et al.* Small-scale irregularities within polarization Jet/SAID during geomagnetic activity // *Geophys. Res. Lett.* V. 49. № 8. e2021GL097107. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2021GL097107>
- Sinevich A.A., Chernyshov A.A., Chugunin D.V., Clausen L.B.N., Miloch W.J., Mogilevsky M.M. Stratified Subauroral Ion Drift (SSAIID) // *J. Geophys. Res. – Space.*

V. 128. № 3. e2022JA031109. 2023.

<https://doi.org/10.1029/2022JA031109>

— *Smiddy M., Kelley M.C., Burke W.J., Rich R., Sagalyn R., Shuman B., Hays R., Lai S.* Intense poleward directed electric fields near the ionospheric projection of the plasma-pause // *Geophys. Res. Lett.* V. 4. № 11. P. 543–546. 1977.

— *Southwood D., Wolf R.* An assessment of the role of precipitation in magnetospheric convection // *J. Geophys. Res.* V. 83. P. 5227–5232. 1978.

<https://doi.org/10.1029/ja083ia11p05227>

— *Spiro R.W., Heelis R.A., Hanson W.B.* Rapid subauroral ion drifts observed by Atmosphere Explorer C // *Geophys. Res. Lett.* V. 6. № 8. P. 657–660. 1979.

<https://doi.org/10.1029/GL006i008p00657>

— *Watanabe T.H.* Feedback instability in the magnetosphere-ionosphere coupling system: Revisited // *Phys.*

Plasmas. V. 17. № 2. P. 022904. 2010.

<https://doi.org/10.1063/1.3304237>

— *Wang H., Lühr H., Ritter P., Kervalishvili G.* Temporal and spatial effects of subauroral polarization streams on the thermospheric dynamics // *J. Geophys. Res.* V. 117. № A11. 2012.

<https://doi.org/10.1029/2012JA018067>

— *Yu Y., Jordanova V.K., Zou S., Heelis R., Ruohoniemi M., Wygant J.* Modeling subauroral polarization streams during the 17 March 2013 storm // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 120. № 3. P. 1738–1750. 2015.

<https://doi.org/10.1002/2014JA020371>

— *Zheng Y., Brandt P.C., Lui A.T., Fok M.-C.* On ionospheric trough conductance and subauroral polarization streams: Simulation results // *J. Geophys. Res.* V. 113. № A4. A04209. 2008.

<https://doi.org/10.1029/2007JA012532>

УДК 533.951;550.388.2

ЯВЛЕНИЯ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ F -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМИ РАДИОВОЛНАМИ КВ-ДИАПАЗОНА НА ЧАСТОТАХ ВЫШЕ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ СЛОЯ F_2

© 2023 г. Н. Ф. Благовещенская¹, *, А. С. Калишин¹, Т. Д. Борисова¹,
И. М. Егоров¹, Г. А. Загорский¹

¹Арктический и антарктический научно-исследовательский институт Росгидромета,
Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nataly@aari.nw.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 02.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований явлений в высокоширотной верхней (F -область) ионосфере, вызванных воздействием мощных радиоволн КВ-диапазона обыкновенной (O -мода) поляризации на частотах нагрева f_H , существенно превышающих критическую частоту слоя F_2 ($f_H - foF_2 = 0.9\text{--}1.1$ МГц). Результаты базируются на данных экспериментов, выполненных на КВ нагревном стенде EISCAT/Heating в г. Тромсё, северная Норвегия (69.6° N, 19.2° E). В период экспериментов мощная радиоволна КВ-диапазона O -поляризации излучалась в направлении магнитного зенита с максимальной эффективной мощностью излучения 350–550 МВт. Впервые обнаружено, что в условиях, когда мощная радиоволна КВ-диапазона O -поляризации не отражалась от ионосферы, происходит образование дактов повышенной электронной плотности N_e , генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей и узкополосного (в полосе ± 1 кГц относительно частоты нагрева) искусственного радиоизлучения ионосферы, регистрируемого на расстоянии ~ 1200 км от нагревного стенда. Выполнено сравнение характеристик мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей и спектральной структуры искусственного радиоизлучения ионосферы при альтернативном O -/ X -нагреве в магнитный зенит на частотах, существенно превышающих критическую частоту слоя F_2 . Установлено, что в целом их поведение имеет одинаковый характер, однако эволюция развития рассмотренных явлений при O - и X -нагреве отличается.

DOI: 10.31857/S001679402360059X, EDN: ZYHJFH

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение искусственной ионосферной турбулентности и плазменных волн при воздействии мощных КВ радиоволн на ионосферу относится к числу активно развиваемых направлений исследований физики ионосферы. При проведении экспериментальных исследований для модификации верхней (F -область) ионосферы, как правило, на всех КВ нагревных стендах мира используются мощные КВ радиоволны (волны накачки) обыкновенной (O -мода) поляризации. Волна накачки O -поляризации на частоте излучения ниже критической частоты слоя F_2 ($f_H \leq foF_2$) эффективно взаимодействует с ионосферной плазмой на высоте верхнего гибридного резонанса ($f_{UH}^2 = f_H^2 - fce^2$, где f_H и fce частота нагрева и гирочастота электронов соответственно) и высоте отражения мощной КВ радиоволны ($f_o^2 = f_H^2$, где f_o

локальная частота плазмы). Такое взаимодействие приводит к возбуждению тепловой параметрической (резонансной) неустойчивости [Васьков и Гуревич, 1975; Грач и Трахтенгерц, 1975] и параметрической распадной (стрикционной) неустойчивости [Perkins et al., 1974; Hagfors et al., 1983; Stubbe et al., 1992, 1996; Kuo, 2014], которые вызывают генерацию разнообразных явлений в верхней ионосфере. К наиболее важным из них следует отнести: повышение температуры электронов, генерация искусственных ионосферных неоднородностей и искусственного радиоизлучения ионосферы (в полосе ± 100 кГц относительно частоты нагревного сигнала), искусственное оптическое излучение и возбуждение плазменных волн. Экспериментальные исследования характеристик, поведения и особенностей генерации указанных явлений интенсивно проводились и проводятся на всех КВ нагревных стендах, расположенных на средних и в высоких широтах, вклю-

чая “Сура”, Аресибо, EISCAT/Heating, SPEAR и HAARP (см., например, [Robinson, 1989; Гуревич, 2007; Yeoman et al., 2007; Stubbe et al., 1996; Фролов, 2017; Blagoveshchenskaya, 2020]).

Результаты экспериментов, выполненных в последние годы на высокоширотных КВ нагревных стендах HAARP и EISCAT/Heating, показали, что при высоких эффективных мощностях излучения ($P_{эф} > 200$ МВт) наблюдается генерация явлений, невозможных при $P_{эф} \leq 150\text{--}200$ МВт. К их числу относятся: генерация дополнительных слоев в ионосфере [Pedersen et al., 2010, 2011; Mishin et al., 2016], возобновление возбуждения ленгмюровских и ионно-акустических плазменных волн, сосуществующих с генерацией мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) [Ashrafi et al., 2007; Dhillon and Robinson, 2005; Blagoveshchenskaya et al., 2020].

В последние годы по результатам многочисленных экспериментов, выполненных специалистами ААНИИ на КВ нагревном стенде EISCAT/Heating, было обнаружено, что воздействие на высокоширотную F -область ионосферы мощными КВ радиоволнами необыкновенной (X -мода) поляризации в направлении магнитного зенита вызывает генерацию разнообразных явлений, таких как МИИН, оптическое излучение в красной и зеленой линиях атомарного кислорода, узкополосное (в полосе ± 1 кГц относительно частоты f_H) искусственное радиоизлучение ионосферы, возбуждение ленгмюровских и ионно-акустических плазменных волн [Blagoveshchenskaya et al., 2011, 2014, 2015, 2020, 2022; Kalishin et al., 2021; Калишин и др., 2021, 2022; Blagoveshchenskaya, 2020]. Возбуждение разнообразных интенсивных явлений при X -нагреве явилось неожиданным и полагалось принципиально невозможным, так как X -волна не достигает резонансных высот в ионосфере. Это происходит вследствие ее отражения на высоте с локальной частотой плазмы $f_p^2 = f_H (f_H - fce)$, которая ниже как высоты отражения O -волны, так и высоты верхнего гибридного резонанса. Более того, необходимо подчеркнуть, что при X -нагреве разнообразные явления в $F2$ -слое ионосферы возбуждаются не только на частотах ниже критической частоты слоя $F2$ ($f_H \leq foF2$), как наблюдается при O -нагреве, но и на частотах нагрева выше критической частоты ($f_H > foF2$) [Благовещенская и др., 2022, 2018; Blagoveshchenskaya et al., 2011, 2015; Калишин и др., 2022].

Целью данной работы является исследование явлений в высокоширотной верхней (F -область) ионосфере при высоких эффективных мощностях излучения ($P_{эф} \sim 350\text{--}550$ МВт), вызванных воздействием мощных КВ радиоволн O -поляризации на частотах, существенно превышающих

критическую частоту слоя $F2$ ($f_H - foF2 = 0.9\text{--}1.1$ МГц), то есть в условиях нагрева, когда O -волна не отражалась от ионосферы. Для этих условий детально рассмотрены характеристики и эволюция во времени крупномасштабных ориентированных вдоль магнитного поля образований с повышенной плотностью электронов (дактов Ne), мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) и спектральной структуры узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ). Выполнено сравнение характеристик дактов Ne , МИИН и спектральной структуры УИРИ при альтернативном O -/ X -нагреве в магнитный зенит на частотах, существенно превышающих критическую частоту слоя $F2$.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ

Эксперименты по воздействию мощных КВ радиоволн выполнялись на КВ нагревном стенде EISCAT/Heating, расположенным вблизи Tromsø (Тромсё), северная Норвегия (69.6° N, 19.2° E; $I = 78^\circ$), не имеющим аналогов в России как по своим техническим характеристикам, так и по географическому расположению. Описание и технические характеристики стенда приведены в работе [Rietveld et al., 2016]. В данной работе рассмотрены результаты эксперимента 28 октября 2015 г. при излучении мощной КВ радиоволны в магнитный зенит (12° к югу от вертикали) на фазированную антенную решетку 1 (ФАР 1) с шириной диаграммы направленности $5^\circ\text{--}6^\circ$ (на уровне -3 дБ). Альтернативный O -/ X -нагрев с 13:30 до 14 UT осуществлялся на частоте $f_H = 7.953$ МГц циклами 10 мин нагрев, 5 мин пауза при эффективной мощности излучения $P_{эф} = 550$ МВт. С 15:00 до 15:30 UT O -/ X -нагрев проводился на частоте $f_H = 6.77$ МГц при $P_{эф} = 350$ МВт.

Нагревный стенд EISCAT/Heating пространственно совмещен с радаром некогерентного рассеяния (НР) радиоволн EISCAT, работающим на частоте 930 МГц (EISCAT UHF radar) [Rishbeth and van Eyken, 1993]. В период эксперимента радар НР проводил измерения в направлении магнитного поля в Тромсё, то есть в направлении излучения мощной КВ-радиоволны. Для анализа и интерпретации результатов эксперимента использовались данные высотно-временного распределения параметров ионосферной плазмы (электронной концентрации и температуры Ne и Te), а также мощности усиленных нагревом плазменных и ионных линий (HF-enhanced plasma and ion lines, HFPL и HFIL) в спектрах радара НР, появление которых является прямым указанием на возбуждение продольных плазменных волн (ленгмюровских и ионно-акустических). Обработка данных радара НР осуществлялась с исполь-

зованием пакета GUISDAP version 8.7 (Grand Unified Incoherent Scatter Design and Analysis Package) [Lehtinen and Huuskonen, 1996].

Характеристики МИИН, возбуждаемых мощной КВ радиоволной О- или Х- поляризации, определялись по данным измерений когерентного КВ-радар CUTLASS (SuperDARN) в Hankasalmi (Ханкасалми), Финляндия (62.3° N, 26.6° E), расположенного к югу от нагревного стенда [Lester et al., 2004]. Измерения проводились практически одновременно на пяти частотах $f \sim 11.5; 13.2; 16.2; 18$ и 20 МГц, что обеспечивало диагностику МИИН с размерами поперек магнитного поля $l_{\perp} = 7.5\text{--}13$ м ($l_{\perp} = c/2f$, где f – частота радара). Излучение проводилось в направлении на искусственно возмущенную область ионосферы над Тромсё, соответствующим “лучу” 5 (beam 5). Разрешение по времени составляло 3 с. Разрешение по дальности (range gate) составляло 15 км, при этом “первые ворота” начинались с дальности 480 км. Следовательно, номера “ворот” с 20 до 50 соответствуют диапазону дальностей от 780 до 1230 км, в котором осуществлялась регистрация рассеянных на МИИН сигналов.

Регистрация УИРИ проводилась на научно-исследовательской ст. ААНИИ “Горьковская” (60.27° N, 29.38° E), удаленной на расстояние ~ 1200 км от нагревного стенда. Регистрация нагревного сигнала проводилась с помощью анализатора спектра декаметрового диапазона, разработанного на базе радиоприемного устройства IC-R75. Краткое описание приемного комплекса для регистрации УИРИ приведено в публикации [Калишин и др., 2021]. Прием радиосигналов осуществлялся на антенну типа двойной горизонтальный ромб, ориентированный на стенд EISCAT/Heating.

Контроль за состоянием ионосферы осуществлялся ионозондом в Тромсё, который обеспечивал получение ионограмм вертикального зондирования ионосферы каждые 2 мин. Карта-схема геометрии проведения эксперимента показана на рис. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Эксперимент на частоте нагрева $f_H = 6.77$ МГц

На рис. 2 приведено высотно-временное распределение электронной концентрации (electron density, N_e) и температуры электронов (electron temperature, T_e), поведение N_e и T_e на фиксированных высотах по данным измерений радара некогерентного рассеяния радиоволн, спектрограмма УИРИ и вариации критических частот слоя F_2 28 октября 2015 г. с 15:00 до 15:30 UT при альтернативном О/Х-нагреве на частоте $f_H = 6.77$ МГц. Рисунок 3 демонстрирует мощности рассеянных от МИИН сигналов в дБ (power, dB)

на частотах $f \sim 11.5; 13.2; 16.2; 18$ МГц по данным наблюдений с помощью радара CUTLASS для того же интервала времени. Данные приведены в координатах дальность (Range gate) – мировое время, UT.

Излучение мощной КВ-радиоволны О-поляризации началось в 15:01 UT, когда критическая частота слоя F_2 составляла $foF_2 = 5.9$ МГц, которая постепенно уменьшалась до значений $foF_2 = 5.6$ МГц к окончанию цикла Х-нагрева в 15:26 UT. Таким образом в течение эксперимента частота нагрева $f_H = 6.77$ МГц, превышала foF_2 на $\sim 0.9\text{--}1.2$ МГц, что свидетельствует о том, что как мощная волна О-поляризации в цикле 15:01–15:11 UT, так и Х-волна в цикле 15:16–15:26 UT не отражались от ионосферы. Как следует из рис. 2, в цикле О-нагрева после включения нагревного стенда наблюдалось возрастание T_e от 1500 К до 2000 К, вследствие омического нагрева электронов, сопровождаемое незначительным повышением N_e . Поведение N_e на больших высотах (390–467 км) характеризуется двумя максимумами. Первый максимум N_e наблюдался через ~ 2 мин после начала О-нагрева и сопровождался появлением дискретной компоненты в спектре УИРИ, сдвинутой вниз по частоте примерно на гирочастоту ионов атомарного кислорода (ионов O^+). В это же время начинают появляться МИИН (см. рис. 3), которые были наиболее интенсивными на частоте 18 МГц ($l_{\perp} = 8.3$ м). Далее происходило возрастание электронной концентрации в широком диапазоне высот, которое достигло максимума на 7–8 мин после начала цикла нагрева. МИИН с поперечными масштабами к магнитному полю $l_{\perp} = 8.3\text{--}13$ м и дискретная компонента в спектре УИРИ после появления регистрировались в течение всего цикла О-нагрева.

Характерными особенностями в поведении МИИН в цикле О-нагрева с 15:01–15:11 UT являются большие времена нарастания (2–4 мин в зависимости от масштаба неоднородностей) и релаксации, достигавшие длительности всей 5 мин паузы между циклами нагрева. Такие большие времена нарастания и релаксации типичны для Х-нагрева, когда МИИН в высокоширотной F-области ионосферы могут возбуждаться при нагреве на частотах как ниже, так и выше критической частоты слоя F_2 ($f_H \leq foF_2$ и $f_H > foF_2$) [Blagoveshchenskaya et al., 2011, 2015; Благовещенская и др., 2019]. Таким образом О-волна в цикле 15:01–15:11 UT начинает вести себя как Х-волна. Следует отметить, что времена нарастания МИИН при Х-нагреве существенно зависят от предистории нагрева (“холодный” старт в первом цикле Х-нагрева или последующие циклы Х-нагрева). В циклах Х-нагрева с предисторией сказывается влияние эффектов последействия от предшествующих циклов, вызывая уменьшение времени нараста-

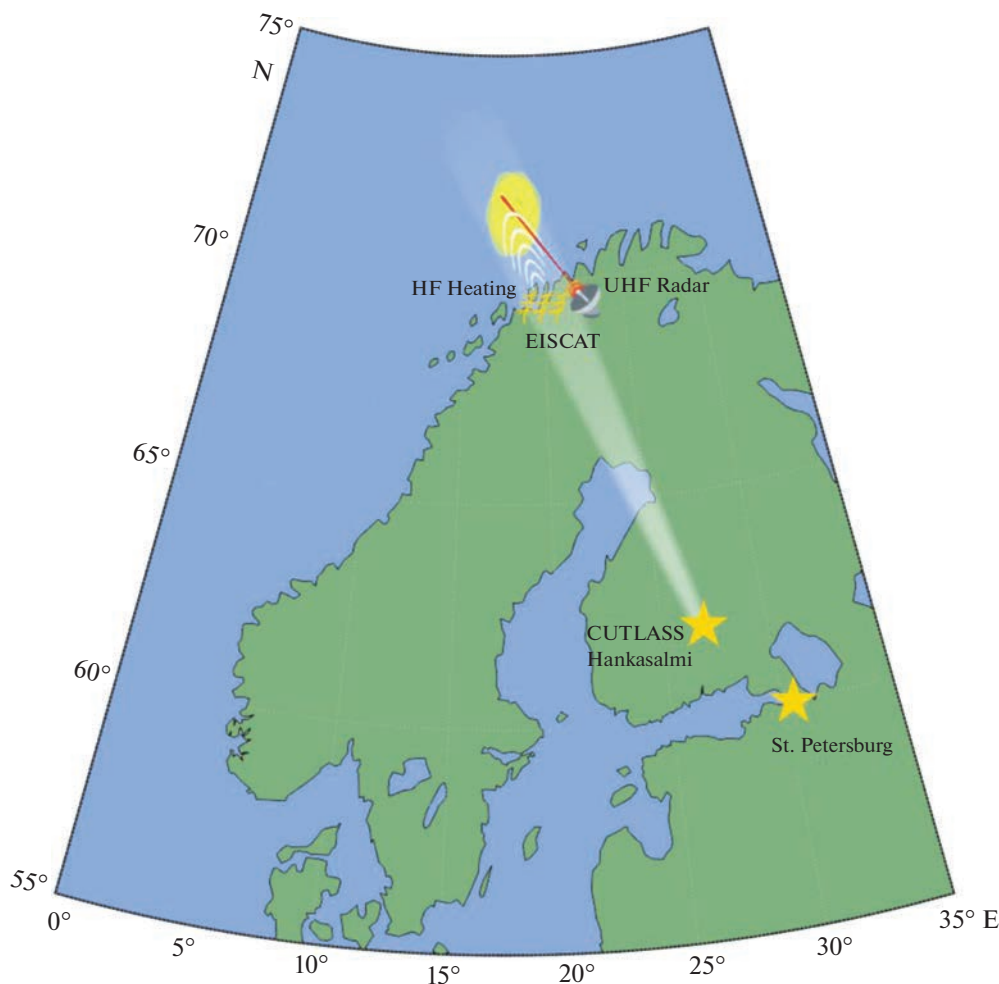


Рис. 1. Карта-схема геометрии проведения эксперимента, показывающая расположение КВ нагревного стенда EISCAT/Heating и радара некогерентного рассеяния радиоволн (EISCAT UHF radar), радара CUTLASS в Ханкасалми (Hankasalmi) и аппаратуры для регистрации УИРИ вблизи С.-Петербурга (St. Petersburg).

ния. Именно такое поведение МИИН наблюдалось в следующем цикле нагрева (15:16–15:26 UT), когда МИИН регистрировались сразу после включения нагревного стенда, но достигли максимальной интенсивности через 3–4 мин после начала нагрева. Из рис. 3 видно, что размер области, в которой возбуждались наиболее интенсивные МИИН, составлял 15 км как в цикле О-, так и Х-нагрева. Таким образом поведение и характеристики МИИН при О-нагреве в условиях, когда волна накачки не отражается от ионосферы, являются типичными для неоднородностей, вызванных Х-нагревом высокоширотной F -области ионосферы.

Как следует из рис. 2 и 3, в цикле Х-нагрева с 15:16–15:26 UT регистрировалось возрастание N_e в широком диапазоне высот до 50% относительно фоновых значений, сопровождаемое повышением T_e до 30%, генерацией спектральной компоненты УИРИ, сдвинутой вниз по частоте на ~60 Гц, что примерно соответствует гирочастоте ионов

O^+ , и интенсивных МИИН. Такое поведение N_e , T_e , спектральной структуры УИРИ и МИИН является типичным для Х-нагрева на частотах выше критической частоты слоя $F2$ [Благовещенская и др., 2019; Blagoveshchenskaya et al., 2015, 2022; Калишин и др., 2022].

Таким образом, в результате сравнения характеристик дактов N_e , МИИН и спектральной структуры УИРИ при альтернативном О-/Х-нагреве в магнитный зенит в условиях, когда мощная волна не отражается от ионосферы, установлено, что в целом их поведение имеет одинаковый характер, однако эволюция развития рассмотренных явлений при этом отличается.

3.2. Эксперимент на частоте нагрева $f_H = 7.953$ МГц

На рис. 4 приведено высотное-временное распределение электронной концентрации N_e и температуры T_e , поведение N_e и T_e на фиксирован-

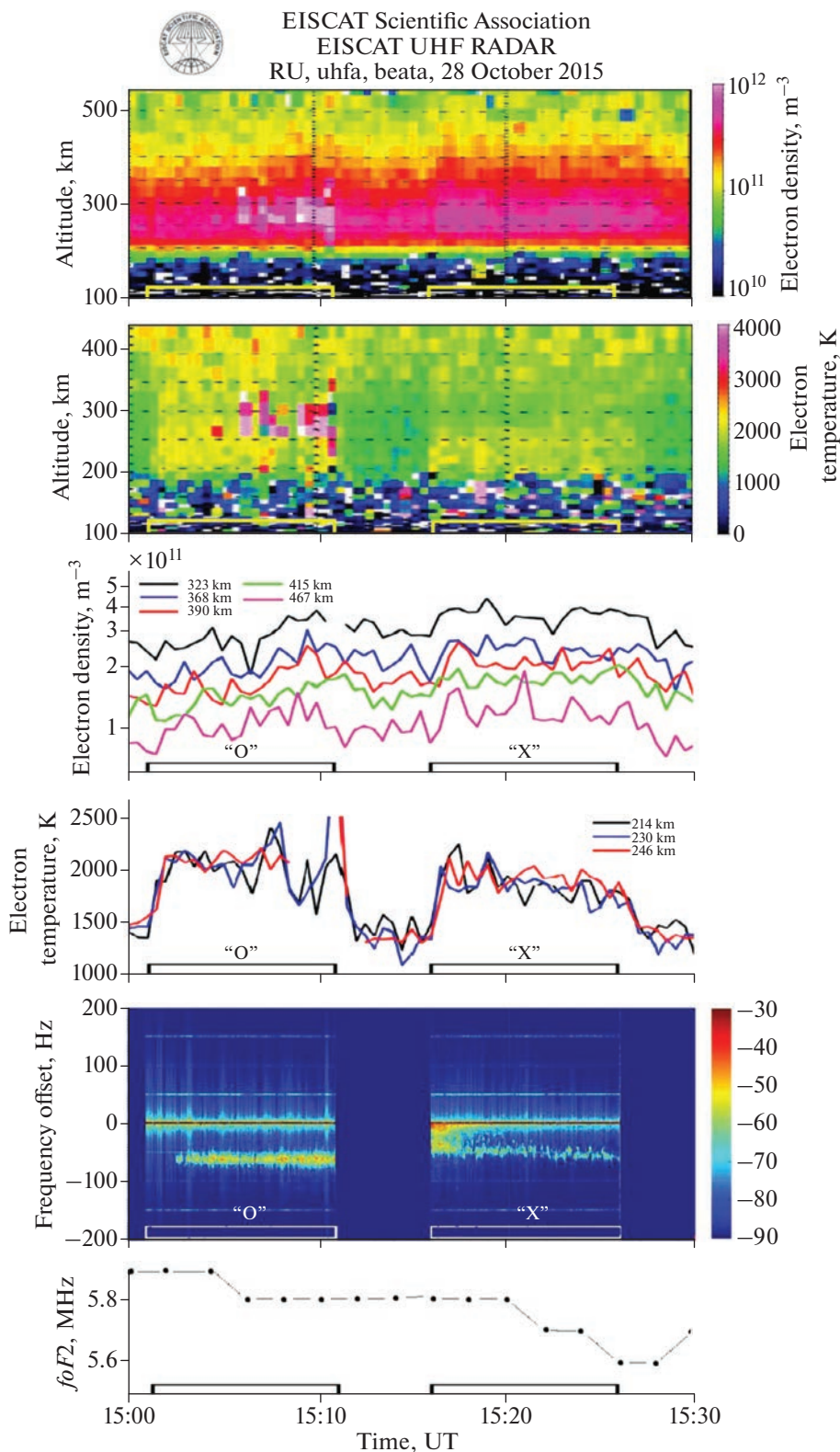


Рис. 2. Высотно-временное распределение электронной концентрации N_e , m^{-3} (electron density N_e , m^{-3}) и температуры электронов T_e , K (electron temperature T_e , K), поведение N_e и T_e на фиксированных высотах в км (km) по данным измерений радара некогерентного рассеяния радиоволн EISCAT, а также спектрограмма УИРИ и вариации критических частот f_oF_2 в МГц (MHz) 28 октября 2015 г. с 15:00 до 15:30 UT при альтернативном O/X-нагреве на частоте $f_H = 6.77$ МГц. На спектрограмме УИРИ на оси ординат приведены отстройки частоты относительно частоты нагревного сигнала в Гц (frequency offset, Hz). Циклы нагрева и используемая поляризация мощной KB радиоволны отмечены на оси времени (time, UT).

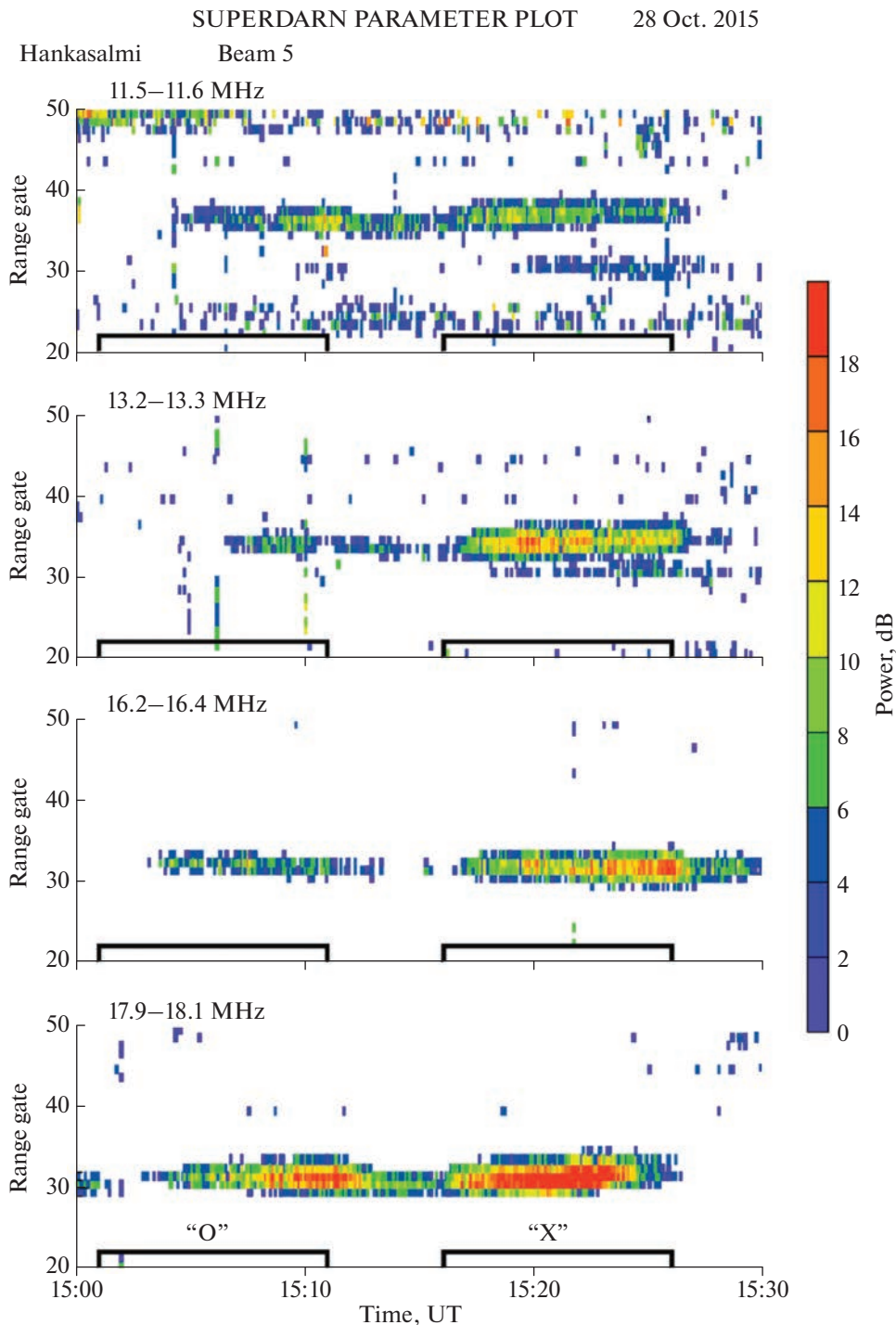


Рис. 3. Мощности рассеянных от МИИН сигналов в дБ (power, dB) на частотах $f \sim 11.5; 13.2; 16.2; 18$ МГц (MHz) по данным наблюдений с помощью радара CUTLASS (SuperDARN) в Ханкасалми (Hankasalmi) на “луч” 5 (beam 5) 28 октября 2015 г.с 15:00 до 15:30 UT при альтернативном О/Х-нагреве на частоте $f_H = 6.77$ МГц. Данные приведены в координатах дальность (Range gate) – мировое время (time, UT). Циклы нагрева и используемая поляризация мощной КВ радиоволны отмечены на оси времени.

ных высотах по данным измерений радара некогерентного рассеяния радиоволн, спектрограмма УИРИ и вариации критических частот слоя F_2 28 октября 2015 г.с 13:30 до 14:00 UT при альтернативном О/Х-нагреве на частоте $f_H = 7.953$ МГц. Из

рис. 4 следует, что, аналогично эксперименту на частоте $f_H = 6.77$ МГц, в циклах как О-, так и Х-нагрева, наблюдалось сильное возрастание электронной концентрации до 90% (относительно фоновых значений до начала нагрева) в широ-

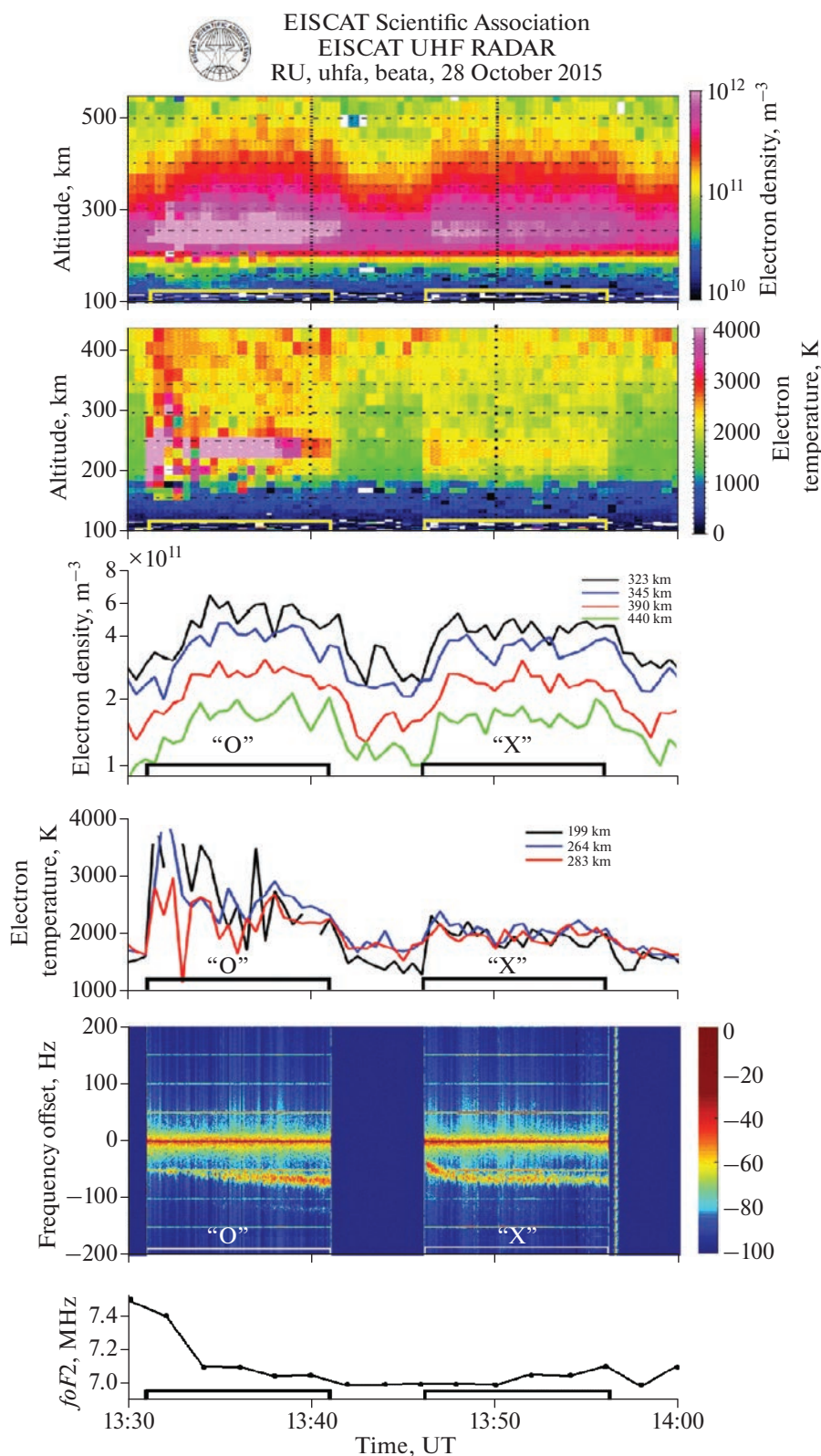


Рис. 4. Высотно-временное распределение электронной концентрации N_e , m^{-3} (electron density N_e , m^{-3}) и температуры электронов T_e , K (electron temperature T_e , K), поведение N_e и T_e на фиксированных высотах в км (km) по данным измерений радара некогерентного рассеяния радиоволн EISCAT, а также спектрограмма УИРИ и вариации критических частот f_oF2 в МГц (MHz) 28 октября 2015 г. с 13:30 до 14:00 UT при альтернативном O/X-нагреве на частоте $f_H = 7.953$ МГц. На спектрограмме УИРИ на оси ординат приведены отстройки частоты относительно частоты нагревного сигнала в Гц (frequency offset, Hz). Циклы нагрева и используемая поляризация мощной КВ радиоволны отмечены на оси времени (time, UT).

ком диапазоне высот и генерация дискретной спектральной компоненты в спектре УИРИ, сдвинутой вниз по частоте на гирочастоту ионов O^+ . Следует отметить более плавный характер нарастания Ne в цикле О-нагрева по сравнению с циклом Х-нагрева. Так, при О-нагреве время нарастания Ne составляло ~ 3.5 мин, в то время как при Х-нагреве оно уменьшилось до ~ 1.5 мин.

Излучение мощной КВ радиоволны О-поляризации началось в 13:31 UT, когда критическая частота слоя $F2$ составляла $foF2 = 7.4$ МГц, которая в течение первых 3 мин нагрева уменьшилась до значений $foF2 = 7.1$ МГц, а затем незначительно изменялась в пределах $foF2 = 7.0\text{--}7.1$ МГц вплоть до окончания цикла Х-нагрева в 13:56 UT. Принципиальное отличие эксперимента на частоте нагрева $f_H = 7.953$ МГц от рассмотренного в разделе 3.1 на частоте $f_H = 6.77$ МГц состоит в том, что в течение первых двух минут цикла О-нагрева с 13:31 до 13:33 UT наблюдалось отражение волны накачки от ионосферы. На рис. 5 приведено поведение интенсивностей усиленных нагревом плазменных линий, а также ионных линий, смещенных вниз и вверх по частоте относительно частоты радара НР (HF-enhanced plasma lines, HFPL, и HF-enhanced downshifted and upshifted ion lines, HFIL_{DOWN} и HFIL_{UP}). Как видно из рис. 5, резкое возрастание высоты появления HFPL, HFIL_{DOWN} и HFIL_{UP} в 13:33 UT свидетельствует о прекращении отражения мощной КВ радиоволны от ионосферы (волна “высвечивается”) (см. рис. 5). В указанных условиях эксперимента О-волна не могла отразиться от ионосферы, а следовательно вызвать возбуждение HFPL, HFIL_{DOWN} и HFIL_{UP}. Однако волна необыкновенной (Х-мода) поляризации на частоте $f_H = 7.953$ МГц способна отражаться от ионосферы выше $foF2$ в диапазоне частот $foF2 < f_H \leq fx F2$, где $fx F2$ критическая частота необыкновенной компоненты слоя $F2$. Напомним, что $fx F2 = foF2 + fce/2$, где fce – гирочастота электронов. Таким образом, Х-волна на частоте $f_H = 7.953$ МГц отражается от ионосферы до тех пор, пока значения $foF2$ остаются выше 7.25–7.3 МГц. Указанное обстоятельство подтверждается отсутствием усиленных нагревом плазменных и ионных линий, являющихся прямым подтверждением возбуждения продольных плазменных волн (ленгмюровских и ионно-акустических) при Х-нагреве в цикле 13:46–13:56 UT, когда значения $foF2$ изменялись в пределах $foF2 = 7.0\text{--}7.1$ МГц (см. рис. 5).

Сравнивая поведение электронной концентрации Ne в широком диапазоне высот и спектральной структуры УИРИ (см. рис. 4), следует отметить, что в целом их поведение при О- и Х-нагреве в условиях, когда мощная КВ радиоволна не отражается от ионосферы, имеет одинаковый характер.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По данным разнообразных средств диагностики ионосферной плазмы в период экспериментов на КВ нагревном стенде EISCAT/Heating впервые обнаружено, что излучение мощной КВ радиоволны обыкновенной (О-мода) поляризации в магнитный зенит на частотах, существенно превышающих критическую частоту слоя $F2$ ($f_H - foF2 = 0.9\text{--}1.1$ МГц), приводит к генерации разнообразных интенсивных возмущений в ионосферной плазме. Эксперименты выполнялись 28 октября 2015 г. на частотах нагрева 6.77 и 7.953 МГц при высоких эффективных мощностях излучения ($P_{эф} = 350\text{--}550$ МВт). К основным обнаруженным явлениям при воздействии мощной КВ радиоволны О-поляризации в условиях, когда она не отражается от ионосферы, следует отнести следующие: создание дактов Ne , генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) и узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ). Факт возбуждения возмущений в верхней (F -область) ионосфере в условиях, когда мощная О-волна не отражается от ионосферы, является неожиданным. Согласно теоретическим исследованиям мощная КВ радиоволна обыкновенной поляризации эффективно взаимодействует с ионосферной плазмой только при ее отражении от ионосферы ($f_H \leq foF2$) [Gurevich, 1978; Гуревич 2007; Robinson, 1989; Kuo, 2014]. В этих условиях происходит возбуждение параметрической распаднотой (стрикционной) неустойчивости [Perkins et al., 1974; Stubbe et al., 1992; Kuo, 2014] и тепловой параметрической (резонансной) неустойчивости [Васьков и Гуревич, 1975; Грач и Трахтенгерц, 1975], которые приводят к генерации разнообразных явлений в верхней ионосфере.

Для сравнения кратко остановимся на эффектах воздействия мощных КВ радиоволн О- и Х-поляризации на высокоширотную F -область ионосферы на частотах нагрева ниже критической частоты слоя $F2$ ($f_H \leq foF2$). По результатам исследований [Blagoveshchenskaya et al., 2015, 2020, 2022; Kalishin et al., 2021; Благовещенская и др., 2018; Калишин и др., 2022] установлено, что при “классическом” О-нагреве на частотах ниже критической частоты $F2$ слоя ($f_H \leq foF2$) дакты Ne и УИРИ не регистрировались совсем, но наблюдалось сильное возрастание температуры электронов Te (до 200–250%) и генерация интенсивных МИИН. Типичными проявлениями Х-нагрева являлось повышение электронной концентрации Ne (на 50–80% относительно фона) вдоль магнитного поля в широком диапазоне высот вплоть до верхней границы измерений радара НР (600–650 км), возбуждение продольных плазменных волн (ленгмюровских и ионно-акустических) в течение всего цикла нагрева, генерация МИИН и

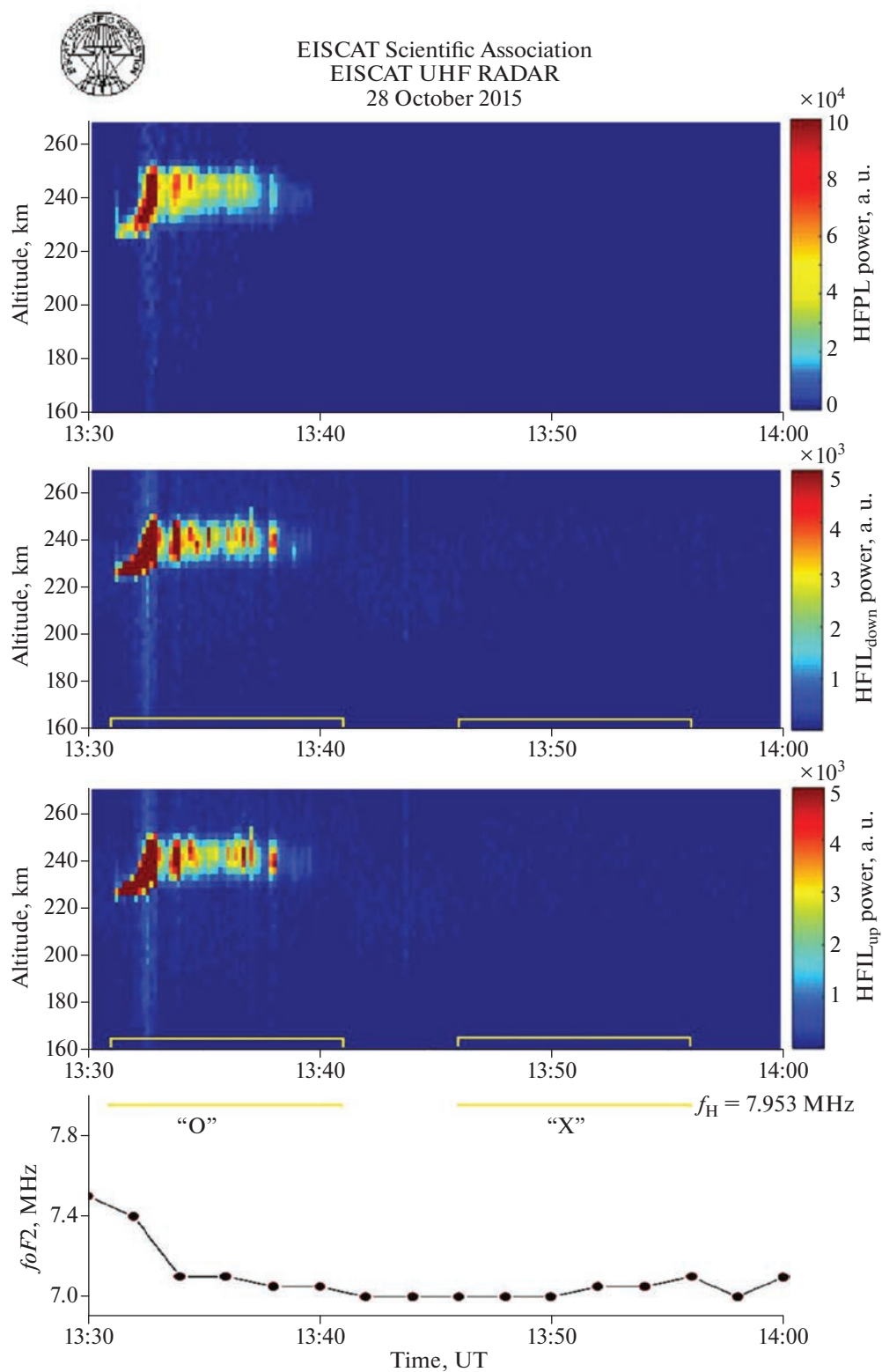


Рис. 5. Поведение интенсивностей усиленных нагревом плазменных и ионных линий (HFPL, HFIL_{DOWN} и HFIL_{UP}) в относительных единицах (power, a.u.) в координатах высота, км (altitude, km) – время, UT (time, UT), а также вариации критических частот f_oF_2 в МГц (MHz) 28 октября 2015 г.с 13:30 до 14:00 UT при альтернативном O/X-нагреве на частоте $f_H = 7.953$ МГц. Циклы нагрева и используемая поляризация мощной радиоволны отмечены на оси времени.

узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ), регистрируемого на значительном (~ 1200 км) удалении от КВ нагревного стенда EISCAT/Heating. В спектрах УИРИ были обнаружены интенсивные дискретные спектральные структуры и их многократные гармоники, сдвинутые вниз и вверх по частоте относительно частоты нагревного сигнала, связанные с электростатическими ионно-циклотронными волнами и их гармониками [Kalishin et al., 2021]. Частоты отстройки этих максимумов (52–56 Гц) примерно соответствовали гирочастоте ионов O^+ и их гармоникам (n (52–56) Гц, где n – номер гармоники).

Поскольку при О-нагреве МИИН возбуждались на частотах как ниже, так и существенно выше критической частоты слоя F_2 ($f_H \leq foF_2$ и $f_H - foF_2 = 0.9\text{--}1.1$ МГц), представляет интерес детально рассмотреть и сравнить их характеристики. На рис. 6 приведены мощности рассеянных от МИИН сигналов на частотах $f \sim 11.5$; 13.2; 16.2; 18 и 20 МГц по данным наблюдений с помощью радара CUTLASS в периоды О-нагрева на частоте $f_H = 6.77$ МГц. В цикле 14:31–14:41 UT волна накачки излучалась на частоте $f_H \leq foF_2$, а в 15:01–15:11 UT нагрев производился в условиях, когда мощная О-волна не отражалась от ионосферы. Данные приведены в координатах дальность (Range gate) – мировое время, UT. Из рис. 6 следует, что МИИН в 14:31–14:41 UT, возбуждаемые при О-нагреве на частотах $f_H \leq foF_2$, появлялись/исчезали через несколько секунд после включения/выключения нагревного стенда. Размер области, в которой были сосредоточены МИИН, составлял 75 км на частотах радара ~ 18 и 20 МГц ($l_\perp = 7.5\text{--}8.3$ м) и 45 км на частотах 11.5, 13.2 и 16.2 МГц ($l_\perp = 9.2\text{--}13$ м). Механизм возбуждения этих неоднородностей при О-нагреве объясняется в рамках теории тепловой параметрической (резонансной) неустойчивости [Грач и Трахтенгерц, 1975; Васьков и Гуревич, 1975; Gurevich, 1978].

Характеристики МИИН, возбуждаемые при О-нагреве в 15:01–15:11 UT, в условиях, когда мощная КВ радиоволна не отражалась от ионосферы, принципиально отличаются от случая $f_H \leq foF_2$, но хорошо согласуются с характеристиками МИИН при Х-нагреве (см. рис. 3). Это дает основание предполагать, что при высоких эффективных мощностях излучения на частотах, существенно превышающих foF_2 , происходит трансформация О-волны накачки в Х-волну. Характерными особенностями в поведении МИИН в цикле О-нагрева с 15:01–15:11 UT являлись большие времена нарастания (2–4 мин в зависимости от масштаба неоднородностей) и релаксации, которые достигали длительности всей 5 мин паузы, что типично для Х-нагрева. Времена нарастания МИИН существенно зависят от предыстории на-

грева. В циклах Х-нагрева с предысторией сказывается влияние эффектов последствия от предшествующих циклов, вызывая уменьшение времени нарастания МИИН, что наблюдалось в следующем цикле Х-нагрева с 15:16–15:26 UT (см. рис. 3). Размер области, в которой возбуждались наиболее интенсивные МИИН, в условиях, когда мощная волна не отражалась от ионосферы, составлял 15 км как в цикле О-, так и Х-нагрева. Механизм возбуждения неоднородностей при О-нагреве на частотах, существенно превышающих foF_2 , а также при Х-нагреве на частотах как выше, так и ниже foF_2 , может быть объяснен в рамках неустойчивости Рэлея–Тэйлора [Kelley, 1989], развивающейся на горизонтальных градиентах давлений Ne в присутствии электрического поля мощной КВ радиоволны, ортогонального к магнитному полю. Как показано в работе [Blagoveshchenskaya et al., 2022], ширина давлений Ne по данным измерений радара некогерентного рассеяния радиоволн в Тромсе, пространственно совмещенного с нагревным стендом EISCAT/Heating, составляла $3^\circ\text{--}4^\circ$. Эти оценки хорошо совпадают с горизонтальным размером области, занятой МИИН, по данным радара CUTLASS, который составлял порядка 15 км, в условиях, когда мощная волна не отражалась от ионосферы.

Рассмотрим более детально спектральные характеристики УИРИ при О- и Х-нагреве на частотах, существенно превышающих критическую частоту слоя F_2 ($f_H - foF_2 = 0.9\text{--}1.1$ МГц). Как следует из рис. 2 и рис. 3, в спектре УИРИ как при О-, так и Х-нагреве, на частотах 6.77 и 7.953 МГц регистрировалась одна спектральная компонента в области отрицательных отстроек от частоты нагрева на ~ 60 Гц, что близко гирочастоте ионов O^+ . Возможным механизмом генерации этой дискретной компоненты в спектре УИРИ при воздействии мощной КВ радиоволны как обыкновенной (О-мода), так и необыкновенной (Х-мода) поляризации, на частотах, существенно превышающих критическую частоту слоя F_2 , может быть стимулированное рассеяние Бриллюэна (MSBS). В этих условиях мощная электромагнитная волна EM_0 может непосредственно распадаться на рассеянную электромагнитную волну EM_1 и электростатическую ионную циклотронную волну EIC_1 , $EM_0 \rightarrow EM_1 + EIC_1$ [Bernhardt et al., 2009, 2010]. Тогда условия частотного и волнового синхронизма представляются в виде

$$\omega_H = \omega_S \pm \omega_{EIC}, \quad k_H = k_S \pm k_{EIC},$$

где ω_H , ω_S , ω_{EIC} – частоты волны накачки, рассеянной и электростатической ионно-циклотронной волны соответственно; k_H , k_S , k_{EIC} – волновые вектора волны накачки, рассеянной и электростатической ионно-циклотронной волны соответственно.

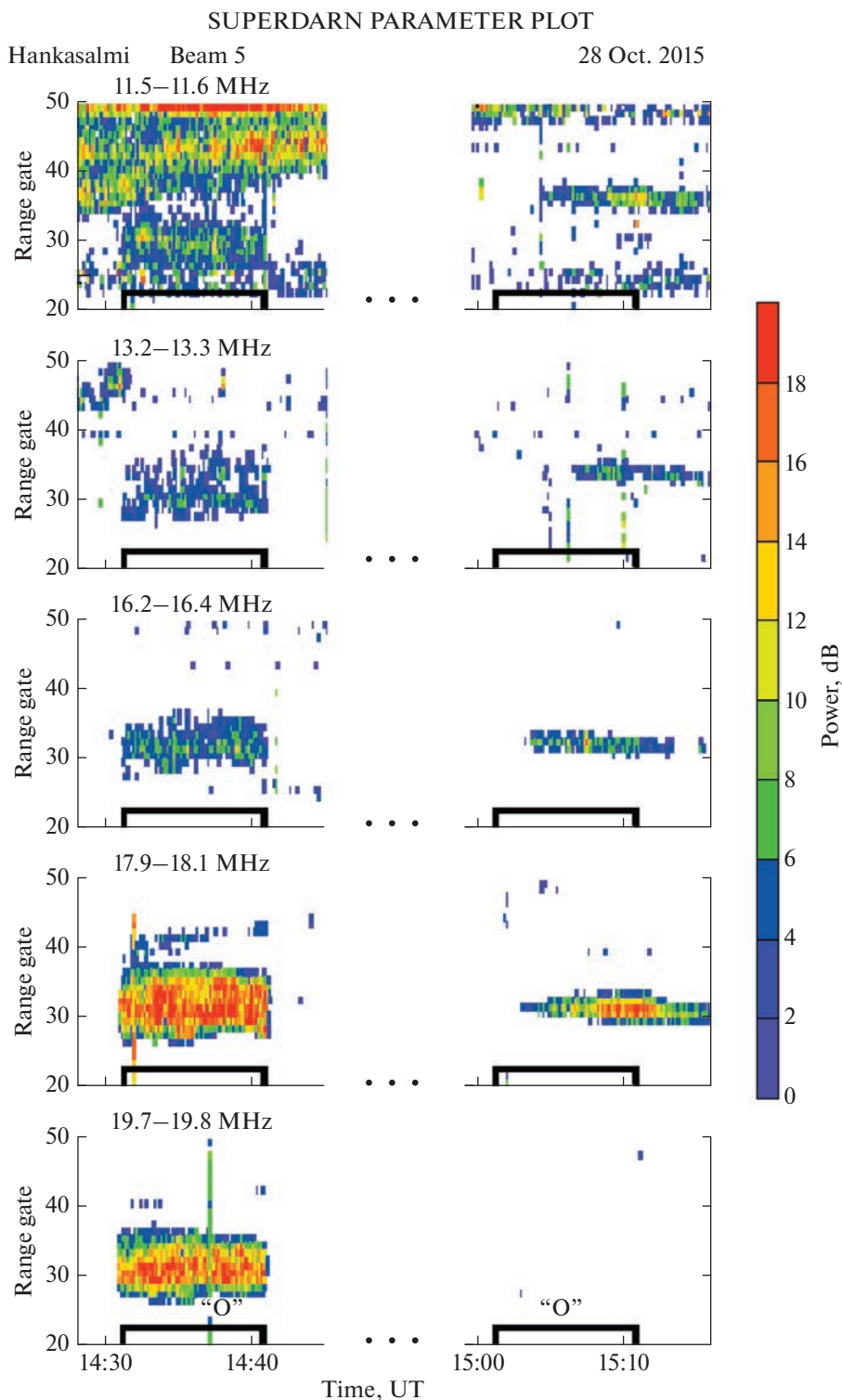


Рис. 6. Мощности рассеянных от МИИН сигналов в дБ (power, dB) на частотах $f \sim 11.5$; 13.2; 16.2; 18 и 20 МГц (MHz) по данным наблюдений с помощью радара CUTLASS (SuperDARN) в Ханкасалми (Hankasalmi) на “луч” 5 (beam 5) в периоды О-нагрева на частоте $f_H = 6.77$ МГц. В цикле 14:31–14:41 UT волна накачки излучалась на частоте $f_H \leq foF2$, а в 15:01–15:11 UT нагрев производился в условиях, когда мощная О-волна не отражалась от ионосферы. Данные приведены в координатах дальность (Range gate) — мировое время (time, UT).

В результате сравнения характеристик дактов N_e , МИИН и спектральной структуры УИРИ при альтернативном О-/Х-нагреве в магнитный зенит в условиях, когда мощная волна не отражается от ионосферы (см. рис. 2, 3 и 4), установлено, что в целом их поведение имеет одинаковый характер и хорошо согласуется с результатами других наших экспериментов при Х-нагреве. Это дает основания полагать, что в рассматриваемых условиях происходила трансформация обыкновенной волны в необыкновенную.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые обнаружено, что при О-нагреве высокоширотной верхней ионосферы в магнитный зенит при высоких эффективных мощностях излучения ($P_{эф} = 350\text{--}550$ МВт) на частотах, превышающих f_oF2 на 0.9–1.1 МГц, происходит образование дактов повышенной электронной плотности N_e , генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) и узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ). Поведение и характеристики МИИН и спектральной структуры УИРИ при О-нагреве в условиях, когда волна накачки не отражается от ионосферы, являются типичными для Х-нагрева высокоширотной F-области ионосферы. Это дает основания полагать, что в рассматриваемых условиях происходила трансформация обыкновенной волны в необыкновенную.

Выполнено сравнение характеристик дактов N_e , МИИН и спектральной структуры УИРИ при альтернативном О-/Х-нагреве в магнитный зенит при высоких $P_{эф}$ на частотах, существенно превышающих критическую частоту слоя F2. Установлено, что в целом их поведение имеет одинаковый характер, однако эволюция развития и интенсивности рассмотренных явлений отличается.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят международную научную ассоциацию EISCAT, которая поддерживается научными организациями Китая (CRIRP), Финляндии (SA), Японии (NIPR и STEL), Норвегии (NFR), Швеции (VR) и Великобритании (NERC). Мы признательны проф. Т. Yeoman за многолетнее плодотворное сотрудничество и данные радара CUTLASS.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда по проекту № 22-17-00020, (<https://rscf.ru/project/22-17-00020/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Калишин А.С., Йоман Т.К., Шмелев Ю.А., Леоненко Е.Е. Характеристики мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей в высокоширотной F-области ионосферы, вызванных воздействием мощных КВ-радиоволн необыкновенной поляризации // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 59. № 6. С. 759–773. 2019.
- Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Калишин А.С., Каяткин В.Н., Йоман Т.К., Хаггстрем И. Сравнение эффектов воздействия мощных КВ радиоволн обыкновенной (О-мода) и необыкновенной (Х-мода) поляризации на высокоширотную F-область ионосферы // Космич. исслед. Т. 56. № 1. С. 14–29. 2018.
- Васильков В.В., Гуревич А.В. Нелинейная резонансная неустойчивость плазмы в поле обыкновенной электромагнитной волны // ЖЭТФ. Т. 69. № 1. С. 176–178. 1975.
- Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю. О параметрическом возбуждении ионосферных неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 18. С. 1288–1296. 1975.
- Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физических наук. Т. 177. № 11. С. 1145–1177. 2007.
- Калишин А.С., Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Rogov Д.Д. Дистанционные методы диагностики эффектов воздействия высокоширотных нагревных комплексов // Метеорология и гидрология. № 4. 2021. <https://doi.org/10.52002/0130-2906-2021-4-22-36>
- Калишин А.С., Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Егоров И.М. Сравнение спектральных характеристик узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы при Х-нагреве высокоширотной F-области ионосферы на частотах ниже и выше критической частоты Х-компонента слоя F2 // Метеорология и гидрология. № 4. С. 21–34. 2022.
- Фролов В.Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Н. Новгород: изд-во Нижегородского ун-та, 468 с. 2017.
- Ashrafi M., Kosch M., Kaila K., Isham B. Spatiotemporal evolution of radio wave pump-induced ionospheric phenomena near the fourth electron gyroharmonic // J. Geophys. Res. V. 112. A05314. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA011938>
- Bernhardt P.A., Selcher C.A., Lehmborg R.H., Rodriguez S.P., Thomson J.F., McCarrick M.J., Frazer G.J. Determination of the electron temperature in the modified ionosphere over HAARP using the HF pumped Stimulated Brillouin Scatter (SBS) emission lines // Ann. Geophysicae. V. 27. P. 4409–4427. 2009. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-4409-2009>
- Bernhardt P.A., Selcher C.A., Lehmborg R.H., Rodriguez S.P., Thomson J.F., Groves K.M. et al. Stimulated Brillouin Scatter in a magnetized ionospheric plasma // Physics Review Letters. V. 104, 165004. 2010. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.165004>
- Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Yeoman T., Rietveld M.T., Ivanova I.M., Baddeley L.J. Artificial field-aligned irregularities in the high-latitude F region of the ionosphere induced by an X-mode HF heater wave // Geo-

- phys. Res. Lett. V. 38. L08802. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011GL046724>
- *Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Kosch M., Sergienko T., Brändström U., Yeoman T.K., Häggström I.* Optical and ionospheric phenomena at EISCAT under continuous X-mode HF pumping // J. Geophys. Res. — Space. V. 119. P. 10483–10498. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020658>
- *Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Yeoman T.K., Häggström I., Kalishin A.S.* Modification of the high latitude ionosphere F region by X-mode powerful HF radio waves: Experimental results from multi-instrument diagnostics // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 135. P. 50–63. 2015.
- *Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Kalishin A.S., Yeoman T.K., Häggström I.* Distinctive features of Langmuir and Ion-acoustic Turbulences induced by O- and X-mode HF Pumping at EISCAT // J. Geophys. Res. — Space. V. 125. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028203>
- *Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Kalishin A.S., Egorov I.M., Zagorskiy G.A.* Disturbances of electron density in the high latitude upper (F-region) ionosphere induced by X-mode HF pump waves from EISCAT UHF radar observations // Проблемы Арктики и Антарктики. Т. 68. № 3. С. 248–257. 2022.
<https://doi.org/10.30758/0555-2648-2022-68-3-248-257>
- *Blagoveshchenskaya N.F.* Perturbing the high-latitude upper ionosphere (F region) with powerful HF radio waves: A 25-year collaboration with EISCAT // URSI Radio Science Bulletin, 373. P. 40–55. 2020.
<https://doi.org/10.23919/URSIRSB.2020.9318436>
- *Dhillon R.S., Robinson T.R.* Observations of time dependence and aspect sensitivity of regions of enhanced UHF backscatter associated with RF heating // Ann. Geophysicae. V. 23. P. 75–85. 2005.
- *Gurevich A.V.* Nonlinear phenomena in the ionosphere. N.Y.: Springer-Verlag, 372 p. 1978.
- *Hagfors T., Kofman W., Kopka H., Stubbe P., Ijnen T.* Observations of enhanced plasma lines by EISCAT during heating experiments // Radio Sci. V. 18. P. 861–866. 1983.
- *Kalishin A.S., Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Yeoman T.K.* Ion gyro-harmonic structures in stimulated emission excited by X-mode high power HF radio waves at EISCAT // J. Geophys. — Space. V. 126. e2020JA028989. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028989>
- *Kelley M.C.* The Earth's ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics. San Diego, CA: Academic Press, 1989.
- *Kuo S.P.* Overview of ionospheric modification by High Frequency (HF) heaters —Theory // Progr. Electromagn. Res. B. V. 60. P. 141–155. 2014.
- *Lehtinen M.S., Huuskonen A.* General incoherent scatter analysis and GUIDAP // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 58. P. 435–452. 1996.
- *Lester M., Chapman P.J., Cowley S.W.H et al.* Stereo CUTLASS: A new capability for the SuperDARN radars // Ann. Geophysicae. V. 22. № 2. P. 459–473. 2004.
- *Mishin E., Watkins B., Lehtinen N., Eliasson B., Pedersen T., Grach S.* Artificial ionospheric layers driven by high-frequency radiowaves: An assessment // J. Geophys. Res. — Space. V. 121. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021823>
- *Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., Kendall E., Mills T., Carlson H.C., Snyder A.L.* Creation of artificial ionospheric layers using high-power HF waves // Geophys. Res. Lett. V. 37. L02106. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009GL041895>
- *Pedersen T., McCarrick M., Reinisch B., Watkins B., Hamel R., Paznukhov V.* Production of artificial ionospheric layers by frequency sweeping near the 2nd gyroharmonic // Ann.-Geophysicae. V. 29. P. 29–47. 2011.
<https://doi.org/10.5194/angeo-29-47-2011>
- *Perkins F.W., Oberman C., Valco E.J.* Parametric instabilities and ionospheric modification // J. Geophys. Res. V. 79. P. 1478–1496. 1974.
- *Rietveld M.T., Senior A., Markkanen J., Westman A.* New capabilities of the upgraded EISCAT high-power HF facility // Radio Sci. V. 51. № 9. P. 1533–1546. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2016RS006093>
- *Rishbeth H., van Eyken T.* EISCAT: Early history and the first ten years of operation // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 55. P. 525–542. 1993.
- *Robinson T.R.* The heating of the high latitude ionosphere by high power radio waves // Phys. Rep. V. 179. P. 79–209. 1989.
- *Stubbe P.* Review of ionospheric modification experiments at Tromsø // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 58. P. 349–368. 1996.
- *Stubbe P., Kohl H., Rietveld M.T.* Langmuir turbulence and ionospheric modification // J. Geophys. Res. V. 97. P. 6285–6297. 1992.
- *Yeoman T.K., Blagoveshchenskaya N.F., Kornienko V.A., Robinson T.R., Dhillon R.S., Wright D.M., Baddeley L.J.* SPEAR: Early results from a very high latitude ionospheric heating facility // Adv. Space Res. V. 40. P. 384–389. 2007.

УДК 550.388.2

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ЗИМНЕЙ УТРЕННЕЙ ИОНОСФЕРЫ ВЫСОКИХ И СРЕДНИХ ШИРОТ

© 2023 г. А. Т. Карпачев*

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

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

Поступила в редакцию 23.03.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Проведено детальное исследование структуры утренней (05–09 LT) зимней ионосферы в Северном и Южном полушариях. Для этого использованы данные спутника CHAMP для спокойных условий в период высокой солнечной активности 2000–2002 гг. На основе тщательного анализа проведена идентификация провалов электронной концентрации: высокоширотного ионосферного провала, субаврорального, или главного, ионосферного провала и среднеширотного кольцевого ионосферного провала. Для идентификации и разделения высокоширотного и главного ионосферного провалов использована модель авроральных диффузных высыпаний Полярного геофизического института, которая описывает границы низкоширотной зоны I и высокоширотной зоны II авроральных диффузных высыпаний. Долготные вариации границ высыпаний были скорректированы по данным спутников DMSP. Проблема разделения провалов усложняется с течением местного времени, поскольку при этом главный ионосферный провал сильнее смещается к полюсу, чем авроральный овал, так что область его существования начинает накладываться на область существования высокоширотного провала. Для идентификации и разделения главного и кольцевого провалов были детально проанализированы все, даже слабые, геомагнитные возмущения за период наблюдений. Рассмотрена асимметрия Северного и Южного полушарий, выявлены подобные и различающиеся характеристики. Таким образом, получена более полная и точная картина структуры утренней ионосферы.

DOI: 10.31857/S0016794023600370, EDN: EGEUUT

1. ВВЕДЕНИЕ

В пионерской работе [Muldrew, 1965] по данным спутника Alouette 1 было выделено два ионосферных провала. Один из них Muldrew определил как среднеширотный, или главный, ионосферный провал (ГИП), а второй как высокоширотный ионосферный провал (ВИП). Таким образом, на самом деле была поставлена проблема разделения провалов, поскольку Muldrew разделял их только по широте и рассматривал по отдельности. Более поздними исследованиями было установлено, что минимум ГИП наблюдается на 2° – 5° экваториальнее границы авроральных диффузных высыпаний [Ahmed et al., 1979]. Следовательно ГИП является субавроральным провалом. И наоборот, ВИП наблюдается внутри аврорального овала [Grebowsky et al., 1983; Rodger et al., 1992]. Попытка разделить эти провалы на всем интервале местного времени была предпринята в работе [Werner and Prölss, 1997] по данным спутника DE-2. Авторы этой работы создали модель положения провала в виде спирали Архимеда с двумя ветвями в

утреннем секторе, низкоширотной и высокоширотной (рис. 1). Разделение было проведено чисто механически: провалы на широтах ниже 65° были отнесены к низкоширотной ветви, т.е. к ГИП, а выше 65° — к высокоширотной ветви, т.е. к ВИП. Попытка разделить провалы по физическим принципам была предпринята в работе [Karpachev, 2019] на основе большого массива данных спутника CHAMP. Разделение ГИП и ВИП проводилось только по одному критерию — по положению относительно экваториальной границы авроральных диффузных высыпаний. Однако эта граница была получена усреднением данных нескольких экспериментов, а положение провала по данным спутника CHAMP определяется для данных конкретных условий и характеризуется большим разбросом. В результате идентификация провалов, расположенных с обеих сторон близко к экваториальной границе аврорального овала высыпаний, оказалась неопределенной. Поэтому были предприняты следующие попытки разделения провалов в околополуденной (23–01 LT) [Karpachev, 2022a], а также утрен-

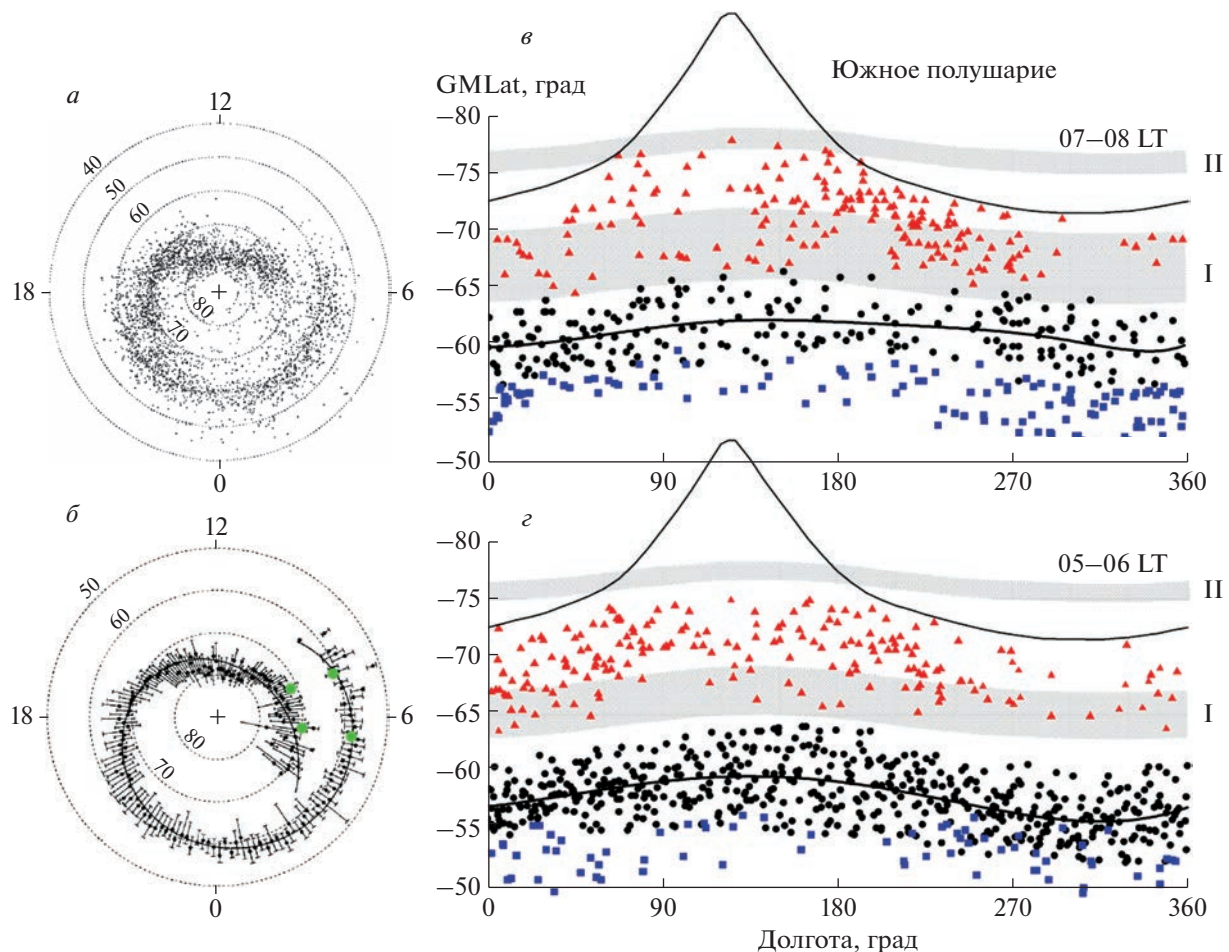


Рис. 1. Слева: исходные данные спутника DE-2 (вверху) и модель провала (внизу), построенная по ним [Werner and Prölss, 1997]. Справа: распределение провалов с долготой по данным CHAMP в Южном полушарии для 05–06 LT (внизу) и 07–08 LT (вверху). ВИП обозначен треугольником, ГИП – черным кругом, КИП – квадратом. Заштрихованные области – зоны I и II диффузных авроральных высыпаний согласно модели [Vorobjev et al., 2013].

ней (05–06 LT) и вечерней (17–19 LT) ионосфере [Karpachev, 2022b]. В этих работах применялась более совершенная методика, в которой использовалась модель авроральных высыпаний, полученная по данным спутников DMSP в ПГИ и установленная на сайте (<http://apm.pgia.ru>) [Vorobjev et al., 2013]. Эта модель описывает положение зоны I диффузных высыпаний на экваториальном крае аврорального овала и зоны II на его полярном крае. Как известно, высыпания зоны I формируют полярную стенку ГИП, эффекты же зоны II никогда не учитывались. Между тем оказалось, что высыпания зоны II, как правило, формируют полярную стенку ВИП [Karpachev, 2022a]. Разделение провалов проводилось по соответствию полярной стенки ГИП положению зоны I, а полярной стенки ВИП – положению зоны II высыпаний. Это является ключевым моментом при разделении ГИП и ВИП. Кроме того, поскольку границы обеих зон изменяются с долготой на $\sim 2.5^\circ$ [Vorobjev и Ягодкина, 2010; Luan

et al., 2011] подобно вариациям положения ГИП, анализ наиболее эффективно проводить в рамках долготного эффекта. Наличие этого эффекта приводит к тому, что проблема разделения ГИП и ВИП сильно различается на разных долготах.

Среднеширотные провалы, расположенные экваториальнее ГИП, также впервые были четко отделены от ГИП. Главным среди них является КИП. Он образуется даже после слабого усиления геомагнитной активности и может долго (иногда двое суток) наблюдаться на широтах около $L \sim 3$ (54° – 56° GMLat) [Karpachev, 2020]. Отделить ГИП от КИП не менее сложно, чем ГИП от ВИП, но методика такого разделения была тщательно разработана ранее [Karpachev, 2020]. Она основана, главным образом, на учете предистории развития возмущения. Поэтому все, даже слабые, геомагнитные возмущения за рассматриваемый период были тщательно проанализированы.

Опыт, накопленный ранее, используется в настоящей статье для разделения провалов в позднем утреннем секторе (07–09 LT). В этом секторе наблюдался самый большой разброс в положении провалов (52° – 77°) [Karachev, 2019], что несомненно указывает на существование по крайней мере двух разных провалов, как это и отражает спираль Архимеда в модели [Werner and Prölss, 1997]. Таким образом, целью работы является как можно более точное разделение провалов (ВИП, ГИП и КИП) в наиболее проблемных условиях согласно физическим критериям на основе разработанной в предыдущих работах методике.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Анализ проводился по данным спутника CHAMP для высокой солнечной активности ($F10.7 \geq 150$) в период 2000–2002 гг. для условий местной зимы. Спутник обращался практически на полярной орбите с наклоном 87° . CHAMP проводил прямые измерения электронной концентрации N_e на высоте, которая за время наблюдений снизилась с 470 до 390 км. Вариации N_e ниже представлены в терминах плазменной частоты f_p . Измерения проводились через $\sim 1^\circ$ по широте, что позволяет достаточно точно определять положение минимума провала. Данные отбирались за относительно спокойные периоды времени с $Kp = 0$ –4, где Kp – текущий 3-часовой индекс магнитной активности. Данные спутника CHAMP находятся в свободном доступе на сайте (<http://op.gfz-potsdam.de/champ>).

3. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ПРОВАЛОВ В УТРЕННЕМ СЕКТОРЕ ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ

На рис. 1_г приведены вариации положения ВИП, ГИП и КИП с долготой для 05–06 LT. Данные CHAMP были получены для высокой солнечной активности за период 1–20 июля 2001 г. и 6–25 августа 2002 г. Всего было зарегистрировано 538 случаев ГИП, так что этот провал наблюдался с вероятностью $\sim 90\%$. Данные для 05–06 LT рассматривались ранее [Karachev, 2022b], но на рис. 1_г они приведены в уточненном виде. Для этого положение каждого провала было приведено к $Kp = 2$ согласно стандартной зависимости от Kp -индекса $\Lambda_T = \Lambda + aKp$ [Moffett and Quegan, 1983], где Λ текущее положение провала, а коэффициент a был определен как 0.7° для ВИП, 1.7° для ГИП и 1.1° для КИП. Во всех случаях положение провалов представлено в геомагнитной широте, поэтому термин $GM\text{Lat}$ ниже опускается. Долготные вариации положения зон высыпаний для утренних часов ранее приводились в том виде, как они были выделены в работе [Luan et al., 2011] для околополуночных часов. Они также подверглись уточ-

нению. Для этого были использованы данные спутника DMSP-F12, отобранные для четырех дней в июне 2000 г. при $Kp \sim 2$. Спутник длительный период находился в Южном полушарии в секторе 5.5–6.5 LT. Долготные вариации положения экваториальной границы авроральных высыпаний низкоэнергичных частиц (< 1 КэВ), выделенные по данным DMSP-F12 для 5.5–6.5 LT, несколько отличаются от вариаций экваториальной границы аврорального овала, выделенных в работе [Luan et al., 2011] для дополуночных часов местного времени. Однако они практически совпадают с вариациями угла наклона земного диполя, как и предполагалось в работе [Воробьев и Ягодкина, 2010]. Поэтому на рис. 1 долготные вариации границ зоны I и зоны II для всех часов местного времени фактически описываются вариациями угла наклона диполя. Их амплитуда составляет 2.5° , а среднее положение соответствует рассматриваемому местному времени и $Kp = 2$ согласно модели аврорального овала высыпаний [Vogobjev et al., 2013]. Графическое отображение этой модели для $Kp \sim 2$, а также долготные вариации аврорального овала представлены в работах [Karachev, 2022a, b].

Разделение провалов для 05–06 LT детально обсуждалось ранее [Karachev, 2022b], поэтому оно в уточненном виде приведено на рис. 1_г в основном для сравнения с аналогичной картиной ионосферы для 07–08 LT. Из рис. 1_г видно, что в интервале местного времени 05–06 LT наблюдается довольно большой зазор между множеством ГИП и ВИП. Проблема их разделения возникает только на долготах 150° – 180° E, где ГИП в Южном полушарии расположен наиболее высоко по широте вследствие долготного эффекта [Karachev et al., 2019].

Тонкой кривой на рис. 1_в, 1_г показано наклонение спутника в рамках геомагнитной широты. Видно, что наблюдение ВИП на большинстве долгот сильно ограничено со стороны высоких геомагнитных широт. Поэтому долготные вариации среднего положения этого провала не представлены на рис. 1, хотя они, скорее всего, подобны вариациям положения аврорального овала. Однако указанное ограничение никак не сказывается на решении поставленной задачи, поскольку нас интересует ситуация только на экваториальной границе аврорального овала.

Картина провалов для 06–07 LT подобна картине для 05–06 LT, поэтому она не приводится и не обсуждается. Качественные изменения накапливаются только к 07–08 LT, как видно на рис. 1_в. Данные CHAMP на верхнем графике относятся к периоду 3–24 июня 2001 г. и 21–31 июля 2002 г. ГИП в этот период регистрировался 232 раза, что составляет $\sim 65\%$ от всего количества случаев, и что гораздо меньше, чем в период 05–06 LT. Про-

валы были отобраны для $Kp = 0-4$ и также приведены к $Kp = 2$. Коэффициент a в этом случае оказался равным 0.7° для ВИП, 1.5° для ГИП и 1.3° для КИП. Все провалы к 07–08 LT сместились к полюсу, сильнее всего ГИП. В результате ГИП в среднем оказался дальше от КИП и ближе к ВИП. Поэтому разделение ГИП и КИП стало несколько проще, а ГИП и ВИП наоборот, намного сложнее. Зазор между ними практически исчез, область существования ГИП теперь накладывается на область существования ВИП и соответственно проблема разделения провалов усугубляется, что и обсуждается ниже.

На рис. 1 слева для сравнения приведены данные спутника DE-2, представленные в работе [Werner and Prölss, 1997]. Данные спутника покрывали период с августа 1981 г. по февраль 1983 г., который также относится к высокой солнечной активности ($F10.7 \sim 180$). Верхний полярный график (рис. 1а) представляет исходные данные DE-2. Авторы процитированной работы не учитывали зависимость от Kp -индекса, поэтому провалы разбросаны по широте так сильно, что в 05–06 LT нет зазора между низкоширотными и высокоширотными провалами, как на рисунке справа. Именно поэтому авторам пришлось разделять провалы чисто механически, на широте 65° . В интервале 07–08 LT на верхнем полярном графике наоборот, ветви провала довольно четко разделяются. Однако как раз в это время низкоширотная ветвь провала практически исчезает. На рис. 1б случаев ГИП в 07–08 LT действительно гораздо меньше, чем ранним утром, но еще достаточно много, чтобы низкоширотная ветвь провала четко проявлялась на всех долготах. Напомним, что вероятность наблюдения ГИП рано утром составляет почти 90%, а к 07–08 LT уменьшается до 65%. В интервале 08–09 LT вероятность наблюдения ГИП составляет менее 50%, но этого количества тоже еще достаточно для формирования низкоширотной ветви. Далее анализ не проводился, поскольку после 09 LT начинает сказываться крайне специфическая динамика дневного каспа, которая требует особого рассмотрения. Среднее для всех долгот положение ГИП для 05–06 LT равно -58° , а для 07–08 LT составляет -61° . Эти значения на модели DE-2 (рис. 1б) отмечены зелеными кружками, видно, что они точно ложатся на низкочастотную ветвь спирали Архимеда, хотя она была получена по данным в Северном полушарии. Среднее положение ВИП также отмечено на модели DE-2 зелеными кружками. Данные DE-2 и CHAMP довольно сильно расходятся: в интервале 05–06 LT как 70° и 72° , а в интервале 07–08 LT как 71° и 76° соответственно. Значение 76° для среднего положения ВИП явно завышено. Таким образом, по данным CHAMP получена гораздо более адекватная картина провалов в утреннем секторе, чем по данным DE-2 в

работе [Werner and Prölss, 1997]. Проанализируем ее более детально.

На рис. 2 приведено несколько специфических примеров структуры высокоширотной ионосферы в интервале 07–08 LT. Широтный профиль f_p на рис. 2а был получен 12 июня 2001 г. в долготном секторе 81° Е. На нем можно наблюдать два провала, ВИП и ГИП. ГИП имеет сложную структуру с двумя минимумами на широтах $60^\circ-65^\circ$. Его невысокая и неоднородная полярная стенка формируется высыпаниями зоны I, которая отмечена штриховкой. Полярная стенка высокоширотного провала соответственно формируется высыпаниями зоны II.

ГИП и ВИП могут наблюдаться и по отдельности – рис. 2б. На рис. 2б наоборот, ВИП в долготном секторе 173° Е имеет сложную структуру с двумя минимумами. На широтах зоны I высыпаний наблюдаются небольшие неоднородности электронной концентрации, но в данном случае, ни полярная стенка ГИП, ни его минимум не образуются. Т.е. уверенно определяется только ВИП. ГИП на рис. 2б был зарегистрирован 10 июня 2002 г. на долготе 253° Е. Зона I высыпаний для этой долготы расположена на $\sim 1^\circ$ экваториальнее, чем на долготе 173° Е, но это не принципиально; ясно, что эти высыпания сформировали полярную стенку провала, т.е. это ГИП. Отметим, что его минимум находится на предельной для ГИП широте -66° .

На рис. 2в также четко регистрируются два провала. Но в данном случае это ГИП и КИП. КИП образовался после слабого всплеска геомагнитной активности с $Kp = 2+$, и, как обычно расположен экваториальнее ГИП, далеко от аврального овала.

ГИП и КИП также могут наблюдаться по отдельности – рис. 2г. ГИП наблюдался на широте 58° , это средняя широта для долготы 5° Е и $Kp = 2$ (рис. 1в). КИП сформировался 15 июня 2001 г. также после небольшого усиления геомагнитной активности с $Kp = 3$. Оба примера КИП на рис. 2 относятся к долготам Америки. Это не случайно, поскольку именно на долготах Америки КИП наблюдается наиболее часто, как показывает рис. 1. На долготах Америки магнитное поле слабое, высыпания частиц в ионосферу из магнитосферного кольцевого тока сильные и провал образуется чаще, чем на других долготах. Поэтому иногда КИП появляется только тогда, когда спутник достиг долгот Америки, хотя всплеск магнитосферной активности наблюдался по времени на предыдущих витках. Отметим, насколько схожи широтные профили электронной концентрации в обоих случаях. Это означает, что ГИП и КИП нельзя различить по форме, а только по динамике их развития с течением времени.

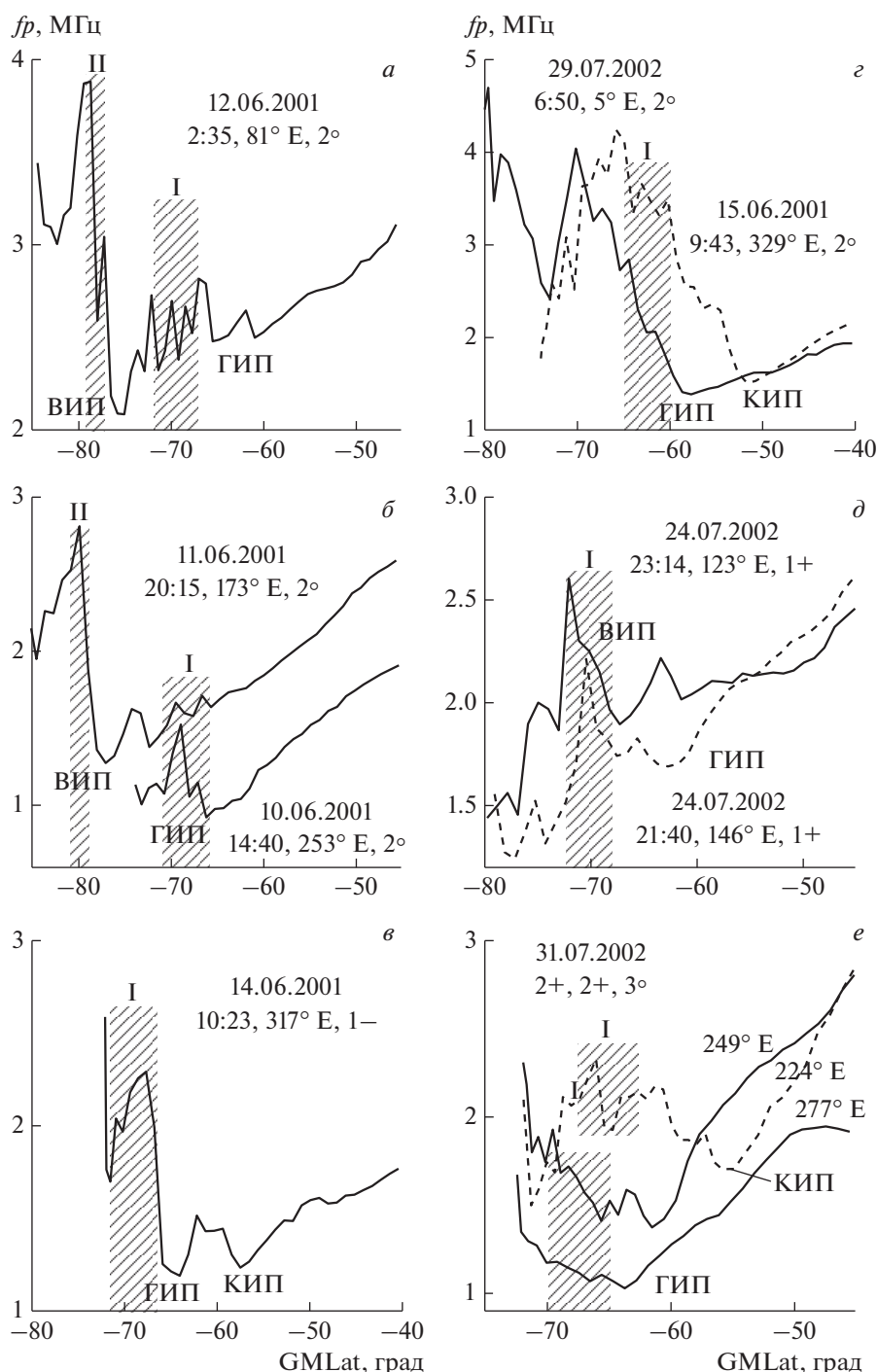


Рис. 2. Примеры наиболее характерных структур ионосферы в интервале 07–09 LT. Заштрихованы зоны I и II высыпаний. Для каждого случая указаны дата, мировое время, долгота и Kp -индекс. Детальное описание см. в тексте.

На рис. 2д приведено два широтных профиля f_p , зарегистрированных 24 июля 2002 г. на соседних витках. Оба они получены для $Kp = 1+$ на близких долготах, поэтому положение зоны I высыпаний для них примерно одно и то же. Профиль f_p в долготном секторе 146° E интерпретируется просто — глубокий минимум на широте

-62.8° относится к ГИП, полярная стенка которого сформирована высыпаниями зоны I. Профиль в долготном секторе 123° E интерпретируется с большим трудом. Слабо выраженный, тем не менее четко определяемый минимум электронной концентрации находится на широте -61.5° , а более глубокий минимум на широте -67.5° . Мож-

но предположить, что первый минимум соответствует ГИП, а второй — ВИП, тем более, что он находится на слишком большой широте для ГИП. Однако полярная стенка этого провала явно сформирована высыпаниями зоны I. Таким образом, скорее всего, мы имеем дело с неоднородной структурой электронной концентрации в днище ГИП. Поэтому оба минимума были определены как ГИП на рис. 1в.

Интересная динамика провалов наблюдалась 31 июля 2002 г. — рис. 2е. На первом витке, в долготном секторе 277° E регистрировался провал с минимумом на обычной для ГИП при $Kp = 2+$ широте -63.8° . На третьем витке после небольшого усиления магнитосферной активности до $Kp = 3$ зона I высыпаний сдвинулась к экватору и образовался КИП на широте -55.8° , т.е. гораздо экваториальнее аврорального овала. ГИП на этом витке выделить трудно. Еще труднее интерпретировать широтный профиль f_p на втором, промежуточном витке. Вероятнее всего, это некоторая совместная структура ГИП и КИП. Но поскольку ее минимум находится на широтах ГИП, он и представлен на рис. 1в как ГИП.

Рассмотренные примеры показывают, что правильная интерпретация сложных случаев возможна только при тщательном анализе провалов в динамике во времени. Продемонстрируем этот принцип еще раз на следующем примере. На рис. 3 приведены несколько витков ШАМП для 26 июля 2002 г., записанные в интервале от 4:36 UT до 14:00 UT. Kp -индекс в этот период изменялся слабо, от 3— до 2, поэтому зона I высыпаний для всех витков примерно одна и та же, что в данном случае не принципиально. Первый виток был записан в долготном секторе 41° E спустя несколько часов после возмущения с $Kp = 4-$. Провал с минимумом -58.6° при $Kp = 3-$ соответствует ГИП с полярной стенкой, сформированной высыпаниями зоны I. На следующем витке образовался КИП, который в долготном секторе 333° E при $Kp = 3-$ ярко проявился на своей типичной широте -54.9° . Можно также выделить слабый признак ГИП на широте $\sim 57^\circ$. На следующем витке в долготном секторе 310° E ярко проявились оба провала, что делает проблему их разделения простой. То же самое относится к следующему витку, хотя провалы не так ярко выражены. На последнем витке КИП практически не фиксируется и наблюдается один, четко выраженный ГИП с полярной стенкой на широтах зоны I высыпаний.

4. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ПРОВАЛОВ В УТРЕНЕМ СЕКТОРЕ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ

Таким образом, данные ШАМП позволяют существенно уточнить в утреннем секторе картину провалов, полученную в работе [Werner and

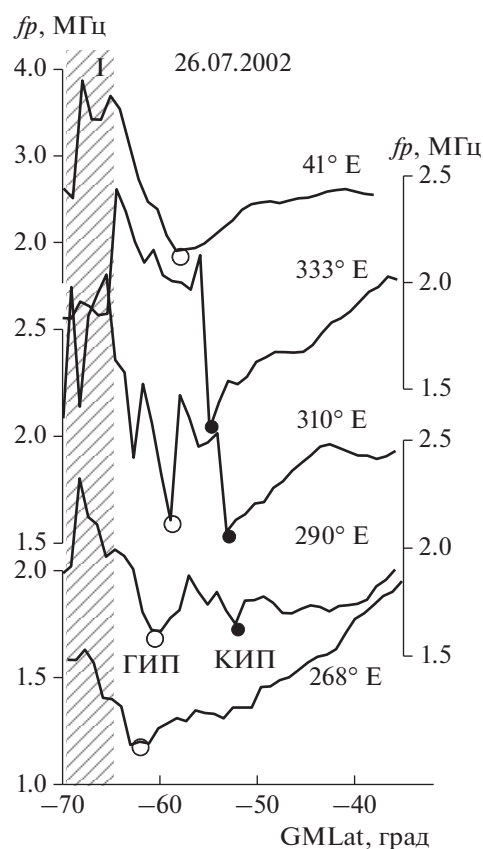


Рис. 3. Динамика ГИП и КИП на нескольких последовательных витках ШАМП 26 июля 2002 г. Минимум ГИП отмечен пустым кружком, минимум КИП — заполненным. Заштрихована зона I авроральных диффузных высыпаний.

Prölss, 1997]. Однако в этой работе были использованы данные DE-2 только в Северном полушарии, возможно они дают картину, отличную от полученной в Южном полушарии. Чтобы проверить это, было получено аналогичное распределение провалов для 07–08 LT в Северном полушарии — рис. 4.

Данные ШАМП в Северном полушарии для высокой солнечной активности для относительно спокойных условий $Kp \leq 4$ были отобраны в интервалах 28–29 января и 6–15 февраля 2001 г., а также 28–30 ноября и 1–12 декабря 2002 г. Всего было зарегистрировано 244 случая ГИП, вероятность наблюдения составляет $\sim 75\%$, что несколько больше, чем в Южном полушарии.

Долготные вариации положения зон высыпаний в Северном полушарии были выделены в работах [Воробьев и Ягодкина, 2010; Luan et al., 2011] также только для околополночных часов. И они так же, как и в Южном полушарии были скорректированы. Для этого были использованы данные спутника DMSP-F13, отобранные для четырех дней в декабре 2000 г. при $Kp \sim 2$. В Север-

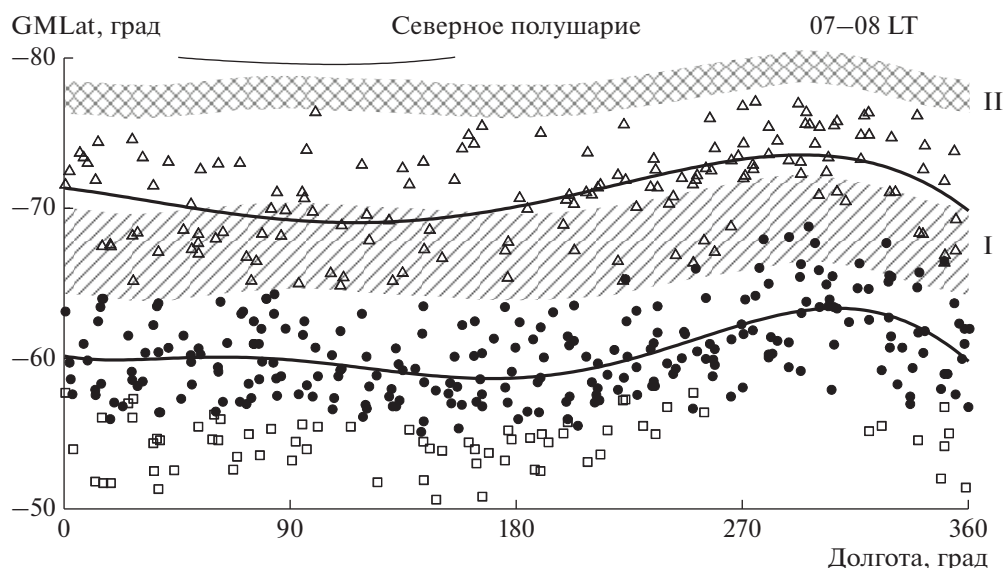


Рис. 4. Распределение провалов с долготой по данным СНАМР для 07–08 LT в Северном полушарии. ВИП обозначен треугольником, ГИП — черным кругом, КИП — квадратом. Заштрихованные области — зоны I и II авроральных диффузных высыпаний согласно модели [Vorobjev et al., 2013].

ном полушарии спутник в этот период находился в секторе 6.7–8.3 LT. Долготные вариации положения экваториальной границы авроральных высыпаний мягких частиц, выделенные по данным F13 несколько отличаются от вариаций экваториальной границы аврорального овала, выделенных в указанных выше работах. Но поскольку первые довольно точно привязаны по местному времени к данным СНАМР, то они и приведены на рис. 4. И точно так же, как и в Южном полушарии, их амплитуда составляет $\sim 2.5^\circ$, а среднее положение соответствует рассматриваемому местному времени (7.5 LT) и $Kp = 2$ согласно модели аврорального овала высыпаний [Vorobjev et al., 2013].

Картина провалов в Северном полушарии принципиально не отличается от картины в Южном полушарии. Как и в Южном полушарии положение каждого провала было приведено к $Kp = 2$, при этом коэффициент a был определен как 0.6° для ВИП, 1.5° для ГИП и 1.1° для КИП. В Северном полушарии в интервале 07–08 LT, так же как и в Южном, нет большого зазора по широте между массивами данных ВИП и ГИП. Следовательно, снова приходится тщательно разделять случаи расположенных наиболее высоко по широте ГИП и расположенных наиболее низко по широте ВИП. Ниже приведен пример такого анализа, но сначала выделим различия между Северным и Южным полушариями. Сильнее всего асимметрия полушарий сказывается в разном характере долготных вариаций положения разных структур. В Южном полушарии ГИП максимально удален к полюсу на долготах 120° – 150° Е восточного полушария, а в Северном полушарии на долготах Америки

270° – 300° Е в Западном полушарии, как отмечалось ранее [Karpachev et al., 2019]. Это связано, в первую очередь, с изменениями характера вариаций геомагнитного поля при переходе из Северного полушария в Южное. Отрезок кривой на рис. 4 около 80° отображает наклонение спутника на долготах 45° – 155° Е, остальная кривая лежит за пределами графика. Таким образом, в Северном полушарии наклонение орбиты не ограничивает возможность наблюдения высокоширотных провалов. Поэтому на рис. 4 приведено среднее положение ВИП. Как показывает сравнение, долготные вариации ВИП и ГИП подобны. Это скорее всего справедливо и для Южного полушария, где наклонение спутника сильно ограничивает наблюдение высокоширотной структуры ионосферы на большинстве долгот.

КИП в Северном полушарии наиболее редко наблюдается на долготах Америки. Это связано с тем, что на этих долготах все частицы во время колебаний вдоль геомагнитной линии высыпаются в Южном полушарии, где геомагнитное поле наиболее слабое. На остальных долготах Северного полушария сильной изменчивости интенсивности высыпаний горячих частиц (протонов) не наблюдается, что отмечалось еще в работе [Berg, 1972]. Эти закономерности в высыпаниях соответственно проявляются и в формировании КИП.

На рис. 5a приведен довольно характерный широтный профиль f_p для рассматриваемых условий. На нем отражены классические провалы ГИП и ВИП, полярные стенки которых сформированы соответствующими высыпаниями. Спе-

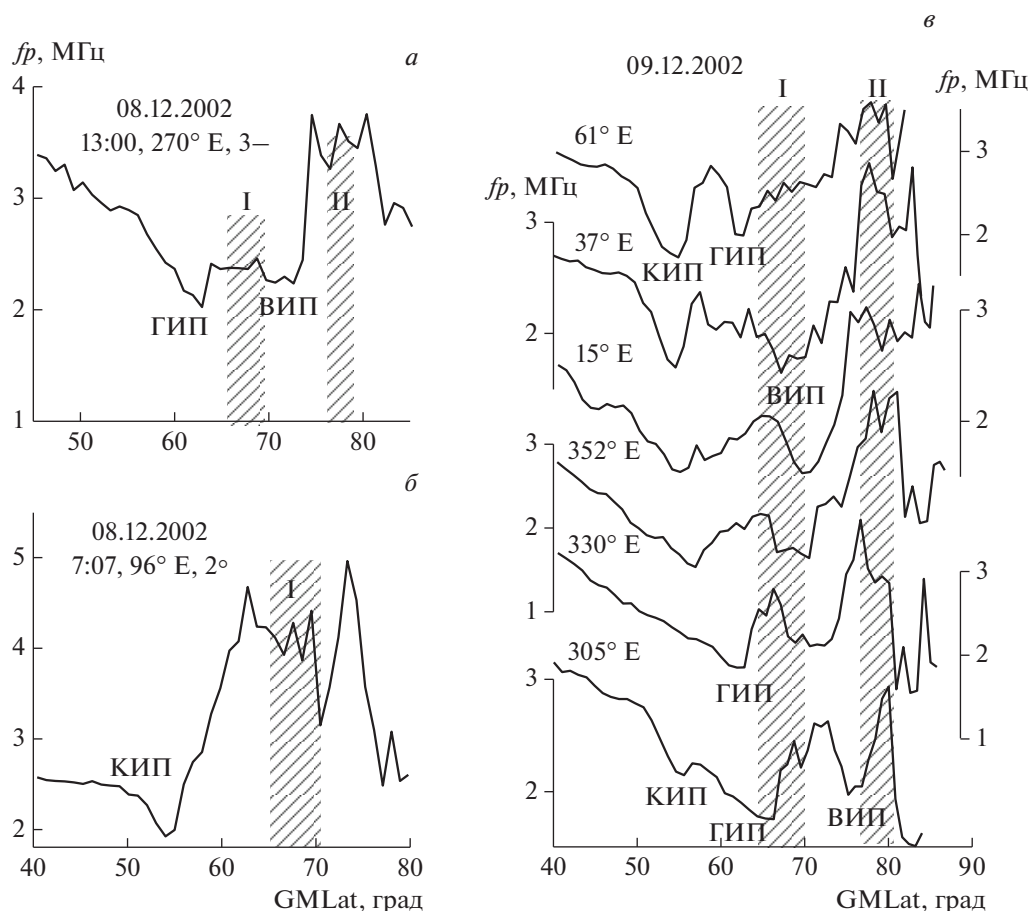


Рис. 5. Типичный широтный профиль f_p в Северном полушарии (а). КИП, наблюдавшийся отдельно (б). Динамика ВП, ГИП и КИП на нескольких последовательных витках СНАМР 9 декабря 2002 г. (в). Заштрихованы зоны I и II авроральных диффузных высыпаний.

цифкой этого профиля является невысокая полярная стенка ГИП. Иногда она была настолько слабо выражена, что оба провала сливались в одну, плоскую структуру. Почему-то такая структура оказалась присущей именно Северному полушарию. Можно сделать вывод, что высыпания зоны I в Северном полушарии утром часто были очень слабые.

На рис. 5б приведен очень четко выраженный пример КИП, который сформировался после возмущения с $Kp = 4-$, которое имело место 7 декабря 2002 г. Минимум КИП расположен на классической для него широте 54° , далеко от аврорального овала и наблюдается один, без каких либо признаков ГИП.

Сложный пример наблюдений в Северном полушарии на долготах 61° – 305° Е приведен на рис. 5б. Он потребовал тщательного анализа провалов в динамике. Наблюдения относятся к 9 декабря 2002 г. В этот день Kp изменялся от 3 до 1–, поэтому все провалы приведены к $Kp = 2$, чтобы положение обеих полос высыпаний на рис. 5б бы-

ли одинаковыми для всех витков. На первом витке в долготном секторе 61° Е наблюдается ГИП экваториальнее аврорального овала, и ярко выраженный, глубокий КИП, который образовался на этом витке после возмущения с $Kp = 3$. На своих обычных широтах 54° – 56° КИП существует еще на трех витках, хотя уже на втором витке геомагнитная активность резко упала до $Kp = 1$ –. На третьем витке также наблюдаются два провала, но теперь это КИП и четко выраженный ВИП. Минимум более высокоширотного провала на втором витке находится в некотором промежуточном состоянии, поскольку он расположен внутри высыпаний зоны I. Однако его полярная стенка однозначно связана с высыпаниями зоны II, т.е. это ВИП. Таким образом, на витках 1–3 ГИП плавно трансформировался в ВИП, что можно отследить только при внимательном анализе динамики провалов. Точно так же КИП плавно трансформировался в ГИП при переходе из долготного сектора 352° Е в долготный сектор 330° Е. На последнем витке в долготном секторе 305° Е наблюдается след от КИП на широте 55° и ГИП с

минимумом уже в полосе высыпаний. На самом деле полоса высыпаний на долготе 305° Е согласно рис. 1 расположена немного южнее, но это не принципиально, на рис. 1 несколько провалов на долготах Америки расположены еще глубже в полосе высыпаний. И все они относятся к ГИП, как показал анализ их динамики.

Приведенные примеры еще раз показывают, что однозначно разделить и классифицировать провалы ионизации можно только при тщательном анализе их динамики со временем.

5. ВЫВОДЫ

Задача разделения провалов действительно более сложная в позднем утреннем секторе, чем в раннем. Причина проста: в 05–06 LT ГИП далеко отстоит от аврорального овала, так что между ГИП и ВИП существует довольно большой зазор по широте. С течением времени ГИП вследствие высокоширотной конвекции плазмы сильнее смещается к полюсу, чем авроральный овал, поэтому к 07–08 LT область существования ГИП накладывается на область существования ВИП. В результате самые высокоширотные случаи ГИП легко спутать с самыми низкоширотными случаями ВИП, поскольку по форме они не различаются.

Несмотря на все сложности, эту проблему удалось достаточно успешно решить. Для разделения ВИП и ГИП использовалась модель авроральных диффузных высыпаний, которая описывает зону I на экваториальной границе аврорального овала и зону II на его полярной границе [Vorobjev et al., 2013]. Анализ проводился с учетом динамики провалов с течением времени. При этом отслеживалось соответствие положения полярной стенки ГИП высыпаниям зоны I, а полярной стенки ВИП — высыпаниям зоны II. А поскольку оказалось, что положения всех структур высокоширотной ионосферы подвержены вариациям с долготой, то и анализ более эффективно проводить в рамках долготного эффекта. При этом долготные вариации экваториальной границы авроральных высыпаний были выделены по данным спутника DMSP-F12 в Южном полушарии и F13 — в Северном. По форме эти вариации совпадают с вариациями угла наклона земного диполя. Отметим, что долготные вариации положения зон высыпаний, выделенные ранее в работах [Воробьев и Ягодкина, 2010; Luan et al., 2011] для околополуденных условий немного отличаются от вариаций, выделенных по данным DMSP и от вариаций угла наклона диполя. Однако этот вопрос требует более глубокого рассмотрения на большом массиве данных по высыпаниям, полученных для всех часов местного времени.

Асимметрия полушарий проявляется ярче всего в кардинально разном характере долготных

вариаций положения всех структур ионосферы. В Северном полушарии ГИП и авроральный овал наиболее удалены к полюсу на долготах Америки, а в южном на долготах Азии. На этих долготах проблема разделения провалов усложняется. Что касается среднего положения ГИП, то оно также немного различается: ГИП при $Kp = 2$ находится на широте 60.3° в Северном полушарии и 60.8° в Южном. На рис. 4а приведен довольно характерный для Северного полушария широтный профиль f_p с двумя провалами, ГИП и ВИП. Спецификой этого профиля является невысокая полярная стенка ГИП и хорошо выраженная полярная стенка ВИП. Можно предположить, что высыпания зоны I были гораздо слабее высыпаний зоны II. В Южном полушарии такие профили не наблюдались.

ГИП и КИП также, как правило, разделялись по динамике обоих провалов. Для этого были тщательно рассмотрены все геомагнитные возмущения в течение рассмотренного периода. КИП образуется через несколько часов даже после небольшого роста активности. Он имеет тенденцию формироваться на долготах со слабым геомагнитным полем, где высыпания из магнитосферного кольцевого тока наиболее сильные [Karapachev, 2020]. Поэтому на долготах Америки он чаще всего наблюдается в Южном полушарии и реже всего в Северном. Таким образом, асимметрия полушарий определяется не только в положении всех структур, но и в вероятности наблюдения КИП.

Итак, построена на настоящий момент наиболее полная и адекватная картина структуры утренней (05–09 LT) ионосферы для высокой солнечной активности. При низкой солнечной активности ГИП в обоих полушариях утром расположен на ~2° южнее [Karapachev, 2019], чем при высокой активности. Если положение аврорального овала неизменно, это должно усугубить проблему разделения ГИП и ВИП. Проверку этого предположения можно рассматривать в качестве задачи для следующего этапа исследований.

Полученные результаты имеют большое значение при моделировании состояния ионосферы. При этом следует выделить два аспекта. С физической точки зрения разделение и классификация ионосферных провалов является важным и необходимым, поскольку разные провалы формируются совершенно разными процессами, происходящими в системе магнитосфера–ионосфера–термосфера. Поэтому у них разная динамика и во времени и в пространстве, которую необходимо понимать и учитывать при исследовании этих процессов. С точки зрения описания среды в задачах распространения радиоволн главным является расположение полярной стенки любого провала. На длинных высокоширотных трассах радиолуч наталкивается на полярную

стенку провала и переотражается от нее вверх, вдоль силовой линии [Blagoveschensky et al., 1997]. Поэтому, в этом случае важно определить географическое положение и состояние, в первую очередь высоту, полярной стенки каждого провала.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит за предоставленные данные разработчиков и операторов эксперимента CHAMP (Deutsches GeoForschungs Zentrum (GFZ)) и German Aerospace Center (DLR)), а также проекта DMSP (Defense Meteorological Satellite Program). Данные CHAMP взяты на сайте (<http://op.gfz-potsdam.de/champ>), а данные DMSP на сайте (<https://dmsp.bc.edu/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Сезонные и суточные (UT) вариации положения границ авроральных высыпаний и полярной шапки // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 50. № 5. С. 625–633. 2010.
- Ahmed M., Sagalyn R.C., Wildman P.J.L., Burke W.J. Topside ionospheric trough morphology: occurrence frequency and diurnal, seasonal and altitude variations // J. Geophys. Res. V. 84. № 2. P. 489–498. 1979. <https://doi.org/10.1029/JA084iA02p00489>
- Berg L.E., Søråas F. Observations suggesting weak pitch angle diffusion of protons // Scientific/Technical Report No. U1, by Department of Physics, University of Bergen, Norway. 1972.
- Blagoveschensky D.V., Dobroselsky K.A., Malseva O.A. Main ionospheric trough as a channel for MF propagation in the magnetosphere // Radio Sci. V. 32. № 4. P. 1377–1490. 1997. <https://doi.org/10.1029/97RS00249>
- Grebowsky J.M., Tailo H.A., Lindsa J.M. Location and source of ionospheric high latitude troughs // Planet. Space Sci. V. 31. № 1. P. 99–105. 1983. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(83\)90034-X](https://doi.org/10.1016/0032-0633(83)90034-X)
- Karpachev A.T., Klimenko M.V., Klimenko V.V. Longitudinal variations of the ionospheric trough position // Adv. Space Res. V. 83. № 2. P. 950–956. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.09.038>
- Karpachev A.T. Variations in the winter troughs' position with local time, longitude, and solar activity in the Northern and Southern hemispheres // J. Geophys. Res. V. 124. № 10. P. 8039–8055. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019JA026631>
- Karpachev A.T. Dynamics of main and ring ionospheric troughs at the recovery phase of storms/substorms // J. Geophys. Res. V. 126. № 1. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020JA028079>
- Karpachev A.T. Advanced separation and classification of ionospheric troughs in midnight conditions // Sci. Rep. V. 12. 13434. 2022a. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-17591-4>
- Karpachev A.T. Advanced classification of ionospheric troughs in the morning and evening conditions // Remote Sensing. V. 14. 4072. 2022b. <https://doi.org/10.3390/rs14164072>
- Luan X., Wang W., Burns A., Solomon S., Zhang Y., Paxton L.J., Xu J. Longitudinal variations of nighttime electron auroral precipitation in both the Northern and Southern hemispheres from the TIMED global ultraviolet imager // J. Geophys. Res. V. 116. A03302. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA016051>
- Moffett R.J., Quegan S. The mid-latitude trough in the electron concentration of the ionospheric F-layer: A review of observations and modeling // J. Atmos. Terr. Phys. V. 45. № 5. P. 315–343. 1983. [https://doi.org/10.1016/S0021-9169\(83\)80038-5](https://doi.org/10.1016/S0021-9169(83)80038-5)
- Muldrew D.B. F layer ionization troughs deduced from Alouette data // J. Geophys. Res. V. 70. № 11. P. 2635–2650. 1965. <https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02635>
- Rodger A.S., Moffett R.J., Quegan S. The role of ion drift in the formation of ionisation troughs in the mid-and high-latitude ionosphere – a review // J. Atmos. Terr. Phys. V. 54. № 1. P. 1–30. 1992. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(92\)90082-V](https://doi.org/10.1016/0021-9169(92)90082-V)
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 102. P. 157–171. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.007>
- Werner S., Pröls G.W. The position of the ionospheric trough as a function of local time and magnetic activity // Adv. Space Res., V. 20. № 9. P. 1717–1722. 1997. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00578-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00578-4)

ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПУЗЫРИ: ВЛИЯНИЕ ЗОНАЛЬНОГО ТЕРМОСФЕРНОГО ВЕТРА

© 2023 г. Л. Н. Сидорова*

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

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

Поступила в редакцию 21.03.2023 г.

После доработки 13.06.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Есть ряд теоретических исследований, указывающих на ключевую роль зональных термосферных ветров в процессах генерации и эволюции экваториальных плазменных пузырей. Однако нет достаточного количества наблюдательных данных, подтверждающих связь этих явлений. Для исследования этой связи проведен детальный сравнительный и корреляционный анализ LT-вариаций вероятности наблюдения экваториальных плазменных пузырей и скорости зонального термосферного ветра. Используются данные наблюдений экваториальных плазменных пузырей, регистрируемых на борту спутника ISS-b (~972–1220 км) в периоды солнцестояний и равноденствий. Также использованы данные наблюдений скорости зонального термосферного ветра, полученные на борту спутника CHAMP (~380–450 км). Получено, что указанные характеристики при сравнении подобны и имеют очень сильную корреляцию ($R \cong 0.9$) летом, сильную корреляцию ($R \cong 0.8$) зимой и ($R \cong 0.79$) в равноденствие. Выявлено, что во все сезоны задержка развития максимумов вероятности наблюдения экваториальных плазменных пузырей по отношению к максимумам скорости западного ветра составляет 1–3 ч, что хорошо согласуется с оценкой времени развития “затравочных” возмущений и временем подъема пузырей до высот верхней ионосферы. Выявленные результаты могут считаться новым подтверждением теоретического положения (модель Kudeki) о ключевом влиянии зональных западных термосферных ветров на процесс генерации экваториальных плазменных пузырей.

DOI: 10.31857/S0016794023600369, EDN: EGQLOX

1. ВВЕДЕНИЕ

В теории генерации экваториальных плазменных пузырей (equatorial plasma bubbles, EPB) зональным термосферным ветрам отводится особая роль (см., например, [Kudeki and Bhattacharyya, 1999]). Начиная с пионерских исследований Woodman and La Hoz [1976] принято считать, что EPB формируются после захода Солнца под влиянием плазменной неустойчивости Рэлея–Тейлора (RT), развивающейся на высотах основания F -области. Позже было обнаружено, что развитие RT-неустойчивости является условием необходимым, но не достаточным. В качестве достаточного условия формирования неоднородности рассматривается наличие первоначальных “затравочных” возмущений плазмы. Согласно ряду теоретических и модельных исследований [Kudeki and Bhattacharyya, 1999; Hysell and Kudeki, 2004; Kudeki et al., 2007], ключевая роль в появлении “затравочных” возмущений отводится столкновительно-сдвиговой неустойчивости и ветровой неустойчивости.

А эти неустойчивости развиваются в основании F -области под влиянием зональных термосферных ветров.

Согласно Kudeki et al. [2007] генерация EPB в любом долготном секторе экваториальной ионосферы первично контролируется зональным западным ветром заходного периода. Полагают, что усиление ветра вызывает рост скорости генерации “затравочных” возмущений и усиление вечернего всплеска $E \times B$ дрейфа, который приводит к более быстрому подъему основания F -области до высот, где темпы роста RT-неустойчивости доминируют и становятся решающими [Kudeki et al., 2007]. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментом [Hysell et al., 2006].

В рамках этой теории находит свое рациональное объяснение обнаруженная корреляционная связь ряда термосферных характеристик и долготного распределения EPB [Сидорова и Филиппов, 2016, 2018, 2019; Sidorova and Filippov, 2018].

Так, в работе [Сидорова и Филиппов, 2016] выявлена высокая корреляция ($R \cong 0.79$) долготного распределения ЕРВ (данные спутника ISS-b, ~ 1100 км) с вариациями плотности нейтральной атмосферы области экваториальной аномалии (equatorial mass density anomaly, EMA) [Liu et al., 2009]. Оба профиля имеют характерную волновую структуру с четырьмя максимумами. Известно [Liu et al., 2009], что такие долготные вариации ЕМА однозначно связаны с проявлением влияния тропосферной солнечно-приливной волны DE3. Перенос же такого влияния осуществляется, в первую очередь, термосферными ветрами. В связи с этим было высказано предположение, что зональный термосферный ветер, модулированный приливной волной DE3, может определять (задавать) характер долготного распределения плазменных пузырей в момент их генерации, а именно на этапе появления “затравочных” возмущений [Сидорова и Филиппов, 2018; Sidorova and Filippov, 2018]. Эта идея подкреплялась численными оценками [Сидорова и Филиппов, 2018]. Для проверки предположения был проведен сравнительный анализ долготного распределения ЕРВ с долготным профилем отклонений скорости зонального западного термосферного ветра (спутник CHAMP, ~ 400 км). Выявлено, что обе характеристики имеют детальное подобие и высокую степень корреляции ($R \cong 0.76$), если рассматривать ветровые данные за период подготовки и генерации ЕРВ (15–21 LT) [Сидорова и Филиппов, 2019].

Однако для полноты изучения вопроса о роли зональных термосферных ветров в процессах генерации экваториальных плазменных пузырей следует рассмотреть и другие пространственно-временные характеристики. Например, LT-вариации вероятности наблюдения ЕРВ в сравнении с аналогичными вариациями скорости зонального ветра.

Для выполнения поставленной задачи проведен детальный сравнительный и корреляционный анализ указанных характеристик. Для этого использованы данные наблюдений ЕРВ, регистрируемые на борту спутника ISS-b в периоды солнцестояний и равноденствий. Кроме того, использованы LT-вариации скорости зонального ветра, полученные в работе [Liu et al., 2006] по данным спутника CHAMP.

2. ДАННЫЕ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

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

Гистограммы LT-вариаций вероятности наблюдения ЕРВ (ЕРВ occurrence probability, $P_{ЕРВ}$) были получены по данным спутника ISS-b [RRL, 1983, 1985], летавшего в годы высокой солнечной активности ($F10.7 \sim 150\text{--}220$) в течение двух лет

(1978–1979 гг.). Спутник ISS-b имел квазикруговую орбиту с наклонением $\sim 70^\circ$, покрывающую высоты верхней ионосферы ($\sim 972\text{--}1220$ км).

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

Значения $P_{ЕРВ}$ были рассчитаны для зимнего и летнего сезонов (рис. 1а, 2а). Они рассчитывались как медианы за четырехмесячные периоды наблюдений, центрированные относительно дат солнцестояний в каждом из полушарий. Для анализа зимнего сезона использовались данные, взятые в Северном полушарии за ноябрь–февраль, а в Южном полушарии за май–август, т.е. для условий местной зимы. Для анализа летнего сезона использовались данные, взятые в Северном полушарии за май–август, а в Южном полушарии за ноябрь–февраль, т.е. за месяцы местного лета.

Кроме того, была рассчитана гистограмма $P_{ЕРВ}$ равноденственного периода (рис. 3а). Значения $P_{ЕРВ}$ рассчитывались как медианы за четырехмесячные периоды наблюдений, центрированные относительно дат равноденствий в каждом из полушарий. Для анализа использовались наиболее полно представленные данные весеннего сезона (февраль–май, Северное полушарие; август–ноябрь, Южное полушарие).

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

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

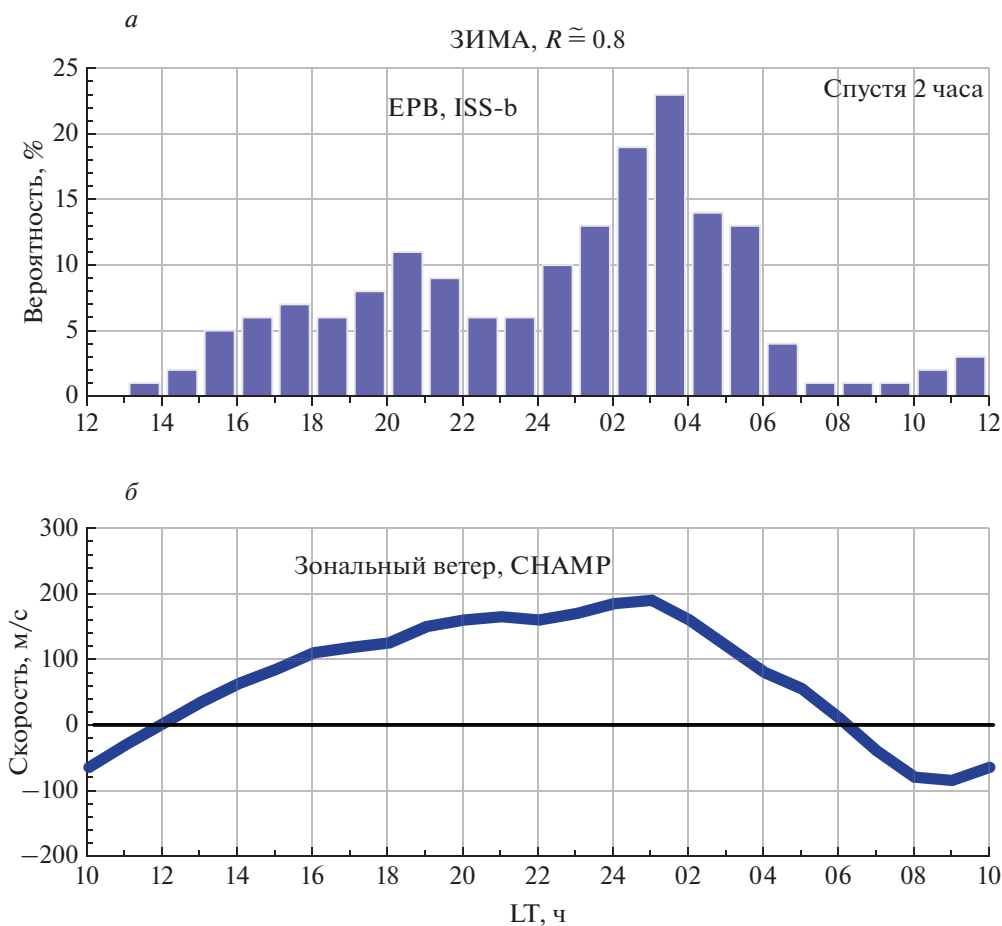


Рис. 1. ЗИМА. Корреляция совмещенных профилей сильная ($R \approx 0.8$).

(а) – LT-вариации вероятности наблюдения ЕРВ (P_{EPV}). Значения P_{EPV} рассчитаны по данным спутника ISS-b (~972–1220 км) и представлены в виде гистограмм.

(б) – LT-вариации скорости зонального термосферного ветра. Вариации скорости зонального ветра, рассчитанные в работе [Liu et al., 2006] по данным спутника CHAMP (~380–450 км), представлены темной кривой.

2.2. Зональный термосферный ветер, спутник CHAMP

В работе [Liu et al., 2006] были представлены LT-вариации скорости зонального термосферного ветра. Вариации скорости были рассчитаны по данным, полученным на термосферных высотах (~380–450 км) на борту спутника CHAMP. Спутник CHAMP был активен в период 2001–2004 гг., когда уровень солнечной активности был повышенным ($F10.7 \sim 107$ – 181). В частности, для сравнительного анализа были привлечены данные за 2002 г. наблюдений с характерными значениями индекса $F10.7 \geq 140$. Использовались измерения скорости зонального ветра, выявляемые в районе экватора ($\pm 5^\circ$ GMLAT) в магнито-спокойные и умеренно-возмущенные периоды ($Kp < 3$).

LT-вариации скорости зонального термосферного ветра были рассчитаны для трех сезонов: периодов зимнего/летнего солнцестояний и равноденствия (рис. 1а–1б).

На указанных рисунках зональные ветры, дующие на восток (западные ветры), имеют положительные значения скорости, а на запад (восточные ветры) – отрицательные значения.

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Проведем детальный сравнительный анализ LT-вариаций вероятности наблюдения ЕРВ (P_{EPV}) и LT-вариаций скорости зонального ветра, полученных в разные сезоны по данным спутника CHAMP (рис. 1–3). Укажем, что те и другие данные были получены в годы повышенной солнечной активности, т.е. при сходных гелиофизических условиях.

В зимний период LT-вариации P_{EPV} имеют два четких максимума (рис. 1а). Первый дополуночный менее развитый максимум приходится на ~20:00–21:00 LT, второй доминирующий максимум приходится на послеполуночные часы (~03:00–

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

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

Примечание:

¹ Спутник ISS-b имел технические перерывы в работе, что отразилось в неравномерности орбитального покрытия по параметру ЛТ.

² Значения $P_{ЕРВ}$ округлены до целых чисел.

04:00 LT). На графике скорости зонального ветра (рис. 1б) хорошо видно, что за 2–3 ч до развития второго доминирующего максимума $P_{ЕРВ}$, западный ветер достигает своего максимального значения (~01:00 LT, ~190 м/с). Иными словами, развитие западного ветра с указанной задержкой сопровождается появлением второго максимума $P_{ЕРВ}$. Не столь четко прослеживается подобие первому максимуму $P_{ЕРВ}$: за 1–2 ч до его развития наблюдается неуклонный рост скорости западного ветра с едва намечающимся спадом. Однако даже при таком развитии событий коэффициент корреляции совмещенных профилей составляет $R \cong 0.8$. Согласно шкале Чеддока, выявленная корреляционная связь является сильной.

Летом два характерных максимума $P_{ЕРВ}$ также неравнозначны (рис. 2а). Первый максимум, появляющийся в заходный период (~20:00–21:00 LT), доминирует, второй послеполуночный максимум (~03:00–04:00 LT) развит намного слабее. Эти же тенденции развиваются ранее в ЛТ-вариациях скорости зонального ветра (рис. 2б). Видно, что наибольший всплеск западного ветра (~120 м/с) в ~18:00 LT на 2–3 ч предваряет развитие доминирующего (первого) максимума $P_{ЕРВ}$. А меньший подъем скорости западного ветра (~85 м/с) в ~02:00 LT на 1–2 ч предваряет развитие послеполуночного максимума $P_{ЕРВ}$. В целом корреляционная связь совмещенных профилей оказывается очень сильной ($R = 0.9$).

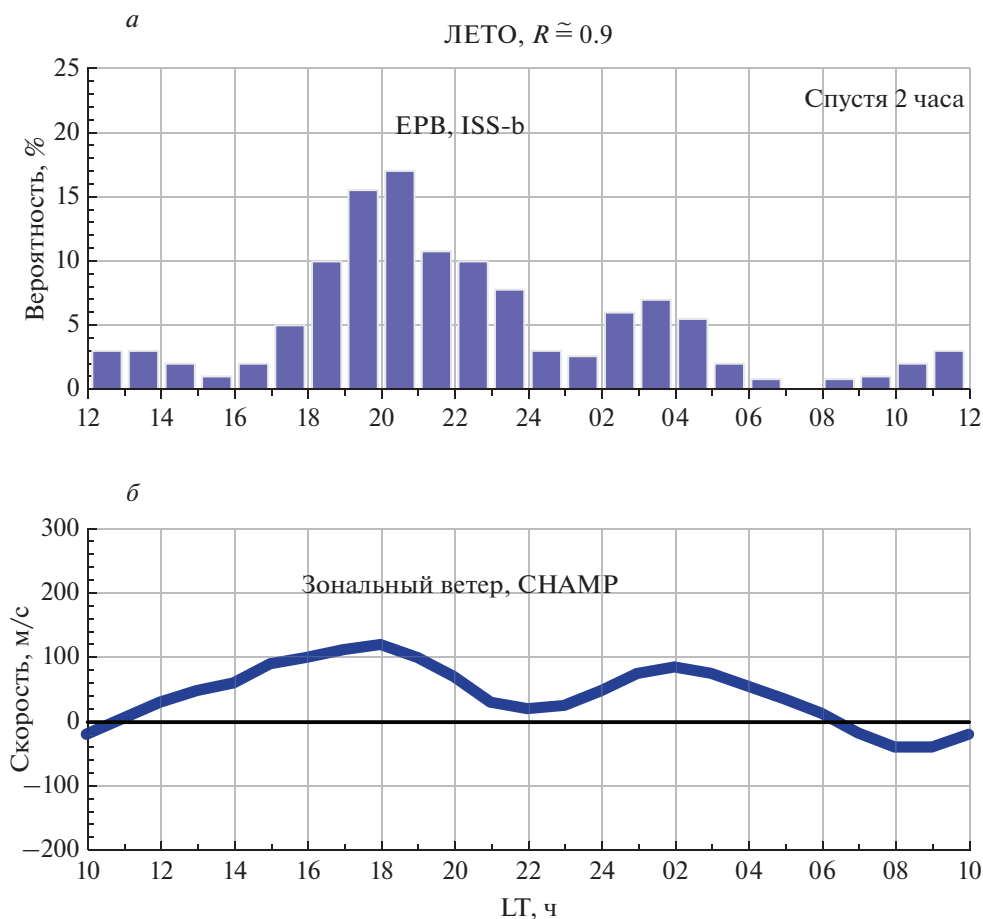


Рис. 2. ЛЕТО. Корреляция совмещенных профилей очень сильная ($R \cong 0.9$).

В равноденствие гистограмма P_{EPB} имеет хорошо выраженный максимум, приходящийся на заходный период (~20:00–21:00 LT) (рис. 3а). Далее виден небольшой всплеск P_{EPB} в околополуденные часы, который в виде плато сохраняется вплоть до ~04:00 LT. Видно, что LT-вариации P_{EPB} имеют сходство с вариациями скорости западного ветра, развивающимися ранее (рис. 3б). Развитие максимума P_{EPB} с задержкой на 1–2 ч следует за развитием максимального всплеска скорости западного ветра (~215 м/с) в ~19 LT. Платообразное развитие P_{EPB} повторяет платообразное развитие скорости западного ветра (~80 м/с). Как результат, рассчитанный коэффициент корреляции совмещенных профилей велик ($R = 0.79$), что свидетельствует о наличии сильной корреляционной связи.

Следует указать, что для корреляционного анализа использовался программный пакет STATISTICA 6.0. Статистическая значимость рассчитанных корреляций соблюдалась при $p < 0.05$ (5%) и $n = 25$, где p – уровень значимости, а n – количество значений P_{EPB} .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

При сравнительном анализе LT-вариаций P_{EPB} , выявленных в разные сезоны (рис. 1а–3а), и LT-вариаций скорости зонального термосферного ветра (рис. 1б–3б) была обнаружена отчетливая корреляционная связь их совмещенных профилей. Рассмотрим графики в деталях, обращая внимание на направленность зонального ветра и задержку в развитии максимумов P_{EPB} по отношению к максимумам скорости ветра.

Заметим, что во все сезоны имела место корреляция с зональным ветром исключительно *западного направления*. Зональный ветер в послеполуденное время менял свое направление на западное, и его последующие LT-вариации с некоторой задержкой по времени (от одного часа до 3 ч) повторялись в LT-вариациях P_{EPB} . Следует указать, что выявленная направленность зонального ветра полностью согласуется с теоретическим выводом [Kudeki and Bhattacharyya, 1999] о ключевом влиянии *зональных западных* термосферных ветров на процесс генерации экваториальных плазменных пузырей.

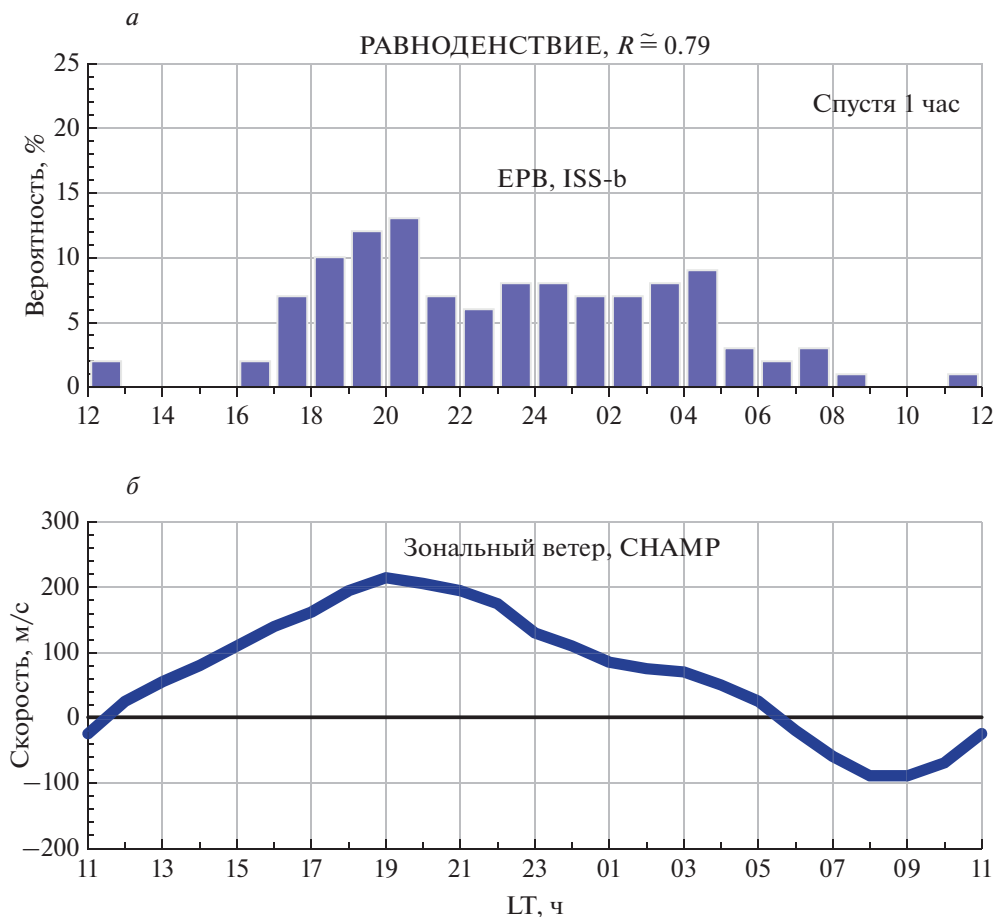


Рис. 3. РАВНОДЕНСТВИЕ. Корреляция совмещенных профилей сильная ($R \approx 0.79$).

Хорошо известно, что ветровое влияние на ионосферную плазму, в частности на генерацию и эволюцию ЕРВ, сильно ограничено высотным диапазоном. Оно наиболее эффективно вблизи высот генерации ЕРВ и значительно ослабевает при подъеме ЕРВ до предельных высот F -области. (Последнее связано с сильным падением концентрации нейтральных частиц с ростом высоты. На высотах верхней ионосферы, где их концентрация крайне мала, это влияние становится и вовсе ничтожным. Как следствие, до высот ~ 500 км первостепенную роль еще играют ион-нейтральные соударения, выше же начинают превалировать ион-ионные соударения [Брюнелли и Намгаладзе, 1998].) Этим фактом легко объясняется появление задержки в развитии характерных ЛТ-вариаций P_{EPB} , выявляемых на высотах верхней ионосферы, по отношению к аналогичным вариациям скорости западного ветра, измеряемого на высотах основания F -области. Укажем, что, как правило, задержка в развитии максимумов P_{EPB} составляла 2–3 ч, реже – 1–2 ч (послеполуденный максимум в летнее время и максимум в равноденствие). Рассмотрим детали этого про-

цесса и сделаем оценку характерных времен, обеспечивающих эту задержку.

Плазменные пузыри, сформировавшиеся на термосферных высотах (высоты основания F -области), поднимаются до высот верхней ионосферы. Можно оценить временной диапазон, необходимый плазменным пузырям разной интенсивности для их подъема до высот верхней ионосферы.

При подъеме такие пузыри под влиянием диффузионных процессов “растягиваются” вдоль магнитных силовых трубок и приобретают бананообразный вид. В таком виде пузыри могут регистрироваться не только в экваториальных, но и в низких и даже на средних широтах. На борту спутника ISS-b, летавшего на высотах верхней ионосферы (~ 972 – 1220 км), выявляемые пузыри чаще регистрировались в низких и на средних широтах. Иными словами, на высотах этого спутника, как правило, регистрировались “хвосты” плазменных пузырей, тогда как экваториальные вершины пузырей достигали высот ~ 1500 – 3000 км (см., например, рис. 5 работы [Сидорова, 2021]). Несложно оценить путь, преодолеваемый вершиной плазменного пузыря, от высоты формирова-

ния этого пузыря (например, ~400 км) до указанных высот. Он составляет ~1100–2600 км.

С другой стороны, известно, что скорость подъема пузырей может варьироваться (в зависимости от их интенсивности) в довольно широком диапазоне: от ~150 м/с [Abdu et al., 1983; McClure et al., 1977; Woodman and La Hoz, 1976] до ~1 км/с [Hanson et al., 1997; Huba et al., 2008]. Не будем рассматривать крайние значения этого диапазона, а проведем расчеты времени подъема ЕРВ для двух типичных значений скорости: ~300 м/с и ~600 м/с. Получим, что при подъеме со скоростью ~300 м/с пузырь достигает высот верхней ионосферы за ~1–3 ч, а со скоростью ~600 м/с – в два раза быстрее – за ~0.5–1.5 ч. Делаем вывод, что наблюдаемая нами временная задержка развития максимумов P_{EPB} по отношению к максимумам скорости западного ветра (~1–3 ч) неплохо согласуется с полученной оценкой (~0.5–3 ч). Очевидно, что пузырь может достигать высот верхней ионосферы намного быстрее: за десятки минут или даже за минуты, если его скорость близка к предельно высокой. Однако эти события, по всей видимости, не столь часты.

Следует также указать, что время подъема ЕРВ является не единственной причиной возникающей задержки в развитии максимумов P_{EPB} . Существует другой важный фактор – длительность электродинамических процессов, предваряющих начало генерации ЕРВ. В цепь этих процессов сложным образом “вплетено” влияние зональных западных ветров.

Известно, что для запуска механизма генерации ЕРВ важно наличие “подготовленных” ионосферных условий. Условия же будут “подготовлены” тогда, когда под влиянием зональных западных ветров в достаточной степени разовьются столкновительно-сдвиговая и ветровая неустойчивости, которые приведут к массовому появлению “затравочных” возмущений. (Те, в свою очередь, после захода Солнца, т.е. с развитием вечернего всплеска $E \times B$ дрейфа, начнут эволюционировать и оформляться в плазменные пузыри). Иными словами, наличие развитых “затравочных” возмущений будет означать готовность ионосферы к генерации ЕРВ. Для развития же таких возмущений требуется время – подготовительный период. Он стартует, как указывают Hysell and Kudeki [2004], опираясь на радарные данные, когда в экваториальной ионосфере начинают формироваться ветровые сдвиговые потоки. Те же формируются уже приблизительно в 14 LT и постепенно усиливаются к сумеречным часам. Тогда же сдвиговая неустойчивость даже со скромными темпами роста способна инициировать появление первых “затравочных” возмущений. Причем на их генерацию согласно результатам численного моделирования [Hysell and Kudeki, 2004] требуется

как минимум ~ 50 мин. Авторы полагают, что при росте сдвиговой неустойчивости ближе к сумеречным часам это время в разы сокращается, т.е. может составить 10–20 мин. Сгенерированные таким образом “затравочные” возмущения накапливаются и при появлении благоприятных условий (после захода Солнца) оформляются в плазменные пузыри. Очевидно, что указанная задержка не является столь весомой по сравнению со временем подъема пузырей до высот верхней ионосферы. Однако ее учет приводит к лучшему согласию наблюдаемой временной задержки развития максимумов P_{EPB} по отношению к максимумам скорости западного ветра (~1–3 ч) и получаемой оценкой (~0.8–3 ч).

Итак, в результате исследований LT-вариаций P_{EPB} и их сравнения с аналогичными вариациями скорости зонального термосферного ветра, полученными в разные сезоны, выявлена сильная (и очень сильная) корреляция их совмещенных профилей. Более того, полученные оценки времени развития процессов, предваряющих развитие максимумов P_{EPB} , не противоречат наблюдательным данным. Это позволяет заключить, что получено новое подтверждение теоретического положения (модель Kudeki) о ключевом влиянии зональных западных термосферных ветров на процесс генерации экваториальных плазменных пузырей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Есть теоретические указания о ключевой роли зональных термосферных ветров в процессах генерации и эволюции экваториальных плазменных пузырей [Kudeki and Bhattacharyya, 1999; Hysell and Kudeki, 2004; Kudeki et al., 2007]. Однако нет достаточного количества наблюдательных данных, подтверждающих связь этих явлений. В настоящей работе предпринята попытка исследовать эту связь. Для этого проведен детальный сравнительный и корреляционный анализ LT-вариаций вероятности наблюдения ЕРВ и скорости зонального термосферного ветра. Использованы данные наблюдений ЕРВ, регистрируемые на борту спутника ISS-b (~972–1220 км) в периоды солнцестояний и равноденствий. Также использованы LT-вариации скорости зонального термосферного ветра, рассчитанные в работе [Liu et al., 2006] по данным, полученным на борту спутника CHAMP (~380–450 км). Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. Указанные характеристики при совмещении имеют детальное подобие и очень сильную корреляцию ($R \cong 0.9$) летом, сильную корреляцию ($R \cong 0.8$) зимой и в равноденствие ($R \cong 0.79$).
2. Во все сезоны задержка развития максимумов P_{EPB} по отношению к максимумам скорости западного ветра находится в диапазоне 1–3 ч, что

хорошо согласуются с оценкой времени развития “затравочных” возмущений и временем подъема ЕРВ до высот верхней ионосферы.

Следует заключить, что полученные результаты могут являться новым подтверждением теоретического положения (модель Kudeki) о ключевом влиянии зональных западных термосферных ветров на процесс генерации экваториальных плазменных пузырей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука. 499 с. 1998.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”, видимых на высотах верхней ионосферы в концентрации He^+ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 1. С. 64–77. 2013.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”: Возможное влияние тропосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 4. С. 514–524. 2016.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Экваториальные плазменные “пузыри”: Влияние термосферных ветров, модулированных приливной волной DE3 // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 225–233. 2018.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Ветровая подготовка генерации экваториальных плазменных “пузырей” // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 3. С. 333–339. 2019.
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные “пузыри”: Изменчивость широтного распределения с высотой // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 4. С. 445–456. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021040167>
- Abdu M.A., de Medeiros R.T., Sobral J.H.A. et al. Spread F plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations // J. Geophys. Res. V. 88. P. 9197–9204. 1983.
- Hanson W.B., Coley W.R., Heelis R.A. et al. Fast equatorial bubbles // J. Geophys. Res. V. 102. № A2. P. 2039–2045. 1997.
- Huba J.D., Joyce G., Krall J. Three-dimensional equatorial spread F modeling // Geophys. Res. Lett. V. 35. L10102. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2008GL033509>
- Hysell D.L., Kudeki E. Collisional shear instability in the equatorial F region ionosphere // J. Geophys. Res. V. 109. № A11301. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010636>
- Hysell D.L., Larsen M.F., Swenson C.M., Wheeler T.F. Shear flow effects at the onset of equatorial spread F // J. Geophys. Res. V. 111. № A11317. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011923>
- Kudeki E., Bhattacharyya S. Postsunset vortex in equatorial F -region plasma drifts and implications for bottomside spread- F // J. Geophys. Res. V. 104. № 12. P. 28163–28170. 1999.
- Kudeki E., Akgiray A., Milla M.A. et al. Equatorial spread- F initiation: post-sunset vortex, thermospheric winds, gravity waves // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 69. № 17–18. P. 2416–2427. 2007.
- Liu H., Lühr H., Watanabe S. et al. Zonal winds in the equatorial upper thermosphere: Decomposing the solar flux, geomagnetic activity, and seasonal dependencies // J. Geophys. Res. V. 111. № A07307. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011415>
- Liu H., Yamamoto M., Lühr H. Wave-4 pattern of the equatorial mass density anomaly: A thermospheric signature of tropical deep convection // J. Geophys. Res. Lett. V. 36. № L18104. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009GL039865>
- McClure J.P., Hanson W.B., Hoffman J.F. Plasma bubbles and irregularities in the equatorial ionosphere // J. Geophys. Res. V. 82. № 19. P. 2650–2656. 1977.
- RRL. Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. V. 1–3. 1983.
- RRL. Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. Special Report. V. 4. 1985.
- Sidorova L.N., Filippov S.V. Topside ionosphere He^+ density depletions: seasonal/longitudinal occurrence probability // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 86. P. 83–91. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.013>
- Sidorova L.N., Filippov S.V. Four-peak longitudinal distribution of the equatorial plasma bubbles observed in the topside ionosphere: Possible troposphere tide influence // Adv. Space Res. V. 61. № 6. P. 1412–1424. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.12.035>
- Woodman R.F., La Hoz C. Radar observations of F -region equatorial irregularities // J. Geophys. Res. V. 81. P. 5447–5466. 1976.

УДК 551.510.535

МНОГОЛЕТНИЕ ТРЕНДЫ ИОННОГО СОСТАВА И ТЕМПЕРАТУРЫ НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ СРЕДНИХ ШИРОТ

© 2023 г. Г. В. Гивишвили¹, *, Л. Н. Лещенко¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: givi_dom@mail.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 06.06.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Экспериментальные данные измерений содержания окиси азота NO в среднеширотной нижней термосфере показывают его существенную зависимость от солнечной (и соответственно) геомагнитной активности, которая меняется от невозмущенных к сильно возмущенным условиям до трех-четырех и более раз. Подобная зависимость [NO] от гелиогеофизических факторов не может не сказываться на содержании ионов NO⁺, которые преобладают (вместе с ионами O₂⁺) на высотах 105–120 км. Анализ, проведенный в настоящей работе, подтвердил это предположение: отношение $\Phi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ в среднеширотном слое E ионосферы действительно жестко коррелирует с солнечной активностью. Вместе с тем, анализ данных вертикального зондирования ионосферы за 86 лет наблюдений свидетельствует о систематическом многолетнем росте критической частоты слоя E (foE) при фиксированном уровне солнечной активности. Учет этих обстоятельств позволил оценить долговременные вариации температуры нейтральной атмосферы вблизи высоты максимума слоя E (hmE = 110–115 км). Расчеты показали, что в период с 1931 по 2017 гг. среднегодовая температура среднеширотной нижней термосферы повышалась с линейной скоростью, превышающей 0.3–0.5 K/год.

DOI: 10.31857/S0016794023600461, EDN: PVUUBI

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [Гивишвили и Лещенко, 2022a] было показано, что в период с 1946 по 2017 гг. вклад ультрафиолетового излучения Солнца в ионизацию среднеширотной области E ионосферы понизился почти в 3 раза. Согласно расчетам, наиболее вероятная причина, способная объяснить этот эффект, состоит в трех-четыре-кратном уменьшении концентрации молекулярного кислорода в диапазоне 110–115 км. Было бы удивительно, если бы столь драматичная убыль [O₂] на высотах, превышающих уровень турбопаузы, не вызывала бы заметных последствий в ионном составе, температуре и других характеристиках нейтральной и заряженной компонент нижней термосферы. Тем более, что ниже уровня турбопаузы сколько-нибудь заметные изменения содержания O₂ не отмечаются ни одним из известных методов контроля этой атмосферной составляющей.

Цель нижеследующего исследования состоит в обнаружении возможного отклика температуры и соотношения содержания ионов NO⁺ и O₂⁺ на вы-

явленную многолетнюю устойчивую тенденцию к убыли свободного кислорода в среднеширотной верхней атмосфере.

2. ИОННЫЙ СОСТАВ

2.1. Циклические вариации $[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$

На основании анализа данных ракетных измерений содержания ионов NO⁺ и O₂⁺, проведенных в период с 1958 по 1986 гг., в работе [Данилов и Смирнова, 1997] был сделан вывод о том, что на высотах области E средних широт отношение $\Phi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ за указанный интервал времени уменьшилось, примерно, в 3 раза. Природа столь стремительного падения Φ^+ объяснялась исключительно влиянием собственного многолетнего тренда этого параметра. Она не связывалась ни с геомагнитной, ни с солнечной активностью (CA), которым, однако, в сильной степени подвержено содержание NO⁺. В частности, в работе [Cravens and Stewart, 1978] было показано, что в Северном полушарии на 40° дипольной широты на высоте

105 км (близкой к высоте максимума слоя $E - hmE \approx 105 - 115$ км) концентрация NO, измеренная в см^{-3} ,

$$[\text{NO}] = 3.2 \times 10^7 \{1 + (Ap - 20)/51 + 0.28 \sin(\Lambda - 148^\circ)\}, \quad (1)$$

где Ap — индекс геомагнитной возмущенности, Λ — долгота. Соответственно, при изменении Ap от невозмущенных к сильно возмущенным условиям ($Ap = 0 - 100$) $[\text{NO}]$ возрастает от $1.9 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ до $8.3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Кроме того, анализ данных спутниковых измерений окиси азота на средних широтах на высотах, близких к hmE , показал сильную зависимость ее содержания от солнечной активности [Titheridge, 1997], так что

$$[\text{NO}] = \{14.8 + 0.22(F10.7 - 100) - 0.0008(F10.7 - 100)^2 + 0.1s\Phi\} \times 10^6 \text{ см}^{-3}. \quad (2)$$

Следовательно, при возрастании СА от минимального ($F10.7 = 70$) до максимального ($F10.7 = 200 \times 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$) уровня, концентрация NO на широте $\Phi = 50^\circ$ в равноденствие ($s = 0$) должна возрастет примерно вчетверо: от 0.75×10^7 до $2.9 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Вместе с тем, для промежуточных значений солнечной активности ($F10.7 = 100 - 150$) спутниковые и ракетные эксперименты показывают результаты, близкие к $[\text{NO}] = (2 - 5) \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ [Barth, 1966; Meira, 1971; Tohmatsu and Iwagami, 1975, 1976]. Представляется невозможным, чтобы столь сильная связь содержания NO с солнечной активностью не сказывалась на концентрации ионов NO^+ . Косвенное указание на существование прямой связи содержания окиси азота и его иона с солнечной активностью нашло свое отражение в существенной зависимости параметра $\phi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ от индекса $F10.7$. В частности, в работе [Гивишвили и Лещенко, 2005] было показано, что

$$\phi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+] = 0.0211F10.7 - 0.2569. \quad (3)$$

Расхождение в выводах, следующих из работ [Данилов и Смирнова, 1997], с одной стороны, и [Гивишвили и Лещенко, 2005, 2009], с другой, вероятно, объясняется следующим образом. Во-первых, выводы, сделанные в работе [Данилов и Смирнова, 1997], основывались на данных ракетных измерений ионного состава [Данилов и др., 1981]. Из всего массива измерений в интервале 08.1958 г. — 06.1985 г. на средних широтах и в области высот 85–110 км, а также в дневные часы (зенитный угол Солнца $\chi \leq 80^\circ$) данные лишь 35 пусков ракет из 53 удовлетворяли этим условиям. Иначе говоря, модель ионного состава дневной области E средних широт основывалась на ре-

зультатах пусков, производившихся, в среднем, с частотой не более 1–2 пуска в год. Принимая во внимание крайнюю изменчивость содержания NO на исследуемых высотах, результаты измерений сложно признать статистически достоверными для вывода о существовании многолетнего тренда ϕ^+ . Тем более, что эксперименты производились при весьма разнообразных условиях: уровне солнечной активности (диапазон изменчивости $F10.7 = 71 - 250$) и зенитном угле Солнца ($\chi = 25^\circ - 79^\circ$).

Во-вторых, авторы не приняли во внимание тот факт, что первые 6 пусков ракет (группированные около 1960 г.) со средним значением $\phi^+ \approx 2.0$ были произведены при высокой солнечной активности ($F10.7 \approx 190$), тогда как 4 последних пусков (около 1985 г.) — при низком уровне СА ($F10.7 \approx 99$) с $\phi^+ \approx 0.8$. Это обстоятельство прямо указывает, прежде всего, на сильную зависимость отношения $[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ от уровня солнечной активности, маскируя его возможную связь с временем, если таковая существует.

Данный вывод согласуется с анализом фотохимических процессов, связывающих $[\text{NO}^+]$ с $[\text{NO}]$. Как показано в работе [Брасье и Соломон, 1987], основным источником образования ионов NO^+ на высотах слоя E являются ионно-молекулярные реакции, так что его равновесная концентрация определяется выражением, приведенным в работе [Fehsenfeld and Ferguson, 1972],

$$[\text{NO}^+] = \{k_1[\text{NO}][\text{O}_2^+] + k_2[\text{O}][\text{N}_2^+] + k_3[\text{O}^+][\text{N}_2]\} / (Ne\alpha_{\text{NO}^+}), \quad (4)$$

где $k_1 = 6.3 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$,

$k_2 = 1.4 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$,

$k_3 = 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$

и коэффициент рекомбинации NO^+ с электронами

$$\alpha_{\text{NO}^+} = 4.1 \times 10^{-7} (300/T)^{0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (5)$$

В свою очередь,

$$[\text{O}^+] = q_{\text{O}^+} / \{k_3[\text{N}_2] + k_4[\text{O}_2]\} \quad (6)$$

и

$$[\text{N}_2^+] = q_{\text{N}_2^+} / \{k_2[\text{O}] + k_5[\text{O}_2] + Ne\alpha_{\text{N}_2^+}\}, \quad (7)$$

где $k_4 = 10^{-9} T^{0.7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$,

$k_5 = 4.7 \times 10^{-11} (300/T) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$

и коэффициент рекомбинации N_2^+ с электронами

$$\alpha_{\text{N}_2^+} = 3.7 \times 10^{-7} (300/T)^{1.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (8)$$

В работе [Кошелев и др., 1983] концентрация NO в условиях фотохимического равновесия, соответствующих околополуденным часам для вы-

Таблица 1. Эмпирическая зависимость $\phi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$

Дата	$F10.7$	Ap	foE , МГц	Ne , см^{-3}	ϕ^+	$[\text{O}_2^+]_{\text{Э}}$, см^{-3}	$[\text{NO}^+]_{\text{Э}}$, см^{-3}
15.03.1975	72	19.9	2.9	1.04(5)	1.14	4.86(4)	5.54(4)
15.03.1981	205	19.3	3.5	1.52(5)	3.96	3.07(4)	1.21(5)
15.03.2017	69	5.9	2.9	1.04(5)	1.14	4.86(4)	5.54(4)

сот, превышающих 100 км, определяется соотношением

$$[\text{NO}] = \{K_1[\text{N}^{(2)D}][\text{O}_2] + K_2[\text{NO}_2][\text{O}]\} / \{K_3[\text{N}^{(4)S}] + K_4[\text{O}]\}, \quad (9)$$

где $K_1 = 8 \times 10^{-12}$,

$$K_2 = 3.2 \times 10^{-11} \exp(-300/T),$$

$$K_3 = 2.6 \times 10^{-11} \exp(-167/T),$$

$$K_4 = 6.5 \times 10^{-17},$$

а $[\text{N}^{(2)D}]$ и $[\text{N}^{(4)S}]$ – концентрации атомного азота в соответствующих состояниях.

Принимая во внимание, что $[\text{NO}_2] = K_4[\text{NO}]/K_2$, выражение (14) принимает вид:

$$[\text{NO}] = 0.31[\text{N}^{(2)D}][\text{O}_2] / \{\exp(-167/T)[\text{N}^{(4)S}]\}. \quad (10)$$

Наконец, в работе [Медведев и др., 2002] для высот более 100 км и невозмущенных условий показано, что

$$[\text{NO}] = 0.1[\text{N}^{(2)D}][\text{O}_2] / [\text{N}^{(4)S}]. \quad (11)$$

При $T = 250$ К – типичной для равновесия и высоты 110 км на средних широтах, выражения (10) и (11) дают почти одинаковый конечный результат.

Подстановка выражения (11) в формулу (4) позволяет уточнить связь $[\text{NO}^+]$ с солнечной активностью следующим образом. Известно, что в последние десятилетия годы с наиболее резко выраженным минимумом и максимумом солнечной активности, разделенные наименьшим временным интервалом, совпали с концом 20-го и пиком 21-го цикла. Поэтому для расчетов по формулам (4) и (11) для минимума СА примем полдень 15 марта 1975 г., а для максимума СА – полдень 15 марта 1981 г. Экспериментальные значения $(F10.7)_1$, $(Ap)_1$ и параметров ионосферы, соот-

ветствовавшие этим моментам, представлены в табл. 1.

Параметры нейтральной атмосферы для высоты 110 км в соответствии с моделью MSIS [Emmert et al., 2020] для указанных фиксированных моментов представлены в табл. 2.

Формула (2) показывает, что в минимуме солнечной активности необходимо, чтобы $[\text{NO}]_1 = 1.5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Отсюда для минимума солнечной активности выражение (4) принимает вид:

$$[\text{NO}^+]_1 = A_1 + B_1 + C_1, \text{ где } [\text{NO}^+] = \{k_1[\text{NO}][\text{O}_2^+] + k_2[\text{O}][\text{N}_2^+] + k_3[\text{O}^+][\text{N}_2]\} / (Ne \alpha_{\text{NO}^+}) \text{ и}$$

$$A_1 = 6.3 \times 10^{-10} [\text{NO}]_1 [\text{O}_2^+]_{1\text{Э}} / D_1 = 9.653 \times 10^3 \text{ см}^{-3},$$

$$B_1 = 1.4 \times 10^{-10} [\text{O}]_1 [\text{N}_2^+]_1 / D_1 = 1.36 \times 10^4 \text{ см}^{-3},$$

$$C_1 = 10^{-12} [\text{O}^+]_1 [\text{N}_2]_1 / D_1 = 1.53 \times 10^3 \text{ см}^{-3},$$

$$D_1 = (Ne)_{1\text{Э}} \alpha_{\text{NO}^+} = 4.757 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1},$$

поскольку согласно работе [Кошелев и др., 1983]

на высоте 110 км $[\text{N}_2^+] = 2.5 \times 10^1 \text{ см}^{-3}$, $[\text{O}^+] = 5 \times 10^1 \text{ см}^{-3}$. Следовательно, расчетное значение $[\text{NO}^+]_{1\text{Р}} = 2.47 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, что вдвое ниже экспериментального значения $[\text{NO}^+]_{1\text{Э}} = 5.54 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$.

(Здесь и далее, все экспериментальные и расчетные параметры, относящиеся к 1974 г., имеют нижний индекс 1). Ввиду того, что для низкого уровня солнечной активности концентрация NO установлена достаточно надежно, можно думать,

что концентрации N_2^+ и O^+ , выведенные с помощью формул (6) и (7) существенно занижены. Это может происходить вследствие не вполне корректного учета скоростей ионизации атомов O – (q_{O^+}) и молекул N_2 – ($q_{\text{N}_2^+}$) рентгеновским излучением Солнца в полосах от 30 до 110 Å [Гивишвили и др., 2005]. Для согласования расчетного значения $[\text{NO}^+]_{1\text{Р}}$ с экспериментальным $[\text{NO}^+]_{1\text{Э}}$, скорости q_{O^+} и $q_{\text{N}_2^+}$ необходимо увеличить в ~3 раза. И только тогда, при $B_1 = 4.0 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $C_1 = 4.65 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ расчетное значение $[\text{NO}^+]_{1\text{Р}} = 5.45 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ приближается к экспериментальному $[\text{NO}^+]_{1\text{Э}}$ для 1975 г.

Экспериментальные и расчетные параметры, относящиеся к 1981 г., имеют нижний индекс 2. Формула (2) показывает, что при высоком уровне

Таблица 2. Ключевые параметры среднеширотной нейтральной атмосферы для высоты 110 км

Дата	$[\text{O}]$, см^{-3}	$[\text{N}_2]$, см^{-3}	$[\text{O}_2]$, см^{-3}	T , К
15.03.1975	1.85(11)	1.46(12)	2.7(11)	241
15.03.1981	2.14(11)	1.37(12)	2.4(11)	258
15.03.2017	1.85(11)	1.46(12)	2.7(11)	241

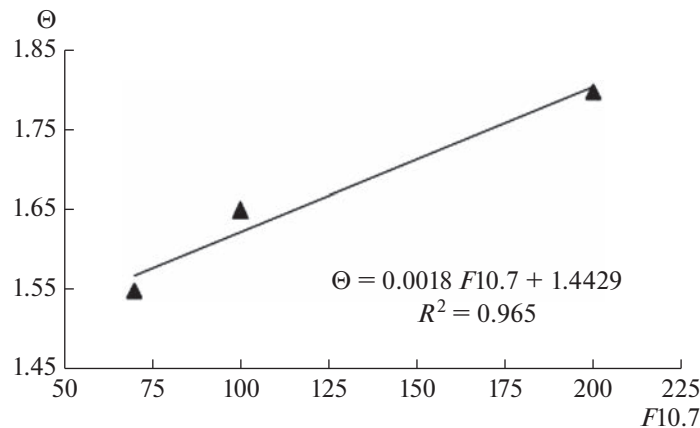


Рис. 1. Зависимость ионного состава в слое E от солнечной активности. Стандартная ошибка коэффициента регрессии $S_a = 0.0004$.

солнечной активности $[\text{NO}] = 1.96 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. В соответствии с (4) получаем: $[\text{NO}^+]_{2p} = A_2 + B_2 + C_2 = 5.56 \times 10^4 \text{ см}^{-3} + 1.1 \times 10^4 \text{ см}^{-3} + 1.2 \times 10^3 \text{ см}^{-3} = 5.79 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, что также более, чем вдвое ниже экспериментального значения $[\text{NO}^+]_{2\theta} = 1.21 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Так как в годы максимальной солнечной активности интенсивность потока рентгеновского излучения в линиях 30–110 Å возрастает в 2–3 раза по отношению к минимуму СА [Иванов-Холодный и Михайлов, 1980], скорости q_{O^+} и $q_{\text{N}_2^+}$, табулированные в работе [Кошелев и др., 1983], следует увеличить уже в 5 раз. И тогда $[\text{NO}^+]_{2p} = 5.56 \times 10^4 + 5.5 \times 10^4 + 5.0 \times 10^3 = 1.16 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, что почти совпадает с экспериментальным значением $[\text{NO}^+]_{2\theta}$ для высокой солнечной активности. Только в таком случае теоретические оценки фотохимических процессов, протекающих на высотах среднеширотной нижней термосферы, согласуются с экспериментальными данными, отражающими связь концентраций основных заряженных компонент области E с солнечной активностью. Они свидетельствуют о том, что при переходе от минимума к максимуму солнечной активности параметр $\varphi_{2\theta}^+ = [\text{NO}^+]_{2\theta}/[\text{O}_2^+]_{2\theta}$ возрастает в 3.5 раза.

В дневной невозмущенной области E гибель свободных электронов происходит в процессе их диссоциативной рекомбинации с ионами NO^+ и O_2^+ [Mehr and Biondi, 1969]:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{NO}^+} &= 4.1 \times 10^{-7} (300/T)^{0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \\ \alpha_{\text{O}_2^+} &= 2.2 \times 10^{-7} (300/T)^{0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

С учетом того, что $\alpha_{\text{NO}_2^+} \approx 2\alpha_{\text{O}_2^+}$, это равенство можно преобразовать в

$$\alpha \approx 2.2 \times 10^{-7} \Theta (300/T)^{0.5}, \quad (13)$$

где $\Theta = \{1 + 2\varphi^+\}/\{1 + \varphi^+\}$.

Таким образом, зависимость ионного состава в области E от солнечной активности может быть представлена (см. рис. 1) формулой

$$\Theta = 1.4429 + 1.8 \times 10^{-3} F10.7. \quad (14)$$

2.2. Долговременные вариации $[\text{NO}^+]$

Чтобы выявить характер возможной связи отношения $\varphi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ с многолетней убылью молекулярного кислорода выше уровня турбопаузы, для исключения фактора его зависимости от параметра $F10.7$ рассмотрим, как оно должно было бы измениться в минимумах, разделенных несколькими циклами СА. Наилучшим образом этому условию отвечают данные из 20 и 24-го циклов с $F10.7 < 75$. В частности, рассмотренному выше примеру с 15 марта 1975 г. ближе всего условия, имевшие место 15 марта 2017 г. — см. табл. 1 и 2. (Далее все экспериментальные и расчетные параметры, относящиеся к этому году, имеют нижний индекс 3). Они свидетельствуют о том, что различия между равновесными концентрациями Ne , O_2^+ и NO^+ для условий, разделенных 42 годами, проявляются лишь в третьем знаке. Каким же образом трехкратное уменьшение содержания молекулярного кислорода вблизи максимума слоя E может почти не сказываться на отношении между $[\text{NO}^+]$ и $[\text{O}_2^+]$?

Формула (4) показывает, что в 1975 г. вклад в суммарную продукцию ионов NO^+ составляющей A_1 , связанной с $[\text{O}_2]$, не превышает 20%. При 3-кратном уменьшении содержания O_2 на высоте 110 км, доля составляющей A_3 в суммарном содержании $[\text{NO}^+]_3 = 4.79 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, падает до 7%. Поскольку скорость продукции NO^+ через канал N_2^+ (составляющая B — формула 7) практически ста-

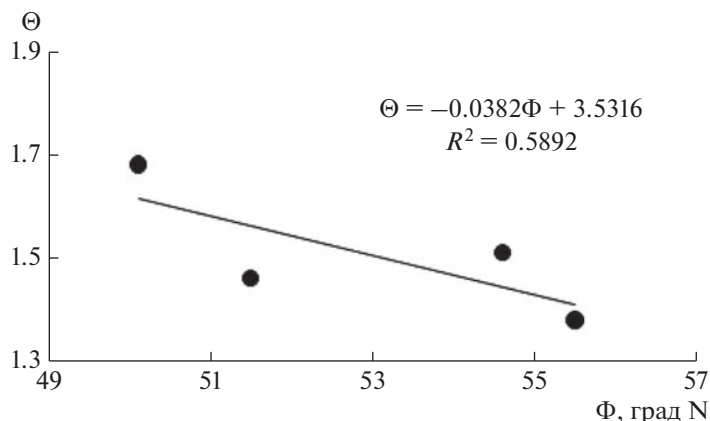


Рис. 2. Зависимость ионного состава слоя E от широты. Стандартная ошибка коэффициента регрессии $S_a = 0.0210$.

бильна, а через канал, связанный с O^+ (составляющая C — формула 6), мы признаем мало меняющейся на высоте 110 км (что возможно не соответствует действительности). Иначе говоря, резкое уменьшение содержания O_2 выше турбопаузы почти не сказывается на содержании ионов NO^+ вблизи максимума слоя E . А поскольку концентрация O_2^+ должна сократиться пропорционально убыли $[O_2]$, отношение $\varphi_{3\varnothing}^+ = [NO^+]_{3\varnothing}/[O_2^+]_{3\varnothing}$ при примерном постоянстве $[NO^+]$ должно было бы синхронно возрасти.

Вместе с тем, падение скорости продукции O_2^+ влечет за собой существенное уменьшение суммарной скорости ионообразования (q). Но все это должно было бы немедленно отразиться на значениях foE и Ne . Однако этого не произошло. Чтобы foE и Ne не испытывали заметных изменений, вызванных процессом существенного понижения $[O_2]$ на высотах, превышающих уровень турбопаузы, необходимо, чтобы высота максимума ионообразования q не оставалась фиксированной, равной 110 км, а смещалась вниз на 3–5 км в область сравнительно высоких концентраций O_2 . Таким образом, можно заключить, что вывод о наличии многолетнего тренда отношения $\varphi^+ = [NO^+]/[O_2^+]$ был сделан на основе случайного совпадения начальной серии ракетных измерений этого параметра с годами высокой, а конечная серия — с годами низкой солнечной активности.

Вместе с тем, сам ионный состав зависит от широты. Это было выявлено в работе [Гивишвили и Лещенко, 2005] по данным измерений на станциях вертикального зондирования (ВЗ) Дурб (50.1° N, 4.6° E), Юлиусру (54.6° N, 13.4° E), Слау (51.5° N, 0.6° E) и Москва (55.5° N, 37.3° E). Графическое представление зависимости Θ от широты Φ дано на рис. 2.

Из него следует, что

$$\Theta = 3.5316 - 0.0382\Phi. \quad (15)$$

Таким образом, оказывается, что преобладающий ионный состав на высотах среднеширотной области E зависит от уровня солнечной активности и широты места наблюдения, но стабилен на временных интервалах, превышающих 3–4 цикла солнечной активности. Иными словами, среднегодовой ионный состав слоя E средних широт, вопреки выводам работы [Данилов и Смирнова, 1997], не подвержен многолетним трендам климатического масштаба. Дальнейшие расчеты температуры будут производиться в соответствии с этим фактом.

3. МНОГОЛЕТНИЕ ТРЕНДЫ ТЕМПЕРАТУРЫ В НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ

3.1. Метод анализа

Технология расчета температуры нижней термосферы исходит из того, что равновесная концентрация электронов в области E средних широт лишь в малой степени зависит от процессов диффузии, действия термосферных ветров и электрических полей. Поэтому в квазиравновесных условиях, которое имеет место в течение 2–4 ч вблизи локального полудня, справедливо выражение для Ne (в cm^{-3})

$$Ne = (q/\alpha)^{0.5}, \quad (16)$$

где α — эффективный коэффициент потерь электронов в реакциях с положительными ионами. Даже при резком уменьшении концентрации молекулярного кислорода, он остается основным ионизируемым агентом на высотах области E , подвергаясь ионизации как ультрафиолетовым ($\lambda = 977$ и $1026 \text{ \AA}$), так и рентгеновским ($\lambda =$

$= 37\text{--}110 \text{ \AA}$) излучениями Солнца. На уровне hmE выполняется условие $dq(O_2^+)/dh = 0$ и согласно [Chapman, 1931]

$$q(O_2^+) = [O_2]\sigma_i J_\lambda / e, \quad (17)$$

где $q(O_2^+)$ — в $\text{см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; σ_i — сечение ионизации O_2 .

Использовать это выражение для расчетов долговременных трендов температуры неудобно, поскольку необходимо знать долговременные вариации высотного профиля $[O_2]$. Поэтому выражение (26) перепишем в виде:

$$q(O_2^+) = \sigma_i \cos \chi J_\lambda / \sigma_\lambda e H(O_2), \quad (18)$$

где $H(O_2) = kT/mg$ — шкала высот O_2 ; k — постоянная Больцмана; m — масса O_2 ; g — ускорение свободного падения; σ_λ — сечение поглощения O_2 ; χ — зенитный угол Солнца. Принимая во внимание, что падение содержания свободного кислорода происходило на высотах, превышающих высоту турбопаузы, где его масса не превышает от 10^{-7} до 10^{-8} от общей массы, можно предполагать, что в течение анализируемого периода времени шкала высот O_2 не претерпела заметных изменений. Подставляя численные значения σ_i , σ_λ , k , m , g в выражение (18), получим:

$$q(O_2^+) = 1.087 \times 10^6 \cos \chi J_\lambda / T, \quad (19)$$

где J_λ — интенсивность потока солнечной радиации в линиях 977 и 1026 $\text{\AA}$. В работе [Иванов-Холодный и Фирсов, 1974] постулируется, что J_λ в $\text{кВ/см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

$$J_\lambda = (0.56 + 1.475 \times 10^{-2} F10.7) \times 10^{10}. \quad (20)$$

В работе [Гивишвили и др., 2005] показано, что табулированные в ней интенсивности потока излучения в этих линиях, занижены в 2–3 раза. Поэтому более корректное выражение для описания J_λ будет иметь вид

$$J_\lambda = (1.4 + 2.08 \times 10^{-2} F10.7) \times 10^{10}. \quad (21)$$

Подставляя формулы (13), (19) и (21) в уравнение (16), получаем для местного полудня на высоте hmE :

$$T = 1.358 \times 10^5 \cos^2 \chi \times \\ \times (1.4 + 1.027 \times 10^{-1} F10.7)^2 / \{R(\Phi, F10.7) + \\ + 1.8 \times 10^{-3} F10.7\}^2 (foE)^8\}, \quad (22)$$

где функция широты и солнечной активности $R(\Phi, F10.7)_C = 1.443$ для Слау, и $R(\Phi, F10.7)_M = 1.38$ для Москвы.

3.2. Результаты анализа

Отказываясь от ошибочной интерпретации данных ракетных измерений отношения Φ^+ , де-

кларированной в работе [Данилов и Смирнова, 1997], в работах [Гивишвили и Лещенко, 2000; Givishvili, 2001] были выполнены расчеты температуры нижней термосферы, основанные на данных многолетних измерений методом ВЗ, учитывающие строгую зависимость параметра Φ^+ от солнечной активности. Анализировались результаты измерений трех станций ВЗ: Слау, Москва и Юлиусру. Было показано, что в течение шести циклов солнечной активности (1931–1995 гг.) среднегодовая температура на высотах нижней термосферы средних широт возрастала со средней (линейной) скоростью 0.9–1.0 К/год. Столь высокая скорость разогрева нижней термосферы вызвала серьезные сомнения в достоверности оценок, принятых в расчетах. Опасения касались, прежде всего, данных многолетних изменений в ионном составе в нижней термосфере, которые на высотах максимума слоя E , в действительности, не подвержены сколько-нибудь заметным долговременным трендам.

Результаты новых расчетов среднегодовых значений температуры по данным ВЗ для Слау, выполненных в соответствии с выражением (22), представлены на рис. 3. Стандартная погрешность измерения в одном сеансе зондирования составляет $\delta foE = \pm 0.05 \text{ МГц}$ [URSI, 1972]. При этом расчеты температуры производились по результатам порядка 1500 измерений, осуществляемых ежедневно в течение года в четырех сеансах, симметричных относительно полудня. Таким образом, все случайные, а также методические (систематические) ошибки каждого принятого к анализу значения foE сводились практически к нулю, выявляя только естественные его флуктуации, обусловленные гелиогеофизическими и аэрономическими факторами. На этом же рис. 3 представлены результаты расчетов T по данным ст. Москва. Судя по тому, что выявленные значения температуры нижней термосферы в обоих пунктах измерений в интервале 1959–2016 гг. близки друг к другу и находятся в разумных пределах, можно думать, что избранный нами подход к оценке ее многолетних вариаций достаточно информативен. И он свидетельствует о том, что в обоих регионах температура на высотах максимума слоя E в этом временном окне действительно возрастала, но с линейной скоростью 0.3–0.5 К/год, что вдвое-втрое ниже ранее оцененной [Гивишвили и Лещенко, 2000; Givishvili, 2001]. Судя по тому, что в Слау этот тренд сохранялся и в период 1929–1959 гг., можно, по-видимому, заключить, что за примерно 90-летний период ионосферных наблюдений температура нижней термосферы средних широт (в невозмущенных условиях) повысилась на 40–50 К.

Между тем, в публикации [Гивишвили и Лещенко, 2022б] показано, что в указанный период наблюдений высота максимума слоя E понизи-

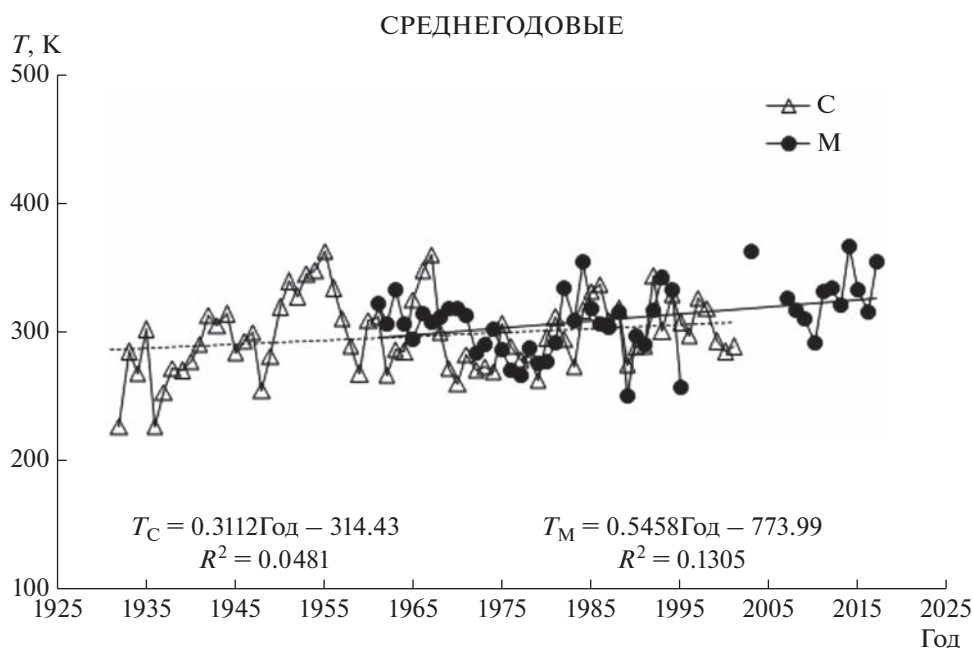


Рис. 3. Среднегодовые значения температуры на высоте максимума слоя E ионосферы по данным ВЗ для Слай и Москвы. Стандартная ошибка коэффициента регрессии для Слай $S_a = 0.1602$ и для Москвы $S_a = 0.2090$.

лась с 116.5 до 113 км. Но известно, что этот высотный интервал характеризуется большим высотным градиентом температуры. Согласно модели MSIS в этом 3.5-километровом интервале высот среднегодовая температура среднеширотной нижней термосферы меняется на 30–60 K в зависимости от уровня солнечной активности. В частности 15.03.1984 г. с значением $F10.7 = 120$, близким к среднему за весь период наблюдений значению $F10.7 = 122$, разница в температуре нейтральной атмосферы между этими двумя уровнями высот менялась от 276 до 323 K. Следовательно, с понижением hmE температура вблизи максимума слоя также должна была бы понизиться на те же ~50 K. Тогда как наблюдения указывают на ее рост на 40–50 K.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

В связи с изложенным выше, возникает вопрос: каким механизмом можно интерпретировать многолетний устойчивый рост температуры нейтральной атмосферы на высотах слоя E ионосферы? Одно из возможных альтернативных объяснений состоит в следующем. Нагрев нейтральной верхней атмосферы происходит, главным образом, за счет поглощения молекулярным кислородом УФ-излучения Солнца с последующей его ионизацией и диссоциацией. Нагрев за счет ионизации, главным образом в линиях 911 Å и 1026 Å происходит с эффективностью $PQi =$

$\varepsilon_i(\lambda)q^n(h)$, с наиболее вероятным значением $\varepsilon_i(\lambda) \approx 0.3\text{--}0.4$ [Chandra and Sinha, 1973; Гордиец и др., 1982; Бессараб и Кореньков, 1993]. Нагрев за счет поглощения излучения в континууме Шумана–Рунге и линии с $\lambda = 2424 \text{ Å}$ происходит с эффективностью $PQd = \varepsilon_d(\lambda)q^d(h)$, с $\varepsilon_d(\lambda) \approx 0.3$ [Chandra and Sinha, 1973; Колесник и др., 1987]. Таким образом, суммарная эффективность обоих источников нагрева верхней атмосферы достигает 0.6–0.7.

Наблюдавшаяся в последние десятилетия убыль O_2 выше уровня турбопаузы сопровождалась смещением вниз высоты максимума скорости ионообразования $h(qm)$. Соответственно и высота максимума интенсивности нагрева атмосферы за счет ионизации $h(PQi)$ должна была бы понизиться на те же 3–5 км. Но точно так же сдвига вниз следует ожидать и от высоты максимума нагрева за счет диссоциации $O_2 - h(PQd)$. Иначе говоря, высотный профиль температуры должен искажаться благодаря более интенсивному росту температуры (возрастанию высотного градиента температуры) на нижней границе термосферы. Поэтому на фиксированной высоте, близкой к hmE , она должна быть несколько выше 0.3–0.5 K/год.

Полученный результат подтверждает выводы, полученные ранее в работах [Гивишвили и др., 1996] и [Семенов и др., 1996]. В то время была возможность привлечь к анализу результаты только за ~60-летний период измерений. Тем не менее, данные ВЗ Слай (1931–1986 гг.), Юлиусру (1957–1990 гг.) и Москвы (1947–1995 гг.) показали рост

температуры на всех трех пунктах измерений. Среднее для них значение тренда T составило $+1.1$ К/год. Не задаваясь вопросом о причине двух-трехкратной разницы между поздними и ранними результатами, отметим, что вывод об устойчивости тренда долговременного роста температуры на высотах ниже 200 км нашел полное подтверждение в экспериментах по некогерентному рассеянию [Zhang et al., 2011].

Теоретические расчеты высотного распределения тренда температуры также показали его рост вблизи максимума слоя E ($h \approx 110$ км) [Qian et al., 2011]. Кроме того, было показано, что величина позитивного тренда зависит от солнечной активности: в максимуме активности величина тренда достигает ~ 0.4 К/год и понижается до ~ 0.05 К/год в годы низкой активности [Solomon et al., 2016]. Наконец, согласно данным четырех станций некогерентного рассеяния (St. Santin, Poker Flat, Millstone Hill, Sonderstrom), в интервале 160–180 км ионная, а следовательно, и нейтральная температура возрастала со скоростью 3–4 К/год [Zhang et al., 2016]. Таким образом, можно констатировать, что: а) данные ВЗ позволяют судить о трендах температуры, по меньшей мере, в нижней термосфере; б) оценки скорости изменения температуры в слое E по данным ВЗ находятся в разумном согласии как с результатами измерений на установках некогерентного рассеяния, так и с модельными расчетами; в) причины расхождения в скоростях трендов температуры, регистрируемых различными методами и в различные временные окна, требуют дальнейших исследований.

5. ВЫВОДЫ

Выше представленный анализ вариаций ионного состава и температуры по данным ВЗ за почти девятидесятилетний период измерений свидетельствует о следующем.

1. Отношение $\phi^+ = [\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ весьма чувствительно к циклическим вариациям солнечной активности, в меньшей степени меняется с широтой места наблюдения и практически не зависит от многолетних трендов параметров, участвующих в аэрономии нижней термосферы.

2. Температура среднеширотной нижней термосферы с 1931 по 2017 гг. возрастала с линейной скоростью от ~ 0.3 К/год (Слау) до 0.55 К/год (Москва).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Бессараб Ф.С., Кореньков Ю.Н. Влияние динамических процессов на тепловой режим верхней атмосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 33. № 5. С. 120–126. 1993.

— Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометиздат. 413 с. 1987.

— Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н., Лысенко Е.В., Перов С.П., Семенов А.И., Сергеев Н.П., Фишкова Л.М., Шефов Н.Н. Многолетние тренды некоторых характеристик земной атмосферы. Результаты измерений // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 32. № 3. С. 329–339. 1996.

— Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н. Долговременные вариации температуры среднеширотной нижней термосферы // Доклады АН. Т. 371. № 4. С. 524–526. 2000.

— Гвишвили Г.В., Иванов-Холодный Г.С., Лещенко Л.Н., Чертопруд В.Е. // Солнечные вспышки и газовый состав верхней атмосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 2. С. 263–267. 2005. <https://elibrary.ru/item.asp?id=9150015>

— Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н. Ионный состав слоя E ионосферы и солнечная активность // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 6. С. 840–843. 2005.

— Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н. Зависимость отношения $[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$ в слое E ионосферы от солнечной активности // Сб. “Солнечно-земная физика”. Вып. 4 (127). ИСЗФ СО РАН. С. 93–96. 2009. <https://sciup.org/142103382> IDR: 142103382

— Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н. Многолетний тренд реакции E -слоя ионосферы на солнечные вспышки // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 1. С. 51–58. 2022а. <https://doi.org/10.12737/szf-81202206>

— Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н. О причинах охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 58. № 5. 2022б. <https://doi.org/10.31857/S0002351522050042>

— Гордиец Б.Ф., Куликов Ю.Н., Марков Н.Н., Маров Н.Я. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околоземном пространстве // Тр. ФИАН. Т. 130. С. 3–28. 1982.

— Данилов А.Д., Смирнова Н.В. Долговременные тренды ионного состава в области E // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 4. С. 35–43. 1997.

— Данилов А.Д., Семенов В.К., Симонов А.Г. Модель относительного ионного состава на высотах 60–200 км // Ионосферные исслед. Т. 34. С. 73–97. 1981.

— Иванов-Холодный Г.С., Фирсов В.В. Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 14. № 3. С. 393–398. 1974.

— Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы. М. 190 с., 1980.

— Колесник А.Г., Платонов В.И., Чернышев В.И. Трехмерная модель ионосферы для интерпретации и анализа экспериментов на ИСЗ в реальном времени // Космич. исслед. Т. 25. № 3. С. 400–409. 1987.

— Кошелев В.В., Климов Н.Н., Сутырин Н.А. Аэрономия мезосферы и нижней термосферы. М.: Наука. 183 с. 1983.

— Медведев В.В., Ишанов С.А., Зенкин В.И. Самосогласованная модель нижней ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 6. С. 780–789. 2002.

— Семенов А.И., Шефов Н.Н., Фишкова Л.М., Лысенко Е.В., Перов С.П., Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н., Сергеев Н.П. Об изменении климата верхней и средней атмосферы // Доклады АН. Т. 349. № 1. С. 108–110. 1996.

- *Barth C.A.* Rocket measurements of nitric oxide in the upper atmosphere // *Planet. Space Sci.* V. 14. № 7. P. 623–630. 1966.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(66\)90046-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(66)90046-8)
- *Chandra S., Sinha K.* The diurnal heat budget of the thermosphere // *Planet. Space Sci.* V. 21. № 4. P. 593–604. 1973.
- *Chapman S.* The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating Earth. // *Proc. Phys. Soc.* V. 43. № 26. P. 483. 1931.
- *Cravens T.E., Stewart A.I.* Global morphology of nitric oxide in the lower E region // *J. Geophys. Res.* V. 83. № A6. P. 2453–2456. 1978.
- *Fehsenfeld F.C., Ferguson E.E.* Recent laboratory measurements of D- and E- region ion-neutral reactions // *Radio Sci.* V. 7. № 1. P. 113–124. 1972.
<https://doi.org/10.1029/RS007i001p00113>
- *Givishvili G.V.* Seasonal features of the long-term thermosphere trends in the lower thermosphere // “Long-term Changes and Trends in the Atmosphere”. IAGA/ICMA/PSMOS Workshop. Prague. 2–6 July. P. 6. 2001.
- *Emmert J.T., Drob D.P., Picone J.M. et al.* NRLMSIS 2.0: A whole-atmosphere empirical model of temperature and neutral species densities // *Earth and Space Science.* V. 8. № 3. e2020EA001321. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020EA001321>
- *Meira L.S.* Rocket measurements of upper atmosphere nitric oxide and their consequences to the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 76. № 1. P. 202–212. 1971.
<https://doi.org/10.1029/JA076i001p00202>
- *Mehr F.J., Biondi M.A.* Electron temperature dependence and recombination of O_2^+ and NO^+ ions with electrons // *Phys. Rev.* V. 181. № 1. P. 264–269. 1969.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.264>
- *Qian L., Laštovička J., Roble R.G., Solomon S.C.* Progress in observations and simulations of global change in the upper atmosphere // *J. Geophys. Res.* V. 116. № A00H05. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016317>
- *Solomon S., Liu H., March D., Mcinemydy J., Qian L., Vitt F.* Thermosphere-ionosphere response to atmospheric climate change modeled by WACCM-X // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere. Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016.
- *Titheridge J.E.* Model results for the ionospheric E region: solar and seasonal changes // *Ann. Geophysical.* V. 15. № 1. P. 63–78. 1997.
<https://doi.org/10.1007/s00585-997-0063-9>
- *Tohmatsu T., Iwagami N.* Measurements of nitric oxide distribution in the upper atmosphere // *Space Research* 15. Akad.-Verl. P. 241–254. 1975.
- *Tohmatsu T., Iwagami N.* Measurements of nitric oxide abundance in equatorial upper atmosphere // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 28. № 5. P. 343–358. 1976.
<https://doi.org/10.5636/jgg.28.343>
- *URSI Handbook of ionogram interpretation and reduction.* Report UAG-23. Boulder USA. 1972.
- *Zhang S., Holt J.M., Kurdzo J.* Millstone Hill ISR observations of upper atmospheric long-term changes: Height dependency // *J. Geophys. Res.* V. 116. NA00H05. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016414>
- *Zhang S.R., Holt J.M., Erickson P., Goncharenko L., No-colles M., McCready M., Kelly J.* Strong ionospheric long-term cooling measured by multiple incoherent scatter radars // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
https://www.iap-kborn.de/fileadmin/user_upload/Current_issue/Workshops/Trends2016/detailed_program_3.html

ИНДЕКС СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ E -СЛОЯ

© 2023 г. М. Г. Деминов^{1, *}, В. И. Бадин¹, Р. Г. Деминов², Е. В. Непомнящая¹

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

²Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Индекс $P = (F_1 + F_{81})/2$ является оптимальным индексом солнечной активности для критической частоты E -слоя f_oE , где F_1 и F_{81} — поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в данный день и среднее за 81 день значение этого потока, центрированное на данный день. Поэтому для вычисления F_{81} в данный день необходимо знание F_1 не только в этот и предыдущие дни, но и на 40 дней вперед. Вместо индекса F_{81} в задачах краткосрочного прогноза этого индекса может быть использован $F(27, 81)$ — средневзвешенный индекс солнечной активности с характерным временем 27 дней за данный и предыдущие 80 дней. Поэтому для вычисления индекса $F(27, 81)$ достаточно знания F_1 в данный день и предыдущие дни. В данной работе представлены первые оценки эффективности такой замены для f_oE . Для этого проанализированы изменения точности расчетов f_oE при замене индекса P на $P^* = (F_1 + F(27, 81))/2$ в эмпирических моделях, построенных по данным f_oE ионосферных станций в дневные часы на средних и субавроральных широтах за 1959–1995 гг. Получено, что индексы P и P^* практически эквиваленты для вычисления f_oE по построенным эмпирическим моделям на этих широтах; разница коэффициентов вариации для f_oE не превышает 0.3% в каждый из сезонов на разных фазах солнечных циклов. Следовательно, индекс P^* может быть рекомендован для использования в задачах краткосрочного прогноза f_oE , поскольку он основан на индексах F_1 за данный и предыдущие дни в отличие от индекса P , для вычисления которого необходим прогноз F_1 на 40 дней вперед.

DOI: 10.31857/S0016794023600424, EDN: PWMGLH

1. ВВЕДЕНИЕ

Слой E ионосферы в дневные часы на субавроральных и более низких широтах образуется в результате ионизации атмосферы крайним ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением Солнца и определяется балансом ионизационно-рекомбинационных процессов [Solomon, 2006; Pavlov and Pavlova, 2013]. Для этих процессов в качестве индикаторов солнечной активности обычно используют линейную комбинацию индексов F_1 и F_{81} — потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в данный день и среднего за 81 день значения этого потока, центрированного на данный день. Например, индекс $P = (F_1 + F_{81})/2$ использован в моделях солнечного излучения EUVAC [Richards et al., 1994] и HEUVAC [Richards et al., 2006]. В модели крайнего ультрафиолетового излучения Солнца для общей циркуляции атмосферы использованы линейные комбинации индексов P , F_1 и F_{81} [Solomon and Qian, 2005].

В модели солнечного излучения Solar-SPAM использован индекс F_1 [Nikolaeva and Gordeev, 2023].

В базовом варианте международной справочной модели ионосферы (IRI) использован индекс Rz_{12} для оценки критической частоты E -слоя f_oE , где Rz_{12} — среднее за 12 месяцев число солнечных пятен [Bilitza, 2018]. Этот вариант модели дает средние за месяц (медианные) значения f_oE . Дополнительный анализ показал, что модель IRI можно применить и для вычисления ежедневных значений f_oE , если использовать индексы F_1 или F_{81} вместо Rz_{12} с учетом корреляционной связи между индексами Rz и F [Yang et al., 2017]. При этом индекс F_{81} дает большее увеличение точности вычисления f_oE по модели IRI, чем F_1 . Анализ ежедневных данных ст. Москва без разделения на сезоны показал, что для коэффициента корреляции f_oE с линейной комбинацией F_1 и F_{81} существует широкий максимум вблизи $P = (F_1 + F_{81})/2$ [Антонова и др., 1996]. Тем не менее, для ст. Москва двухкомпонентная модель f_oE с индексом P не на-

много точнее однокомпонентных моделей foE с индексами F_1 или F_{81} [Антонова и др., 1996].

Детальный анализ вклада индексов F_1 и F_{81} в foE по дневным данным ионосферных станций на субавроральных и средних широтах показал, что индекс P является оптимальным индикатором солнечной активности для foE во все сезоны [Демин, 2022а; Демин и Рогов, 2022]. Использование индекса F_{81} в задачах краткосрочного прогноза параметров солнечного излучения и ионосферы затруднительно, поскольку для вычисления F_{81} необходим прогноз F_1 на 40 дней вперед. Был выполнен поиск индекса солнечной активности $F(T, N)$ для замены F_{81} в этих задачах, где $F(T, N)$ — кумулятивный (средневзвешенный с характерным временем T в сутках) индекс этой активности, вычисленный по данным F_1 за данный и предыдущие N дней [Демин, 2022б]:

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

где $\tau = \exp(-1/T)$, индекс $n = 0$ соответствует данному дню. Этот поиск был основан на определении оптимальных параметров T, N из условия минимума среднеквадратичного отклонения индекса $F(T, N)$ от F_{81} при относительно низких значениях N . Было получено, что индекс $F(27, 81)$ с параметрами $T = 27$ и $N = 3T$ является искомым эффективным индексом солнечной активности для замены F_{81} в задачах краткосрочного прогноза параметров солнечного излучения [Демин, 2022б].

Эффективность использования индекса $F(27, 81)$ для вычисления параметров ионосферы ранее не рассматривалась. Целью данной работы было решение этой задачи для foE в дневные часы на субавроральных и средних широтах. Для этого использованы индексы

$$P = (F_1 + F_{81})/2, \quad P^* = (F_1 + F(27, 81))/2. \quad (2)$$

Итак, если замена индекса P на индекс P^* в задаче вычисления foE не приводит к уменьшению точности этого вычисления при известных F_1, F_{81} и $F(27, 81)$, то индекс P^* имеет преимущество перед индексом P в задаче краткосрочного прогноза foE , поскольку не требует прогноза F_1 на 40 дней вперед.

Ниже последовательно представлены результаты анализа точности использования индекса P или P^* в задачах создания эмпирических моделей foE по данным ионосферных станций и использования этих индексов в одной из известных эмпирических моделей foE .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Один из способов создания модели foE для дневных часов по данным конкретной станции

основан на определении коэффициентов уравнения регрессии по массиву данных foE этой станции:

$$r(F) = (foE/foE(66)_{IRI})^4 = a + b(F - 66) \pm \sigma, \quad (3)$$

где foE — критическая частота E -слоя по данным ионосферной станции для конкретных геофизических условий (географические широта и долгота, год, день года, местное время, индекс солнечной активности F), $foE(66)_{IRI}$ — критическая частота E -слоя по базовой модели IRI для этих геофизических условий за одним исключением: индекс солнечной активности $F = 66$. Уравнение (3) при известных коэффициентах a и b является эмпирической моделью величины $r(F)$ и, следовательно, foE по данным выбранной станции, поскольку величина $foE(66)_{IRI}$ известна по модели IRI. В данном случае сравнение стандартных отклонений σ моделей $r(F)$ для двух вариантов ($F = P$ и $F = P^*$) позволяет судить об эффективности замены индекса P на индекс P^* в задаче создания эмпирической модели foE по данным конкретной ионосферной станции.

Дополнительные условия, которые были приняты для получения устойчивых закономерностей, аналогичны принятым в работе [Демин, 2022а]. В уравнении (3) использованы средние из пяти часовых значений $r(F)$ для данного дня: местный полдень, два часа до и два часа после полудня. Данные foE для каждого часа обычно определены по мировому времени, поэтому местный полдень в данном случае означает ближайшее к полудню измерение foE . Из этих пяти часовых значений $r(F)$ в данный день оставлялись значения, которые соответствуют не очень высокой геомагнитной активности: $Kp^* < 4$. Кроме того, если для данного дня число значений $r(F)$ меньше трех, то данный день исключался из рассмотрения. Индекс Kp^* определен по средневзвешенному (с весовым коэффициентом $\tau = 0.6$) индексу геомагнитной активности $ap(\tau)$:

$$Kp^* = 2.1 \ln(0.2ap(\tau) + 1), \quad (4)$$

где [Wrenn, 1987]

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \dots),$$

ap_0, ap_{-1} и т.д. — значения ap -индекса в данный, предыдущий и т.д. трехчасовые интервалы. Индекс Kp^* использовался для учета зависимости широты главного ионосферного провала (ГИП) от геомагнитной активности. Широта ГИП до некоторой степени является экваториальной границей авроральной области [Гальперин и др., 1990]. Тем самым косвенно учтено, что расширение авроральной области и увеличение джоулева нагрева термосферы в этой области может быть причиной изменения foE на субавроральных и средних широтах. Обычно влияние геомагнитной актив-

Таблица 1. Ионосферные станции, их географические координаты, коэффициенты вариации $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ эмпирических моделей (3) для зимы, равноденствия и лета, вычисленные по данным foE этих станций для дневных часов при $Kp^* < 4$

№	Станция	Координаты	$c_v(P)$, % зима/равн./лето	$c_v(P^*)$, % зима/равн./лето
1	Boulder	40.0° N, 254.7° E	10.2/9.8/14.1	10.6/9.8/14.2
2	Wakkanai	45.4° N, 141.7° E	9.8/9.7/11.2	10.1/10.3/11.7
3	Slough	51.5° N, 359.4° E	11.0/10.9/12.1	11.4/11.3/12.6
4	Juliusruh	54.6° N, 13.4° E	16.2/11.2/11.8	16.7/11.3/12.1
5	Tomsk	56.5° N, 84.9° E	13.8/11.0/8.6	14.0/11.1/9.3
6	Leningrad	60.0° N, 30.7° E	20.5/11.8/12.4	20.6/11.8/13.2
7	Lykseele	64.6° N, 18.8° E	29.6/13.4/12.0	29.8/13.6/12.3
8	Salekhard	66.5° N, 66.5° E	28.4/12.9/9.0	28.3/12.7/9.1

ности на изменения foE на средних широтах не превышает нескольких процентов [Антонова и др., 1996], что и определило выбор критерия $Kp^* < 4$ для анализируемых станций.

В базовой модели IRI уравнение (3) имеет вид:

$$r_{\text{IRI}} = (foE_{\text{IRI}}/foE(66)_{\text{IRI}})^4 = 1 + B(\text{COV} - 66), \quad (5)$$

где $B = 0.0094$, COV — среднее за 12 месяцев значение индекса солнечной активности F . Отметим, что в базовой модели IRI для вычисления foE использована эмпирическая модель [Kouris and Muggleton, 1973a, b]. Более детальная модель (ниже она названа моделью ИПГ) показывает, что коэффициент B может зависеть от широты и сезона [Нусинов, 1988; Nusinov, 2006]. Модель foE [Titheridge, 1996] в NeQuick [Nava et al., 2008] также содержит зависимость от сезона коэффициента, аналогичного коэффициенту B в уравнении (5). Это означает, что коэффициенты уравнения (3) могут зависеть от сезона. Здесь использовано разделение месяцев года по сезонам по аналогии с моделью NeQuick: зима (11, 12, 1, 2), равноденствие (3, 4, 9, 10), лето (5, 6, 7, 8), где в скобках указан номер месяца.

Для анализа использованы часовые данные foE субавроральных и среднеширотных ионосферных станций за 1959–1995 гг. В качестве характеристики точности уравнения (3) по данным foE конкретной станции в дневные часы каждого сезона для $Kp^* < 4$ использован коэффициент вариации

$$c_v(F) = (\sigma(F)/r(F)_{\text{mean}}) \times 100\%, \quad (6)$$

где $\sigma(F)$ и $r(F)_{\text{mean}}$ — стандартное отклонение и среднее значение величины $r(F)$ в локальной эмпирической модели (3) для данной выборки foE , $F = P$ или $F = P^*$. Коэффициент вариации называют также относительным стандартным отклонением [Гмурман, 2003]. Результаты вычисления коэффициентов вариации $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ по дан-

ным ионосферных станций для выбранных условий приведены в табл. 1, где индексы солнечной активности P и P^* определены уравнениями (2). Из данных в этой таблице можно видеть, что величины $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ изменяются с широтой и сезоном в пределах 9–30%, для относительно низких широт (до 50° N) летом значения коэффициентов вариации больше, чем зимой, на более высоких широтах зимние значения этих коэффициентов больше летних. Самые высокие значения $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ наблюдаются зимой на субавроральных широтах. Для всех приведенных в табл. 1 данных разница между $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ для выбранной станции данного сезона меньше 1%, или $(c_v(P^*)/c_v(P) - 1) < 0.1$. В табл. 1 значимыми являются только целые значения коэффициентов вариации [Taylor, 1982], десятичные доли этих коэффициентов приведены только для сравнения $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$. Следовательно, индексы P и P^* обеспечивают практически одинаковую точность вычисления foE для дневных часов по локальным эмпирическим моделям для субавроральных и средних широт, если судить по данным в табл. 1.

Коэффициенты $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$, приведенные в табл. 1, получены для интервала 1959–1995 гг. без разделения по фазам солнечных циклов. Для периодов роста или спада солнечных циклов разница между этими коэффициентами может быть более значительной из-за систематического изменения индексов солнечной активности со временем. В табл. 2 приведены коэффициенты $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ с разделением по фазам солнечных циклов в интервале 1959–1995 гг. В данном случае фазе роста солнечных циклов соответствуют интервалы 1964–1968, 1976–1979, 1986–1989 гг., фазе спада солнечных циклов — интервалы 1959–1964, 1970–1976, 1981–1986, 1990–1996 гг. Из данных в табл. 2 можно видеть, что для ст. Ленинград (Leningrad) летом на фазе роста солнечных циклов разница между $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ составляет 1.3% и, кроме того, значения $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ на этой фазе

Таблица 2. Ионосферные станции, их географические координаты, коэффициенты вариации $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ эмпирических моделей (3) для зимы, равноденствия и лета, вычисленные по данным foE этих станций для дневных часов при $Kp^* < 4$ для фаз роста и спада солнечных циклов в интервале 1959–1995 гг.

№	Станция	Координаты	$c_v(P)$, % зима/равн./лето	$c_v(P^*)$, % зима/равн./лето
Фаза роста солнечных циклов				
1	Boulder	40.0° N, 254.7° E	10.0/9.3/12.1	10.1/9.1/12.0
2	Slough	51.5° N, 359.4° E	11.6/11.7/12.4	12.2/12.1/12.6
3	Juliusruh	54.6° N, 13.4° E	14.3/10.6/10.1	14.9/10.2/10.8
4	Leningrad	60.0° N, 30.7° E	21.2/12.7/15.2	21.0/12.6/16.5
5	Lykseele	64.6° N, 18.8° E	28.0/14.6/13.9	27.9/14.2/14.0
Фаза спада солнечных циклов				
1	Boulder	40.0° N, 254.7° E	12.8/12.2/16.1	13.5/12.5/16.5
2	Slough	51.5° N, 359.4° E	12.5/12.5/13.4	13.3/13.0/14.0
3	Juliusruh	54.6° N, 13.4° E	18.7/14.1/14.1	19.4/14.6/14.3
4	Leningrad	60.0° N, 30.7° E	21.1/13.7/13.1	21.4/13.5/13.8
5	Lykseele	64.6° N, 18.8° E	30.9/15.6/13.8	31.0/16.2/14.5

больше, чем для фазы спада солнечных циклов. Для всех остальных случаев, приведенных в табл. 2, разница между $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ меньше 1% и значения $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ на фазе роста солнечных циклов меньше, чем для фазы спада солнечных циклов. Возможная причина приведенной особенности массива данных foE для ст. Ленинград летом связана с дополнительным вкладом $foEs$ в этот массив, поскольку частота появления спорадического слоя E повышена именно летом и слои E и Es не всегда различаются однозначно. Итак, индексы солнечной активности P и P^* обеспечивают практически одинаковую точность вычисления foE для дневных часов по локальным эмпирическим моделям для субавроральных и средних широт для фаз роста или спада солнечных циклов. Приведенная выше особенность ст. Ленинград не является исключением из этого правила. Она показывает, что даже в сложных случаях обработки ионограмм разница между $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ составляет примерно 1%. Отметим, что в табл. 1 и 2 приведены коэффициенты вариации $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ для величины $r(F)$, которая пропорциональна $(foE)^4$. Поэтому для foE эти коэффициенты в 4 раза меньше и разница между $c_v(P^*)$ и $c_v(P)$ не превышает 0.2% для этого случая, если основываться на данных, приведенных в табл. 1.

Приведенные выше результаты сравнения точности использования индексов P и P^* для вычисления foE основаны на построении локальной эмпирической модели (3) по массиву данных foE выбранной станции. Представляет интерес оценка точности использования этих индексов в глобальных эмпирических моделях foE с учетом солнечного источника ионизации атмосферы. Од-

ной из таких моделей является модель NeQuick [Nava et al., 2008]. Используемая здесь модель NeQuick отличается от базового варианта использованием индекса солнечной активности F : в данном случае $F = P$ или $F = P^*$, в базовом варианте F — это среднее за 12 месяцев значение потока радиационного излучения Солнца на длине волны 10.7 см, где индексы P и P^* определены уравнениями (2). Отметим, что модель NeQuick для варианта $F = P$ использовалась как солнечный компонент модели foE в Системе мониторинга и прогноза ионосферы SIMP-2 [Демин и др., 2019]. На рис. 1 показаны результаты сопоставления foE в полдень для $Kp^* < 4$ в интервале 1959–1995 гг., полученные по экспериментальным данным и по модели NeQuick для $F = P$ и $F = P^*$ для станций Боулдер (Boulder), Слау (Slough) и Юлиусрух (Juliusruh/Rugen). Координаты этих станций приведены в табл. 1 и 2. Данные на этом рисунке получены без разделения на сезоны и фазы солнечных циклов. Из данных на этом рисунке следует, что максимальная разница между коэффициентами вариации $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ наблюдается для ст. Слау и составляет 0.1%. В данном случае значимыми являются только целые значения $c_v(P)$, поэтому с достаточной точностью $c_v(P) = c_v(P^*) = 4\%$ для всех приведенных на рисунке станций.

Итак, индексы P и P^* являются эквивалентными индексами солнечной активности, поскольку они приводят к практически совпадающим значениям foE в дневные часы как при использовании локальных эмпирических моделей foE на субавроральных и средних широтах, так и глобальных эмпирических моделей foE на средних широтах. В то же время индекс P^* имеет преимущество пе-

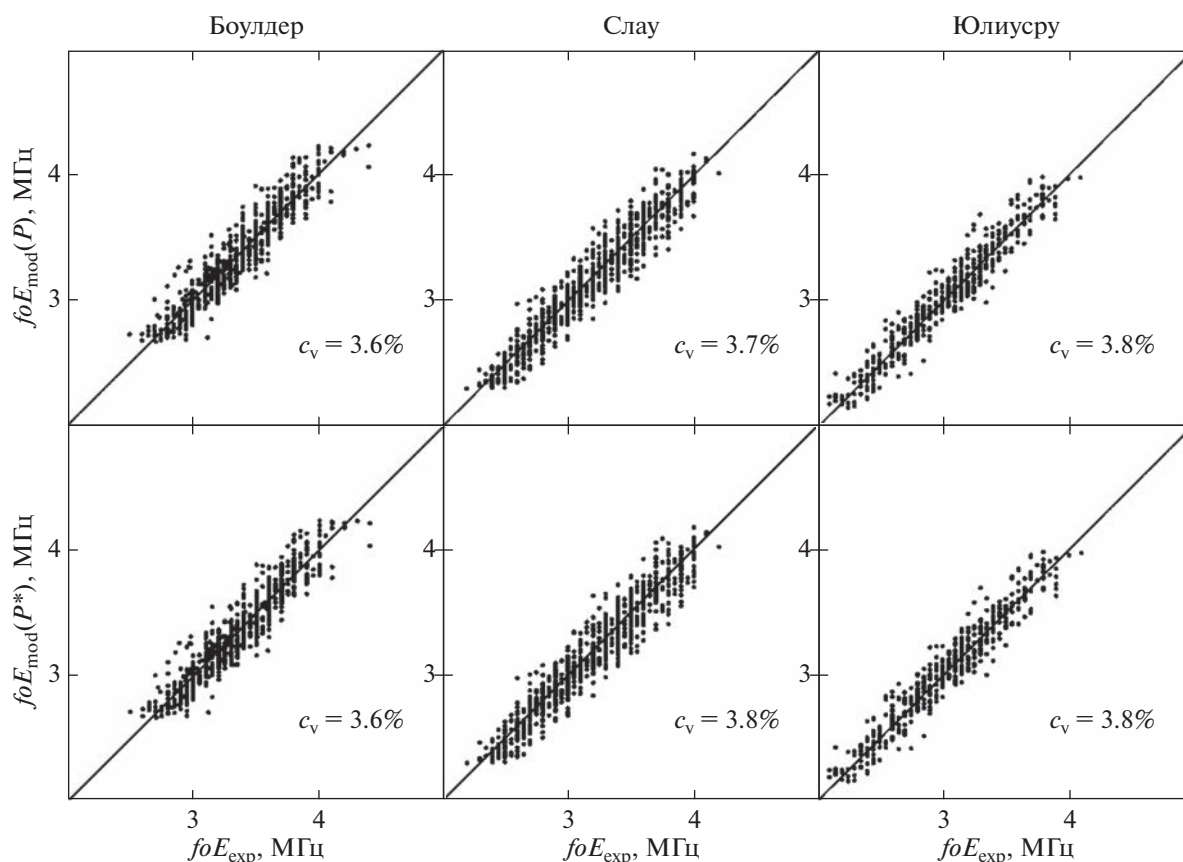


Рис. 1. Сравнение измеренных значений критической частоты E -слоя foE_{exp} на трех станциях при $Kp^* < 4$ в полдень в интервале 1959–1995 гг. с результатами расчетов foE_{mod} по модели NeQuick для индексов солнечной активности P (верхняя панель) и P^* (нижняя панель); c_v — коэффициент вариации модели. Для наглядности точки на рисунке соответствуют каждому 10-му значению foE из массива данных.

ред индексом P в задачах краткосрочного прогноза foE , поскольку в отличие от индекса P для вычисления P^* не требуются знания потока солнечного радиоизлучения в последующие 40 дней.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше отмечалось, что при построении локальных эмпирических моделей foE использована зависимость $r(F)$ от F в виде уравнения регрессии (3), где $r(F) \sim (foE)^4$. Поэтому приведенные в табл. 1 и 2 коэффициенты вариации c_v для уравнения регрессии (3) примерно в 4 раза больше, чем для модели foE при прочих равных условиях. В данном случае, например, для ст. Боулдер коэффициент вариации c_v для foE по локальной модели изменяется в пределах 2.5–3.6% в зависимости от сезона (табл. 1). Модель NeQuick для foE на этой станции дает $c_v = 3.6\%$ без разделения на сезоны (рис. 1). Это отражает общую тенденцию относительно высокой точности локальной модели для данной станции по сравнению с глобальной моделью.

Коэффициент вариации c_v характеризует изменчивость foE . Из данных в табл. 1 и 2 следует, что эта изменчивость зимой на относительно высоких широтах больше, чем на низких широтах. Для лета характерна противоположная тенденция. Повышенная изменчивость foE зимой на относительно высоких широтах, по-видимому, связана с дополнительным вкладом в foE аврорального источника ионизации атмосферы из-за выпадения электронов с энергиями 1–10 кэВ. Еще одним фактором, влияющим на изменчивость foE , может быть геомагнитная активность. Принятое условие $Kp^* < 4$ позволяет исключить до некоторой степени эффекты геомагнитных бурь, но не суббурь. Обычно геомагнитная активность на фазе роста солнечного цикла меньше, чем на фазе спада. Поэтому можно ожидать, что изменчивость foE на фазе роста солнечного цикла меньше, чем на фазе спада. Из табл. 2 следует, что эта тенденция выполнена почти для всех приведенных в этой таблице данных. Эти данные показывают также, что увеличенная изменчивость foE на фазе спада солнечного цикла не привела к увеличению

разницы между коэффициентами вариации $c_v(P)$ и $c_v(P^*)$ для данной фазы: она меньше 1% для каждого сезона и каждой станции, приведенной в табл. 2. Это подтверждает эквивалентность индексов P и P^* в задачах вычисления foE по эмпирическим моделям ионосферы.

Радиоизлучение Солнца не является единственным индикатором солнечной активности для расчета ионизации атмосферы мягким рентгеновским и крайним ультрафиолетовым излучением Солнца как основной причины образования E -слоя ионосферы на средних широтах. В качестве такого индикатора может быть использован поток солнечного излучения в линии Лайман-альфа ($L\alpha$, $\lambda = 121.6$ нм). Поток излучения в линии $L\alpha$ был использован, например, как входной параметр модели спектра солнечного излучения в диапазонах 5–105 нм и 115–242 нм [Nusinov et al., 2021]. В данной работе поток солнечного излучения в линии $L\alpha$ не использовался по единственной причине: он пока не прогнозируется, а индекс P^* имеет прогностическую направленность.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее было получено, что индекс $P = (F_1 + F_{81})/2$ является оптимальным индексом солнечной активности для критической частоты E -слоя foE , где F_1 и F_{81} — поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в данный день и среднее за 81 день значение этого потока, центрированное на данный день. Было получено также, что индекс $F(27, 81)$ может быть использован для замены индекса F_{81} в задачах краткосрочного прогноза этого индекса, где $F(27, 81)$ — средневзвешенный индекс солнечной активности с характерным временем 27 дней за данный и предыдущие 80 дней. В данной работе даны первые оценки эффективности такой замены для foE . Для этого проанализированы изменения точности расчетов foE при замене индекса P на $P^* = (F_1 + F(27, 81))/2$ в эмпирических моделях, построенных по данным foE ионосферных станций в дневные часы на средних и субавроральных широтах за 1959–1995 гг. Получены следующие выводы.

1. Индексы P и P^* практически эквиваленты для вычисления foE по построенным эмпирическим моделям на этих широтах: разница коэффициентов вариации для foE не превышает 0.3% в каждый из сезонов на разных фазах солнечных циклов. Следовательно, индекс P^* может быть рекомендован для использования в задачах краткосрочного прогноза foE , поскольку он основан на индексах F_1 за данный и предыдущие дни в отличие от индекса P , для вычисления которого необходим прогноз F_1 на 40 дней вперед.

2. Дополнительные оценки коэффициентов вариации для foE на средних широтах в полдень

по известной глобальной модели NeQuick подтверждают этот вывод: разница коэффициентов вариации для $foF2$ при замене индекса P на P^* не превышает 0.1%.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят WDC for Solar-Terrestrial Physics, Великобритания, за данные foE ионосферных станций и индексы солнечной активности (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdccc1/>); WDC for Geomagnetism, Япония, за данные ap -индекса (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Аэрономия слоя Е (учет вариаций УФ-излучения и геомагнитных возмущений). М.: Янус, 168 с. 1996.
- Гальперин Ю.И., Сивцева Л.Д., Филиппов В.М., Халипов В.Л. Субавроральная верхняя ионосфера. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 192 с. 1990.
- Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высш. шк., 479 с. 2003.
- Деминов М.Г., Михайлов А.В., Михайлов В.В., Шубин В.Н., Цыбуля К.Г. Ионосферное моделирование и прогнозирование / Системный мониторинг ионосферы. Сб. науч. тр. (Ред. Н.Г. Котонаева). М.: ФИЗМАТ-ЛИТ. С. 286–343. 2019.
- Деминов М.Г. Индекс солнечной активности для критической частоты E -слоя на средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 2. С. 206–210. 2022a. <https://doi.org/10.31857/S0016794022020055>
- Деминов М.Г. Эффективный индекс солнечной активности для краткосрочного прогноза среднего индекса этой активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 302–306. 2022б. <https://doi.org/10.31857/S0016794022030051>
- Деминов М.Г., Rogov Д.Д. Индекс солнечной активности для критической частоты E -слоя на субавроральных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 5. С. 627–634. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022050042>
- Нусинов А.А. Детерминированная модель среднеширотного и экваториального E -слоя (описание и сравнительные характеристики точности) // Ионосферные исслед. № 44. С. 94–99. 1988.
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018. <https://doi.org/10.5194/ars-16-1-2018>
- Kouris S.S., Muggleton L.M. Diurnal variation in the E-layer ionization // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. P. 133–139. 1973a. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(73\)90221-3](https://doi.org/10.1016/0021-9169(73)90221-3)
- Kouris S.S., Muggleton L.M. World morphology of the Appleton E-layer seasonal anomaly // J. Atmos. Terr. Phys.

- V. 35. 141–151. 1973b.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(73\)90222-5](https://doi.org/10.1016/0021-9169(73)90222-5)
- *Nava B., Coisson P., Radicella S.M.* A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.* V. 70. P. 1856–1862. 2008.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.01.015>
- *Nikolaeva V., Gordeev E.* SPAM: Solar spectrum prediction for applications and modeling // *Atmosphere.* V. 13. 226. 2023.
<https://doi.org/10.3390/atmos14020226>
- *Nusinov A.A.* Seasonal-latitudinal variations of ionospheric E-layer critical frequencies dependence on solar activity in empirical models // *Adv. Space Res.* V. 37. P. 433–436. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.11.017>
- *Nusinov A.A., Kazachevskaya T.V., Katyushina V.V.* Solar extreme and far ultraviolet radiation modeling for aeronomic calculations // *Remote Sens.* V. 13, 1454. 2021.
<https://doi.org/10.3390/rs13081454>
- *Pavlov A.V., Pavlova N.M.* Comparison of NmE measured by the boulder ionosonde with model predictions near the spring equinox // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.* V. 102. P. 39–47. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.006>
- *Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G.* EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // *J. Geophys. Res.* V. 99. P. 8981–8992. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94JA00518>
- *Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K.* HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // *Adv. Space Res.* V. 37. P. 315–322. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.06.031>
- *Solomon S.C., Qian L.* Solar extreme-ultraviolet irradiance for general circulation models // *J. Geophys. Res.* V. 110. A10306. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011160>
- *Solomon S.C.* Numerical models of the E-region ionosphere // *Adv. Space Res.* V. 37. P. 1031–1037. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.09.040>
- *Taylor J.R.* An introduction to error analysis. Mill Valley, CA: Univer. Sci. Books, 270 p. 1982.
- *Titheridge J.E.* Re-modeling the ionospheric E region // *Kleinheubacher Berichte.* V. 39. P. 687–696. 1996.
- *Wrenn G.L.* Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // *J. Geophys. Res.* V. 92. P. 10125–10129. 1987.
<https://doi.org/10.1029/JA092iA09p10125>
- *Yang Z., Ssessanga N., Tran L.T., Bilitza D., Kenpankho P.* On improvement in representation of foE in IRI // *Adv. Space Res.* V. 60. P. 347–356. 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.11.008>

ИНФРАКРАСНОЕ СВЕЧЕНИЕ ОКИСИ АЗОТА В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В СОБЫТИЯХ GLE 23-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

© 2023 г. А. С. Кириллов¹ *, В. Б. Белаховский¹ **, Е. А. Маурчев^{1, 2}, Ю. В. Балабин¹, А. В. Германенко¹, Б. Б. Гвоздевский¹¹Полярный геофизический институт (ПГИ),
Апатиты (Мурманская область), Россия²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: kirillov@pgia.ru

**e-mail: belakhov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 29.06.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Рассмотрена кинетика образования колебательно-возбужденных молекул $\text{NO}(\text{X}^2\Pi, \nu > 0)$ на высотах средней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных протонов. Проведен расчет профилей интенсивностей свечения инфракрасных полос окиси азота 5.3 мкм и 2.7 мкм в случае высыпания в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов во время событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70 23-го солнечного цикла. Расчеты показали, что наибольшие значения интегральной интенсивности свечения полос 5.3 мкм и 2.7 мкм получаются для GLE69 и составляют 5.7 кР (килорэлей) и 0.18 кР соответственно. Сравнение результатов расчета для полосы 5.3 мкм во время события GLE69 с экспериментальными данными, полученными с космического летательного аппарата TIMED 20 января 2005 г., показало завышение результатов расчета в два раза.

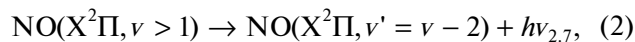
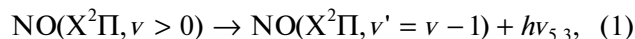
DOI: 10.31857/S0016794023600643, EDN: PTBOZU

1. ВВЕДЕНИЕ

Колебательно-возбужденные молекулы окиси азота NO эффективно образуются на высотах верхней и средней атмосферы и могут играть очень важную роль в инфракрасном радиационном балансе атмосферы Земли [Lopez-Puertas and Taylor, 2001; Funke et al., 2012]. Более того, нечетный азот образуется в верхних слоях атмосферы во время авроральных высыпаний и в средней атмосфере во время высыпаний высокоэнергичных протонов или во время импульсных разрядов, связанных со спрайтовыми стримерами. Концентрации окиси азота могут существенно повышаться, влияя на химический и излучательный балансы полярных верхних и средних слоев атмосферы. Так, в работах [Sentman et al., 2008; Gordillo-Vazques, 2008] было показано, что концентрации NO повышаются в средней атмосфере во время спрайтов.

В работах [Гордиец, 1977; Kockarts, 1980; Caledonia and Kennealy, 1982; Gordiets et al., 1982; Гордиец и Марков, 1983; Sharma et al., 1996; Kirillov and Aladjev, 1998; Cartwright et al., 2000; Mlynarczyk et al., 2003; Winick et al., 2004; Campbell and Brunger, 2007; Venkataramani et al., 2016; Bouziane et al.,

2022] были исследованы механизмы образования и потерь колебательно-возбужденных молекул NO как для спокойной верхней атмосферы, так и для возмущенной высыпаниями высокоэнергичных частиц. Кроме того, в указанных работах особое внимание уделялось свечению инфракрасных полос 5.3 мкм и 2.7 мкм молекул окиси азота, излучаемых при спонтанных переходах



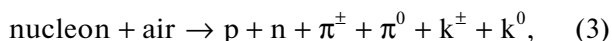
где $\text{X}^2\Pi$ — основное электронное состояние молекулы окиси азота. В этих работах было показано, что интенсивность инфракрасного излучения в атмосферном спектре может значительно увеличиваться при возмущении атмосферы высокоэнергичными частицами.

Кроме того, электронно-возбужденные и колебательно-возбужденные молекулы не только светятся в различных диапазонах длин волн, но и могут участвовать в различных химических процессах. Скорости таких процессов возрастают из-за внутреннего возбуждения молекул и уменьшения активационных барьеров химических реак-

ций [Русанов и Фридман, 1984]. Поэтому при исследовании химического состава и излучательно-го баланса атмосферы во время возмущений, связанных с дополнительным притоком энергии, необходим учет электронной и колебательной кинетики как основных атмосферных составляющих N_2 и O_2 , так и малых, включая молекулы окиси азота.

В предыдущих работах [Кириллов и др., 2021, 2023] были проведены расчеты профилей интенсивностей полос первой (1PG, 749 нм и 669 нм) и второй положительных (2PG, 337 нм) систем N_2 , полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда (LBH, 135 нм и 146 нм) N_2 , а также полос Инфракрасной Атмосферной (IRAtm, 1270 нм) и Атмосферной (Atm, 762 нм) систем O_2 на высотах 20–80 км средней атмосферы Земли во время выпадения высокоэнергичных протонов в атмосферу Земли во время событий GLE65, GLE67, GLE69 и GLE70 (Ground level enhancement), при которых произошло возрастание скорости счета нейтронных мониторов (НМ), возникшее вследствие увеличения числа протонов (в основном с энергией до 10 ГэВ) в потоке первичных космических лучей (КЛ).

При вторжении в атмосферу Земли первичных КЛ протоны составляют около 85% от их общего количества, остальные частицы – это ядра гелия и элементов с $Z > 2$, а также электроны с позитронами. При прохождении через верхние, разреженные, слои атмосферы преобладающим процессом является ионизация, причем наиболее активными здесь являются частицы с энергией до 1 ГэВ. При достижении высоты 10–30 км над уровнем моря все более вероятными становятся неупругие соударения с ядрами атомов атмосферных составляющих (в основном частицы с энергией более 1 ГэВ с азотом и кислородом) [Дорман, 1975; Широков и Юдин, 1980; Simpson, 1983]. В результате ядерных взаимодействий возникают каскады вторичных частиц различного сорта, условно эту реакцию можно выразить через формулу генерации частиц:



где p – протоны; n – нейтроны; $\pi^\pm$, π^0 – пионы; $k^\pm$, k^0 – каоны.

Взаимодействие элементарных частиц, образованных в процессе (3), с молекулами составляющих средней атмосферы Земли приводит к образованию потоков вторичных электронов. Как показывают исследования взаимодействия высокоэнергичных протонов с молекулами азота и кислорода [Porter et al., 1976], при протонных выпадениях эффективно протекают процессы диссоциации молекул с образованием атомов азота и кислорода. Образовавшиеся атомы вступают в химические реакции с различными молекулами, приводя к значительным изменениям concentra-

ций малых атмосферных составляющих. Кроме того, неупругие столкновения высокоэнергичных вторичных электронов приводят к ионизации молекул азота и кислорода. Последствием данных процессов диссоциации и ионизации молекул N_2 и O_2 является также образование нечетного азота (NO_x) и водорода (HO_x), которые способствуют уменьшению содержания озона в средней атмосфере [Turunen et al., 2009; Кривоуцкий и Репнев, 2009, 2012].

В настоящей работе рассмотрена кинетика основного состояния окиси азота $NO(X^2\Pi, v > 0)$ на высотах средней атмосферы (20–80 км) во время событий GLE65 (28 октября 2003 г.), GLE67 (02 ноября 2003 г.), GLE69 (20 января 2005 г.), GLE70 (13 декабря 2006 г.), при которых произошло возрастание скорости счета НМ, возникших вследствие увеличения числа протонов (в основном с энергией до 10 ГэВ) в потоке первичных КЛ. На основании полученных колебательных населенностей проведен расчет интенсивностей инфракрасного свечения окиси азота в полосах 5.3 мкм и 2.7 мкм на рассмотренных высотах атмосферы.

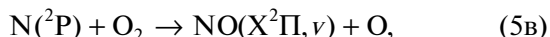
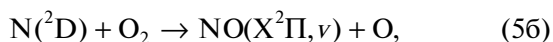
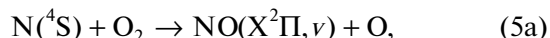
2. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ И ИСЧЕЗНОВЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ $NO(X^2\Pi, v > 0)$ НА ВЫСОТАХ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Поскольку колебательно-возбужденные молекулы $NO(X^2\Pi, v > 0)$ эффективно излучают эмиссии с длинами волн 5.3 мкм и 2.7 мкм, то расчет интенсивностей инфракрасного излучения окиси азота в атмосфере требует знания основных механизмов образования $NO(X^2\Pi, v > 0)$ и квантовых выходов различных колебательных уровней в данных процессах. Также необходимо учитывать все процессы исчезновения колебательного возбуждения, включая спонтанные излучательные переходы и релаксацию энергии при неупругих столкновениях молекул $NO(X^2\Pi, v > 0)$ с другими компонентами атмосферы.

Согласно работам [Гордиец, 1977; Kockarts, 1980; Caledonia and Kennealy, 1982; Gordiets et al., 1982; Sharma et al., 1996; Kirillov and Aladjev, 1998; Cartwright et al., 2000; Mlynarczyk et al., 2003; Winick et al., 2004; Campbell and Brunger, 2007; Venkataramani et al., 2016; Bouziane et al., 2022] основными механизмами образования $NO(X^2\Pi, v > 0)$ при высокой температуре и при выпадениях высокоэнергичных частиц в верхние слои атмосферы являются возбуждение при столкновениях с атомами кислорода



и химические реакции невозбужденного и метастабильного атомарного азота с молекулярным кислородом



где атомы $\text{N}(^4\text{S}, ^2\text{D}, ^2\text{P})$ в основном образуются при диссоциации и диссоциативной ионизации N_2 авроральными частицами или в ионном цикле авроральной ионосферы.

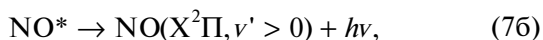
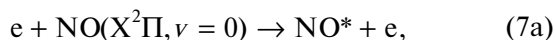
В верхней атмосфере на высотах свечения окиси азота концентрации атомарного кислорода составляют от ~20% от общего содержания ($[\text{O}] + [\text{N}_2] + [\text{O}_2]$) на высоте 120 км до ~60% на высоте 200 км. В средней атмосфере на высоте 80 км отношение $[\text{O}]/([\text{N}_2] + [\text{O}_2])$ составляет $\sim 10^{-5}$ с резким падением до нулевых значений с понижением высоты. Поэтому на высотах средней атмосферы процессом (4) можно пренебречь.

У процесса (5a) константа скорости имеет экспоненциальную зависимость $k_{5a} \sim \exp(-3220/T)$ от температуры атмосферы T [Clark and Wayne, 1970; Burkholder et al., 2015]. Температура на высотах средней атмосферы изменяется в диапазоне 200–260 К, поэтому константа скорости реакции (5a) имеет малые значения $\sim (0.5-18) \times 10^{-18} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при таких температурах. Поэтому процесс (5a) мы не учитываем в расчетах. Как было показано в работах [Rawlins et al., 1989; Kirillov and Aladjev, 1998], скорости образования $\text{NO}(\text{X}^2\text{П}, \nu)$ в процессе (5в) значительно меньше аналогичных скоростей у процесса (5б). Поэтому аналогично процессам (4) и (5a) в данной работе им пренебрегаем.

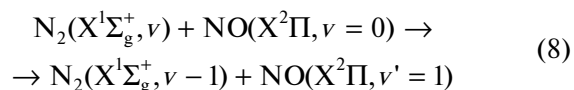
Кроме того, в работе [Cartwright et al., 2000] авторы уделили особое внимание процессам образования колебательно-возбужденных уровней основного электронного состояния $\text{X}^2\text{П}$ и электронно-возбужденных состояний молекул NO потоком вторичных электронов в верхних слоях атмосферы. В модели [Cartwright et al., 2000] были учтены процессы колебательного возбуждения в основном электронном состоянии $\text{NO X}^2\text{П}$, протекающие как в процессах прямого возбуждения вторичными авроральными электронами



так и в радиационных каскадах из семи дублетных и двух квартетных вышележащих возбужденных электронных состояний, заселяемых электронным ударом

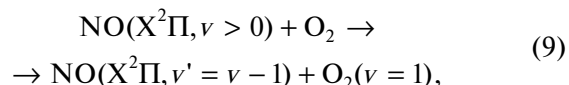


где NO^* означает электронно-возбужденную молекулу окиси азота. Авторы [Cartwright et al., 2000] рассчитали относительную скорость заселения для $\text{X}^2\text{П}$, $\nu' > 0$ как прямым возбуждением, так и различными радиационными процессами в зависимости от колебательного квантового числа ν' . В исследованиях основных механизмов образования $\text{NO}(\text{X}^2\text{П}, \nu' > 0)$ на высотах средней атмосферы во время GLE69 в работе [Kirillov et al., 2023] было показано, что вкладом процессов (6) и (7б) можно пренебречь, поскольку концентрации окиси азота NO намного меньше концентраций основных составляющих. Кроме этого, в работе [Kirillov et al., 2023] исследовался вклад колебательно-колебательного обмена энергией



в образовании $\text{NO}(\text{X}^2\text{П}, \nu' > 0)$. Расчеты показали, что при характерных для средней атмосферы концентрациях NO вклад процесса (8) на несколько порядков меньше вклада процесса (5б), но при значениях $[\text{NO}]$, сравнимых с концентрациями основных атмосферных составляющих, вклад данного процесса становится того же порядка, что и вклад процесса (5б).

Исчезновение колебательно-возбужденной молекулы окиси азота $\text{NO}(\text{X}^2\text{П})$ на высотах средней атмосферы происходит как за счет излучения инфракрасных полос 5.3 мкм и 2.7 мкм (1, 2), так и за счет неупругих столкновений с молекулами O_2 [Green et al., 1982; Hancock et al., 2006] с колебательно-колебательным обменом энергией



когда невозбужденная молекула $\text{O}_2(\text{X}^3\Sigma_g^-)$ переходит на первый колебательный уровень $\nu = 1$. Для процессов (1) и (2) мы применяем в расчетах вероятности излучательных переходов согласно [Rawlins et al., 1998], а для констант скоростей гашения $\text{NO}(\text{X}^2\text{П}, \nu' > 0)$ в процессе (9) используем экспериментальные данные [Hancock et al., 2006].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНЫХ ПОЛОС МОЛЕКУЛ ОКИСИ АЗОТА

В настоящей работе аналогично работе [Кириллов и др., 2023] рассмотрены события GLE 23-го солнечного цикла (1997–2009 гг.), которым сопутствовало увеличение скорости образования пар ионов на высотах от 0 до 80 км. Для расчетов прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли используется пакет для разработки программ

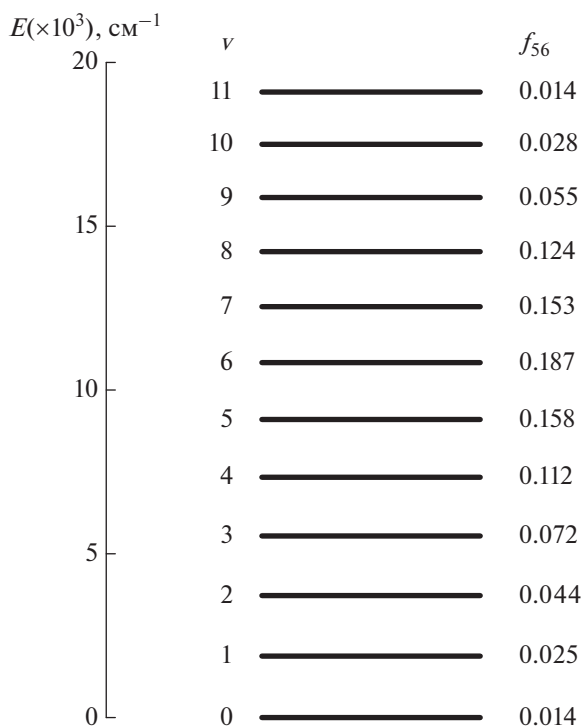


Рис. 1. Схема колебательных уровней $v' = 0–11$ основного состояния $X^2\Pi$ молекулы окиси азота и используемые значения квантовых выходов $f_{56}(v')$.

GEANT4 [Agostinelli et al., 2003], при помощи которого создаются соответствующие модели. В Полярном геофизическом институте был разработан программный пакет RUSCOSMICS, как более современный инструмент для замены PLANETOCOSMICS [Маурчев и др., 2015, 2019; Маурчев и Балабин, 2016]. Описание методики получения данных спектров первичных КЛ, используемых в моделировании, приводится в работе [Vashenyuk et al., 2011].

Событие GLE65 произошло 28 октября 2003 г., когда активность Солнца еще была близка к максимуму. GLE65 произошло от вспышки 4B/X17.2 с координатами S16E08. В 11:02 UT отмечено начало радиовсплеска II типа, указывающего на появление в магнитосфере Солнца энергичных частиц. Амплитуда возрастания на некоторых южно-полярных станциях у НМ превышала 40% от уровня галактического фона. Однако наиболее раннее начало возрастания отмечено в 11:14 UT на ст. Норильск.

Событие GLE67 произошло 2 ноября 2003 г. от вспышки 2B/X8.3 с координатами S18W59. В 17:14 UT наблюдалось начало радиовсплеска II типа. Максимальная амплитуда возрастания на некоторых южно-полярных станциях у НМ достигала 15–18% от уровня галактического фона.

Наиболее раннее начало возрастания отмечено в 17:29 UT на ст. Мак-Мердо в Антарктиде.

Событие GLE69 произошло 20 января 2005 г. от вспышки 2B/X7.1 с координатами N14W61. Вспышка сопровождалась радиовсплесками II и IV типов. Начало радиоизлучения II типа (вероятный момент генерации релятивистских КЛ) зафиксировано в 06:44 UT. Событие GLE69 на начальной фазе характеризовалось очень большой амплитудой возрастания (более 4000%) и сильной анизотропией “север–юг” в релятивистском потоке КЛ. На начальной фазе спектр солнечных космических лучей соответствовал быстрой компоненте.

Событие GLE 70, последнее событие 23 цикла солнечной активности, произошло 13 декабря 2006 г. в 02.40 UT. Активная область с координатами S06W24 вызвала солнечную вспышку класса 2B/X3.4. Вспышка сопровождалась радиовсплесками типа II, IV и выбросом корональной массы типа “гало”. По данным НМ продолжительность события составила около 5 ч. Несмотря на то, что событие GLE70 происходило на спаде цикла, это было достаточно мощное событие (третье по интенсивности в 23-м цикле). Наибольший рост интенсивности космических лучей наблюдался на ст. Оулу (92%).

Для расчета населенности v' -го колебательного уровня $X^2\Pi$ -состояния NO воспользуемся уравнением:

$$k_{56}f_{56}(v')[N(^2D)][O_2] + (A_{v'+1,v'} + k_9(v'+1)[O_2])N_{v'+1}^X + A_{v'+2,v'}N_{v'+2}^X = (10) \\ = \{A_{v',v'-1} + A_{v',v'-2} + k_9(v')[O_2]\}N_{v'}^X.$$

Здесь $A_{v',v'}$ – вероятности спонтанных переходов (1) и (2), которые учитываются согласно [Rawlins et al., 1998]. Константы k_9 берутся согласно [Hancock et al., 2006].

Квантовые выходы $f_{56}(v')$ в процессе (56) были рассчитаны в работе [Kirillov and Aladjev, 1998] с помощью теории неожиданностей [Bernstein and Levine, 1976; Nesbet, 1981] для различных параметров неожиданности $\lambda = -7 \dots -2$. Колебательное распределение молекул окиси азота в полярной ионосфере, рассчитанное в [Kirillov and Aladjev, 1998] по одномерной нестационарной модели химической и колебательной кинетики верхней атмосферы, было сопоставлено с экспериментальными данными ракетных измерений [Rawlins et al., 1981]. Было получено, что наилучшее соответствие результатов расчета и экспериментальных данных для профиля концентрации атомарного кислорода согласно модели MSIS-83 получается при параметре $\lambda = -6$. Данное значение параметра неожиданности хорошо согласуется с результатами лабораторных оценок, полученных

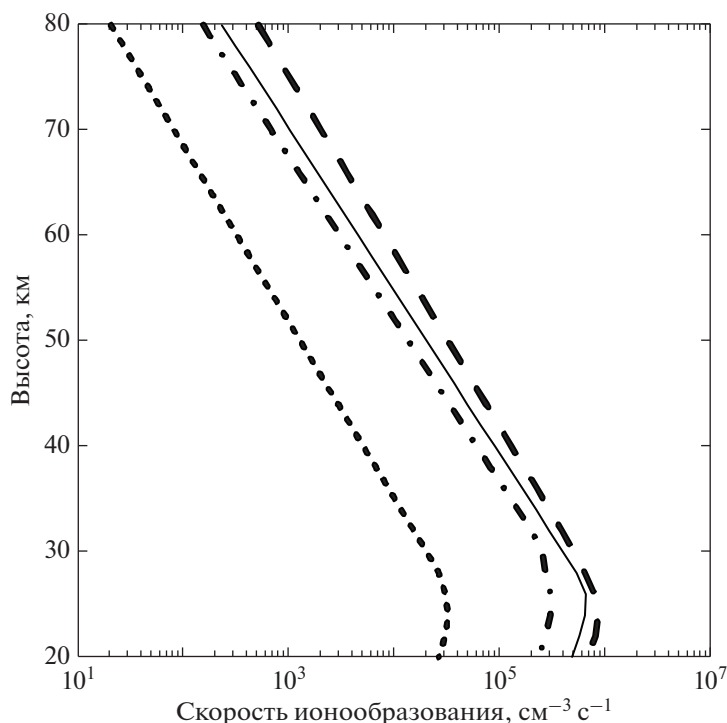


Рис. 2. Профили рассчитанных скоростей ионообразования: GLE65 (короткие штрихи), GLE67 (штрихпунктирные линии), GLE69 (длинные штрихи), GLE70 (сплошные линии).

в [Rawlins et al., 1989]. Поэтому мы применяем здесь значения квантовых выходов $f_{56}(v')$ в процессе (56), рассчитанные в работе [Kirillov and Aladjev, 1998] для параметра неожиданности $\lambda = -6$. На рис. 1 приведена схема колебательных уровней $v' = 0-11$ основного состояния молекулы NO и используемые значения квантовых выходов $f_{56}(v')$.

На рис. 2 показаны профили рассчитанных скоростей ионообразования для всех четырех случаев GLE (GLE65, GLE67, GLE69, GLE70) [Кириллов и др., 2023]. Рассчитанные объемные интенсивности инфракрасной полосы 5.3 мкм для излучательного перехода (1) для этих же случаев GLE приведены на рис. 3.

Рассчитанные интенсивности инфракрасного излучения NO 5.3 мкм представлены на рис. 3 для высот 20–80 км средней атмосферы, включают вклады колебательных уровней $v' = 1-20$ NO($X^2\Pi$). Тем не менее, молекула окиси азота представляет собой ангармонический осциллятор, и длины волн инфракрасного излучения зависят от номера колебательного уровня основного состояния. Например, излучательные переходы (1) с $v' = 1, 3, 10$ соответствуют излучениям с длинами волн $\lambda = 5.3$ мкм, 5.5 мкм, 6.2 мкм соответственно. Поэтому мы показываем вклады $v' = 1, v' = 1-3, v' = 1-10$ для 5.3 мкм на рис. 3.

Также на рис. 3 для события GLE69 рассчитанные интенсивности сравниваются с экспериментальными данными прибора SABER на космическом летательном аппарате (КЛА) TIMED, полученными во время GLE69 20 января 2005 г. КЛА TIMED был запущен 7 декабря 2001 г. [Mlynchak et al., 2003; Winick et al., 2004]. Прибор SABER представляет собой широкополосный спектрометр, который измеряет инфракрасное излучение в диапазонах от 1.27 мкм до 15 мкм, включая излучение NO на 5.3 мкм. Из рис. 3 видно, что рассчитанные объемные интенсивности излучения превышают экспериментальные значения примерно в два раза. Одной из возможных причин такого несоответствия результатов расчетов данным SABER может быть долготное расхождение между наблюдениями с нейтронных мониторов и со спутника TIMED. Другой причиной расхождения результатов расчета и экспериментальных данных SABER могут быть завышенные значения квантовых выходов $f_{56}(v')$ в процессе (56), измеренные Rawlins et al. [1989] и рассчитанные в [Kirillov and Aladjev, 1998]. Возможно, что квантовый выход $f_{56}(v' = 0)$ для невозбужденной молекулы NO($X^2\Pi, v' = 0$) значительно больше, чем значение 0.014, предполагаемое в настоящих расчетах.

Аналогично рассчитанные объемные интенсивности инфракрасной полосы 2.7 мкм для излучательного перехода (2) для этих же четырех

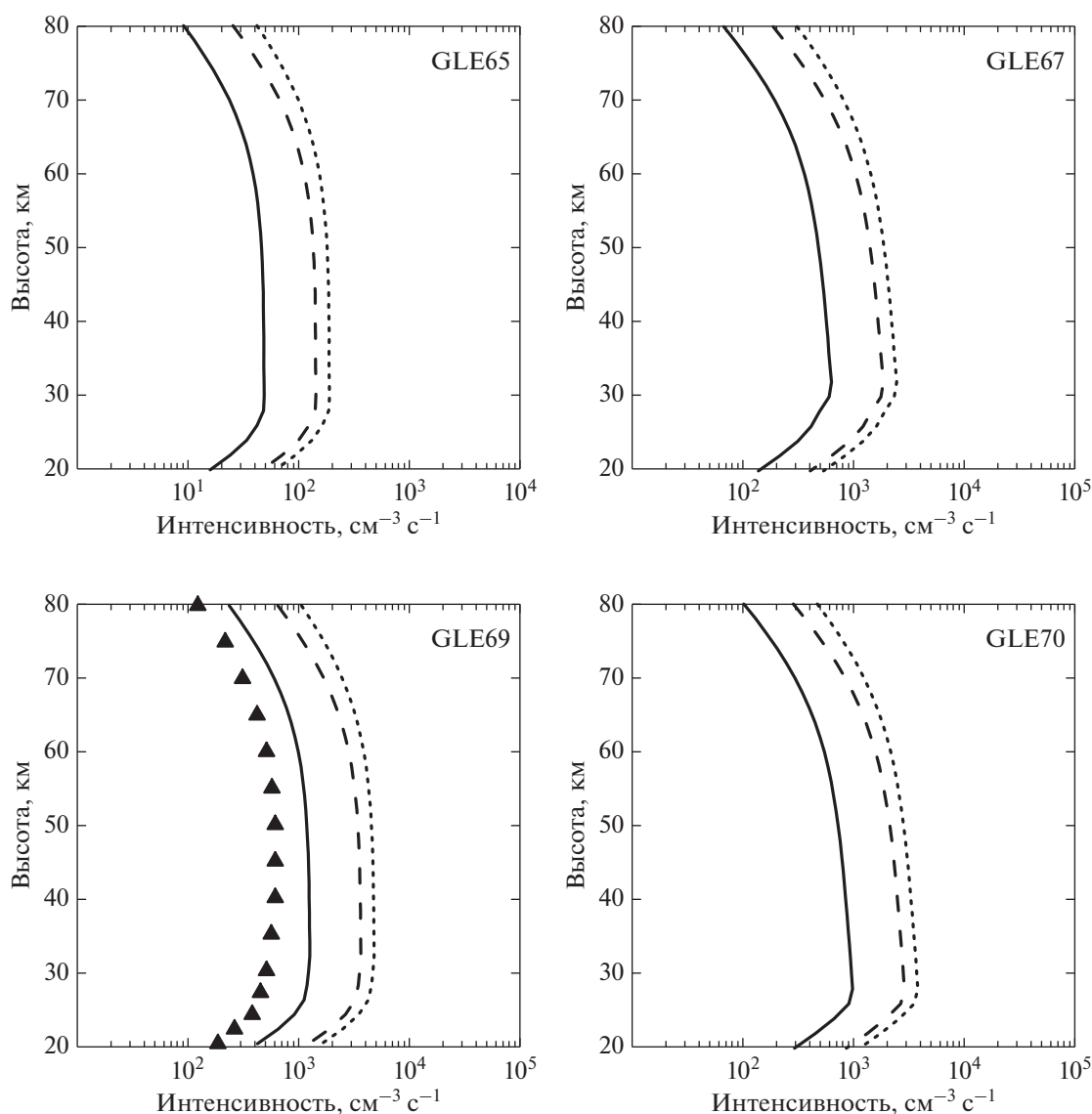


Рис. 3. Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности инфракрасного излучения 5.3 мкм NO для событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70. Вклады $\nu' = 1$, $\nu' = 1-3$, $\nu' = 1-10$ показаны как сплошные линии, длинные штрихи и короткие штрихи, соответственно. Экспериментальные данные с КЛА TIMED – треугольники.

случаев GLE приведены на рис. 4. Рассчитанные интенсивности инфракрасного излучения NO 2.7 мкм включают вклады колебательных уровней $\nu' = 2-20$ NO($X^2\Pi$). Однако, как и в случае с переходами (1), переходы (2) с $\nu' = 2, 4, 10$ соответствуют излучениям с различными длинами волн $\lambda = 2.7$ мкм, 2.8 мкм, 3.1 мкм соответственно. Поэтому мы показываем вклады $\nu' = 2$, $\nu' = 2-4$, $\nu' = 2-10$ для 2.7 мкм на рис. 4. Расчеты показали, что наибольшие значения интегральной интенсивности свечения полос 5.3 мкм и 2.7 мкм получаются для GLE69 и составляют 5.7 кР (килорэ-

лей) и 0.18 кР соответственно ($1 \text{ Р} = 10^6 \text{ фотон/см}^2 \text{ с}$).

Как показали результаты расчетов, интегральные интенсивности свечения полосы 5.3 мкм NO оказываются того же порядка, что и интенсивности свечения полос 337 нм N_2 и 1270 нм O_2 [Кириллов и др., 2023]. На рис. 5 представлены высотные профили свечения полосы 5.3 мкм NO, 337 нм N_2 и 1270 нм O_2 . В табл. 1 приведены значения интегральных интенсивностей инфракрасных полос 5.3 мкм и 2.7 мкм NO, а также рассмотренных двух эмиссий N_2 и O_2 для четырех случаев GLE.

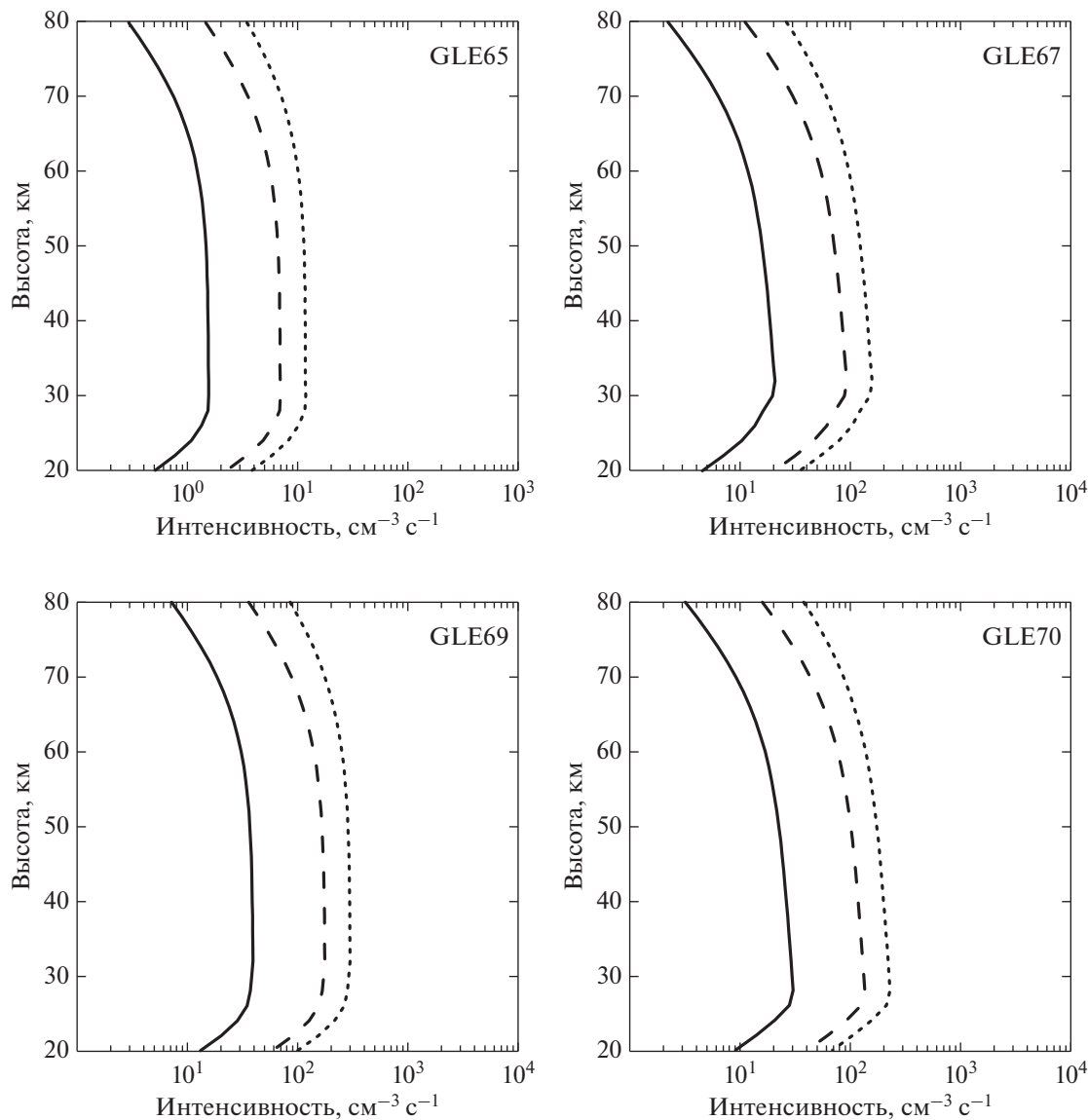


Рис. 4. Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности инфракрасного излучения 2.7 мкм NO для событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70. Вклады $\nu' = 2$, $\nu' = 2-4$, $\nu' = 2-10$ показаны как сплошные линии, длинные штрихи и короткие штрихи соответственно.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании модели колебательной кинетики основного состояния молекулы окиси азота для средней атмосферы Земли проведен расчет

Таблица 1. Рассчитанные интегральные интенсивности полос NO, N₂, O₂ во время событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70

Эмиссии	GLE65	GLE67	GLE69	GLE70
5.3 мкм	220*	2400	5700	3700
2.7 мкм	7.0	74	180	120
337 нм	350	3900	8900	6700
1270 нм	73	760	1900	1200

Примечание. * – в Рэлеях.

профилей интенсивностей свечения инфракрасных полос 5.3 мкм и 2.7 мкм NO в случае высыпания в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов во время событий GLE65 (28 октября 2003 г.), GLE67 (02 ноября 2003 г.), GLE69 (20 января 2005 г.), GLE70 (13 декабря 2006 г.) 23-го солнечного цикла (1997–2009 гг.). Для рассмотренных GLE 23-го солнечного цикла поток частиц достигает атмосферы в полярных и средних широтах, а в отдельных событиях – и на экваторе. При этом в связи с геомагнитным обрезанием медленная компонента КЛ может достигнуть атмосферы только в полярных и приполярных областях.

При расчетах было учтено, что основной вклад в образование колебательно-возбужденной моле-

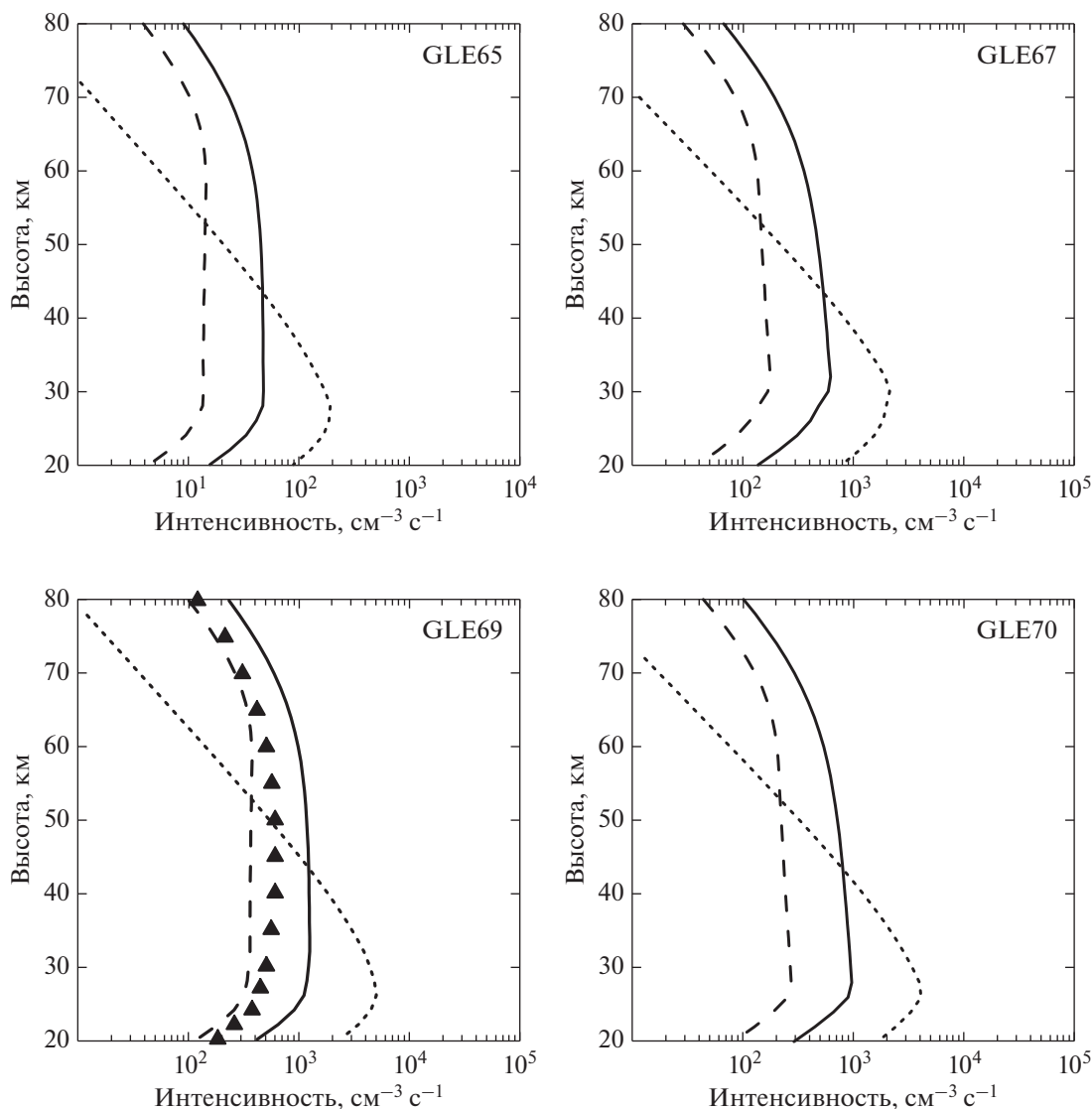


Рис. 5. Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности полос 5.3 мкм NO (сплошные линии), 1270 нм O₂ (длинные штрихи), 337 нм N₂ (короткие штрихи). Экспериментальные данные с КЛА TIMED — треугольники.

кулы NO(X²Π, ν' > 0) вносит химическая реакция (56) атомарного азота N(²D) и молекулярного кислорода. Квантовые выходы $f_{56}(\nu')$ в процессе (56) учитывались согласно Kirillov and Aladjev [1998]. Расчеты показали, что наибольшие значения интегральной интенсивности свечения полос 5.3 мкм и 2.7 мкм получаются для GLE69 и составляют 5.7 кР и 0.18 кР соответственно. Для события GLE69 проведено сравнение рассчитанных интенсивностей полосы 5.3 мкм с экспериментальными данными прибора SABER на КЛА TIMED, полученными 20 января 2005 г. Сравнение показало, что расчетные объемные интенсивности излучения превышают экспериментальные значения примерно в два раза. Данное расхождение результатов расчета и экспериментальных данных можно рассматривать как удовлетвори-

тельное, поскольку расчет был основан на спектрах КЛ, зарегистрированных мировой сетью НМ, а измерения интенсивностей проводились с КЛА TIMED, у которого прибор SABER мог и не быть направлен строго в область интенсивного свечения полос окиси азота.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят профессора М. Лопез-Пуэртас (Prof. Lopez-Puertas M., Granada, Spain) за предоставление данных по свечению инфракрасной полосы 5.3 мкм, полученных 20 января 2005 г. на КЛА TIMED.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Гордиец Б.Ф. Колебательная релаксация ангармонических молекул N₂ и концентрация окиси азота в воз-

- мусенной термосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 17. № 5. С. 871–878. 1977.
- Гордиец Б.Ф., Марков М.Н. ИК-излучение и концентрация NO в существенно разогретой верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 23. № 3. С. 446–450. 1983.
- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука. 462 с. 1975.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Свечение молекулярного азота и молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли во время выпадения высокоэнергичных протонов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 769–776. 2021.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Электронная кинетика молекулярного азота и молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли в событиях GLE 23-го солнечного цикла // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 1. С. 94–103. 2023.
- Кривоуцкий А.А., Репнев А.И. Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС. 382 с. 2009.
- Кривоуцкий А.А., Репнев А.И. Воздействие космических энергичных частиц на атмосферу Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 723–754. 2012.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Ващенко Э.В. Новая численная модель для исследования космических лучей в атмосфере Земли // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 79. № 5. С. 711–713. 2015.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. Модельный комплекс для исследования космических лучей RUSCOSMICS // Солнечно-земная физика. Т. 2. № 4. С. 3–8. 2016.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. / Программный комплекс RUSCOSMICS как инструмент для оценки скорости ионизации вещества атмосферы Земли протонами космических лучей // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 83. № 5. С. 712–716. 2019.
- Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука. 415 с, 1984.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Уч. пос. М.: Наука. 729 с. 1980.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Geant4 – a simulation toolkit // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. V. 506. Sect. A. P. 250–303. 2003.
- Bernstein R.B., Levine R.D. Role of energy in reactive molecular scattering: An information-theoretic approach // Adv. Atom. Mol. Phys. V. 11. P. 215–297. 1976.
- Bouziane A., Ferdi M.A., Djebli M. Nitric oxide vibrationally excited levels and controlling processes in the Earth's upper atmosphere during the daytime // Adv. Space Res. V. 69. № 2. P. 905–914. 2022.
- Burkholder J.B., Sander S.P., Abbatt J., Barker J.R., Huie R.E., Kolb C.E., Kurylo M.J., Orkin V.L., Wilmouth D.M., Wine P.H. Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies, Evaluation No.18, Jet Propulsion Laboratory Publication 15-10, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena. 1392 p. 2015.
- Caledonia G.E., Kennealy J.P. NO infrared radiation in the upper atmosphere // Planet. Space Sci. V. 30. № 10. P. 1043–1056. 1982.
- Campbell L., Brunger M.J. Electron impact contribution to infrared NO emissions in auroral conditions // Geophys. Res. Lett. V.34. № 22. L22102. 2007.
- Cartwright D.C., Brunger M.J., Campbell L., Mojarrabi B., Teubner P.J.O. Nitric oxide excited under auroral conditions: Excited state densities and band emissions // J. Geophys. Res. – Space. V. 105. № A9. P. 20857–20867. 2000.
- Clark I.D., Wayne R.P. Kinetics of the reaction between atomic nitrogen and molecular oxygen in the ground ($^3\Sigma_g^-$) and first excited ($^1\Delta_g$) states // Proc. Roy. Soc. Lond. A. V. 316. № 1527. P. 539–550. 1970.
- Funke B., Lopez-Puertas M., Garcia-Comas M., Kaufmann M., Höpfner M., Stiller G.P. GRANADA: A Generic Radiative transfer And non-LTE population algorithm // J. Quant. Spec. Rad. Tran. V.113. № 14. P. 1771–1817. 2012.
- Gordiets B.F., Kulikov Yu.N., Markov M.N., Marov M.Ya. Numerical modelling of the thermospheric heat budget // J. Geophys. Res. – Space. V. 87. № A6. P. 4504–4514. 1982.
- Gordillo-Vazquez F.J. Air plasma kinetics under the influence of sprites // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 41. № 23. 234016. 2008.
- Green B.D., Caledonia G.E., Murphy R.E., Robert F.H. The vibrational relaxation of NO($v = 1-7$) by O₂ // J. Chem. Phys. V. 76. № 5. P. 2441–2448. 1982.
- Hancock G., Morrison M., Saunders M. Vibrational relaxation of NO($v = 1-16$) in collisions with O₂ studied by time resolved Fourier transform infrared emission // Chem. Phys. Lett. V. 425. № 4–6. P. 216–220. 2006.
- Kirillov A.S., Aladjev G.A. Estimation of atomic oxygen concentrations from measured intensities of infrared nitric oxide radiation // Ann. Geophys. V. 16. № 7. P. 847–852. 1998.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B., Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B. Vibrational kinetics of NO and N₂ in the Earth's middle atmosphere during GLE69 on January 20, 2005 // J. Geophys. Res. – Atmosphere. V. 128. № 17. 2023JD038600. 2023.
- Kockarts G. Nitric oxide cooling in the terrestrial thermosphere // Geophys. Res. Lett. V. 7. № 2. P. 137–140. 1980.
- Lopez-Puertas M., Taylor F.W. Non-LTE radiative transfer in the atmosphere. Singapore: World Scientific Publishers, 506 p., 2001.
- Mlynczak M., Martin-Torres F.J., Russell J. et al. The natural thermostat of nitric oxide emission at 5.3 μm in the thermosphere observed during the solar storms of April 2002 // Geophys. Res. Lett. V. 30. № 21. 2100. 2003.
- Nesbet R.K. Surprisal theory, in Theoretical chemistry. Theory of scattering, 6B. Ed. D. Henderson. New York: Academic Press. P. 79–126. 1981.
- Porter H.S., Jackman C.H., Green A.E.S. Efficiencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air // J. Chem. Phys. V. 65. № 1. P. 154–167. 1976.
- Rawlins W.T., Caledonia G.E., Gibson J.J., Stair A.T., Jr. Infrared emission from NO($\Delta v = 1$) in an aurora: Spectral analysis and kinetic interpretation of HIRIS measurements // J. Geophys. Res. – Space. V. 86. № A3. P. 1313–1324. 1981.

- Rawlins W.T., Fraser M.E., Miller S.M. Rovibrational excitation of nitric oxide in the reaction of O_2 with metastable atomic nitrogen // *J. Phys. Chem.* V. 93. № 3. P. 1097–1107. 1989.
- Rawlins W.T., Person J.C., Fraser M.E., Miller S.M., Blumberg W.A.M. The dipole moment and infrared transition strengths of nitric oxide // *J. Chem. Phys.* V. 109. № 9. P. 3409–3417. 1998.
- Sentman D.D., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Morrill J.S. Plasma chemistry of sprite streamers // *J. Geophys. Res. – Atmosphere*. V. 113. № 11. D11112. 2008.
- Sharma R.D., Dothe H., von Esse F., Kharchenko V.A., Sun Y., Dalgarno A. Production of vibrationally and rotationally excited NO in the night time terrestrial thermosphere // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 101. № A9. P. 19707–19713. 1996.
- Simpson J.A. Introduction to the galactic cosmic radiation / Composition and origin of cosmic rays. Ed. Shapiro M.M. NATO ASI Series (Series C: Mathematical and Physical Sciences). V. 107. P.1–24. Dordrecht: Springer. 1983.
- Turunen E., Verronen P.T., Seppälä A., Rodger C.J., Clilverd M.A., Tamminen J., Enell C.-F., Ulich T. Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 71. № 10–11. P. 1176–1189. 2009.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. Features of relativistic solar proton spectra derived from ground level enhancement events (GLE) modeling // *Astrophys. Space Sci. Trans.* V. 7. № 4. P. 459–463. 2011.
- Venkataramani K., Yonker J.D., Bailey S.M. Contribution of chemical processes to infrared emissions from nitric oxide in the thermosphere // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 121. № 3. P. 2450–2461. 2016.
- Winick J.R., Mlynczak M.G., Wintersteiner P.P., Martin-Torres F.-J., Picard R.H., Paxton L., Lopez-Puertas M., Russell J.M., Christensen A., Gordley L. Thermospheric infrared radiance response to the April 2002 geomagnetic storm from SABER infrared and GUVI ultraviolet limb data // *Proceedings SPIE*. V. 5235. P. 250–263. 2004.

УДК 550.383

СООТВЕТСТВИЕ ГОРИЗОНТОВ ОТЛОЖЕНИЙ, ОБОГАЩЕННЫХ КОСМИЧЕСКОЙ ПЫЛЬЮ, ЭКСКУРСАМ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2023 г. А. Ю. Куражковский¹, *, В. А. Цельмович¹, **, Н. А. Куражковская¹, ***

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

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

**e-mail: tselm@mail.ru

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

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.

После доработки 23.05.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Исследована связь между всплесковыми возрастаниями потоков пылевого космического вещества на земную поверхность (в основном представленного частицами самородных металлов) и поведением полярности главного геомагнитного поля. С этой целью проведен поиск горизонтов древних отложений с высокой концентрацией пылевого космического материала (превышающей фоновую концентрацию более чем на порядок). Такие повышенные концентрации пылевых космических частиц были обнаружены в отложениях торфа, соответствующих экскурсу Этрессия (2.5–3 тыс. лет назад), а также в древних морских отложениях мела и палеогена. Всего нами обнаружено 5 горизонтов с высокой концентрацией пылевого космического материала. Их мощности составляли до 1 м. Измерение палео- и петромагнитных параметров образцов, отобранных по мощности осадочных толщ, показало, что начало накопления этих горизонтов совпало с экскурсами геомагнитного поля. При этом процесс обогащения отложений пылевыми частицами мог продолжаться несколько дольше, чем длился экскурс геомагнитного поля. Получено свидетельство того, что столкновения Земли с плотными потоками космической пыли могли совпадать с кратковременными нарушениями полярности геомагнитного поля, но не оказывали продолжительного влияния на работу геодинамо.

DOI: 10.31857/S001679402360045X, EDN: QBXKWB

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о том, присущи ли инверсии геомагнитного поля механизму геодинамо или они могут происходить также в результате нарушения его работы под воздействием внешних сил [Храмов и др., 1982; Храмов, 2007], остается не решенным. К внешним геофизическим факторам, способным приводить к геомагнитным инверсиям, обычно относят процессы, предположительно связанные с изменениями интенсивности теплообмена между ядром и мантией, а также скорости осевого вращения Земли [Петрова и др., 2000]. Так, было показано, что в динамике изменений частоты геомагнитных инверсий и фаз складчатости [Храмов и др., 1982; Милановский, 1996; Трифонов и Соколов, 2018], уровня мирового океана [Храмов и др., 1982; Милановский, 1996], активности магматизма [Добрецов и др., 2021] имеются близкие квазипериодичности. В ходе таких исследований сопоставлялись процессы с характерными временами десятки и сотни млн лет, что

не позволяло делать заключения о соответствии отдельных геофизических событий отдельным геомагнитным инверсиям. При исследованиях непродолжительных интервалов геологического времени в ряде случаев обнаруживалось хорошее совпадение между геомагнитными инверсиями и изменениями литологического состава древних отложений. Например, такое совпадение инверсий и экскурсов геомагнитного поля с изменениями литологического состава морских осадков было обнаружено в ходе исследования отложений позднего плиоцена (3.6–1.8 млн лет) палео–Каспия [Трубихин, 1977]. Этим подтверждается возможность связи эвстатических колебаний (и как их следствие, изменений скорости вращения Земли) со сменами геомагнитной полярности. Однако в более позднее время в плейстоцене (последние 1.8 млн лет) [Gradstein et al., 2008] количество геомагнитных экскурсов и циклов трансгрессии — регрессии мирового океана существенно различались. Из этого следует, что кроме вариаций скорости осевого вращения Земли существуют другие,

не менее значимые факторы, способные приводить к геомагнитным инверсиям.

Согласно моделям геодинамо, генерация геомагнитного поля — это многофакторный процесс [Соколов, 2004]. Более того, изменения геомагнитного поля, происходящие внутри жидкого ядра и на поверхности Земли, могут слабо коррелировать между собой [Решетняк, 2015]. Таким образом, из моделей геодинамо следует, что форма связи между литосферными и геомагнитными процессами может быть достаточно сложной. Тем не менее, исследование связи между поведением геомагнитного поля и процессами на земной поверхности продолжает оставаться единственным и далеко не исчерпанным экспериментальным методом изучения влияния внешних факторов на генерацию геомагнитного поля. Одним из таких факторов (причем наименее изученных), является взаимодействие Земли с плотными потоками космической пыли.

В данной работе предпринята попытка поиска горизонтов древних отложений, обогащенных пылевым космическим веществом, и проведено их сопоставление с нарушениями полярности геомагнитного поля.

2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА

На данный момент нет систематизированных данных о динамике поступления пылевого космического вещества на земную поверхность. Поиск временных интервалов, в ходе которых происходили значительные повышения плотности потоков пылевого космического вещества, проводился нами на основе определения количества его частиц в образцах из горизонтов торфяных толщ и алевроито-глинистых древних морских отложений. Образцы торфяных отложений, отобранные на территории Кемеровской области (болото Тундра, 54°78.649' N; 88°27.233' E), были предоставлены нам сотрудниками Института мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения РАН (ИМКЭС СО РАН). Образцы торфа, отобранные в Ярославской области (Шалимовское болото, 57°45.145' N; 38°35.390' E), предоставили сотрудники Института биологии внутренних вод (ИБВВ РАН). Максимальный возраст образцов, определенный радиоуглеродным методом, не превышал 5000 лет. Исследованная мощность торфяных толщ составляла 2 м и 2.2 м соответственно. Подробности и способ отбора образцов по мощности торфяных толщ несколько различались. В болоте Тундра образцы отбирались из вертикального обнажения. При их отборе практически исключалось смешивание материала, принадлежащего соседним горизонтам. В Шалимовском болоте образцы отбирались пробоотборником, при этом могло происходить некоторое смешивание материала из соседних го-

ризонтов. Интервалы между исследуемыми горизонтами торфа составляли 2–5 см.

Для исследования образцы торфа измельчались, помещались в кубические пластиковые контейнеры с ребром 2 см, и затем у них измерялись значения остаточной намагниченности насыщения — J_{rs} . Затем проводилась магнитная и плотностная сепарация минеральных частиц. С помощью микроанализатора “Тескан Вега 2” определялся минералогический состав этих частиц, и делалось заключение об их генезисе.

Образцы древних морских отложений мела-палеогена (предоставленные нам сотрудниками Саратовского Государственного Университета) отбирались в осадочных толщах, вскрытых в береговых обнажениях р. Волга в разрезах Можжевеловый овраг (50°43.001' N; 45°38.408' E) и гора Сырт (50°42'34" N; 45°38'53" E) Саратовской области. В работах [Гужиков и др., 2017; Шелепов и Гужиков, 2022] показаны результаты их комплексных био- и магнитостратиграфических исследований. Согласно этим данным, отложения мела (Можжевеловый овраг — гора Сырт) принадлежат кампанскому и маастрихтскому ярусам [Гужиков и др., 2017]. Отложения палеогена принадлежат датскому ярусу (гора Сырт) [Шелепов и Гужиков, 2022]. Мощность отложений верхнего мела и нижнего палеогена составляли 60 м и 10 м соответственно. При исследовании верхне-меловой толщи образцы отобраны с 95 горизонтов (через 60–70 см). Поиски горизонтов, обогащенных пылевым космическим материалом, осуществлялись в относительно однородных слоях отложений алевроито-глинистого состава. В этих слоях отсутствовали явные следы перерывов осадконакопления. Кроме того, нами были более подробно отобраны нижне-палеогеновые отложения, которые исследованы в работе [Шелепов и Гужиков, 2022]. При этом интервалы между исследуемыми горизонтами составляли 20 см. Поскольку отбор образцов осуществлялся от подошвы осадочной толщи к ее кровле, относительный возраст образцов изменялся в соответствии с их мощностью. По образцам морских отложений, определялись параметры J_{rs} и R_{ns} ($R_{ns} = J_n/J_{rs}$, где J_n — величина естественной остаточной намагниченности образцов после термической чистки до 250 градусов). Поведение палеонапряженности идентифицировалось с изменением параметра R_{ns} .

Для микроминералогических исследований древних морских отложений использовались образцы отложений (объемом 2 см³). Так же, как при работе с торфом, исследуемые образцы измельчались в агатовой ступке, а затем с помощью магнита из них экстрагировались частицы, обладающие остаточной намагниченностью.

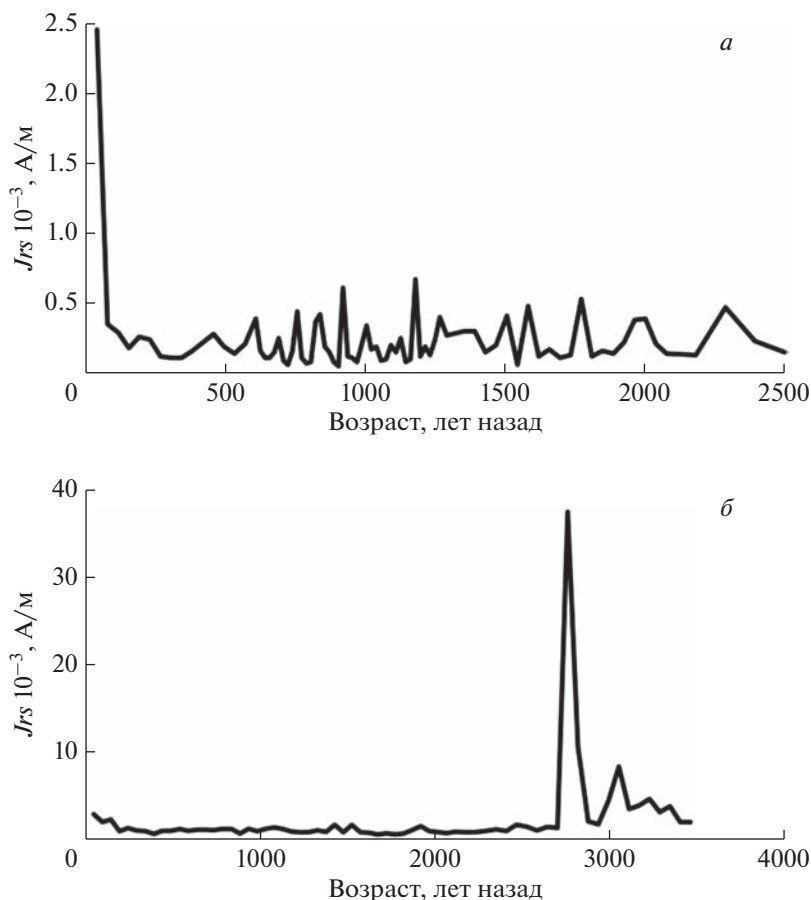


Рис. 1. Изменения параметра Jrs по мощности торфяных толщ болот (а) — Тундра и (б) — Шалимовского болота.

Из опыта палеомагнитных исследований [Храмов и др., 1982] известно, что остаточная намагниченность терригенных отложений определяется наличием частиц ильменитов, титаномагнетитов, а также гидроокислов и сульфидов железа. Образование частиц самородных металлов в отложениях торфа и эпиконтинентальных морей маловероятно. В связи с этим предполагается, что в осадочных породах высокая концентрация частиц самородных металлов железа Fe , никеля Ni , цинка Zn , а также их сплавов, например, камаситов, имеет, в основном, космическое происхождение [Грачев, 2010]. Согласно расчетам [Марков и Печерский, 2019], при современной интенсивности поступления космической пыли на земную поверхность, в каждом образце отложений (объемом 8 см^3), в среднем, должна содержаться 1 частица космического железа. Другие металлы встречаются реже, чем железо. Мы различали две градации количества космогенных частиц в исследуемых отложениях: фоновое и всплесковое. В соответствии с работой [Марков и Печерский, 2019], при обнаружении в образце до 5 частиц самородных металлов, мы полагали, что это количество соответствует фоновому поступлению космиче-

ской пыли. Если количество обнаруженных частиц превышало 30, мы предполагали, что такое количество частиц самородных металлов в одном образце связано с экстраординарным космическим событием.

3. ВАРИАЦИИ КОЛИЧЕСТВА ПЫЛЕВОГО КОСМИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА, ПОСТУПАЮЩЕГО НА ЗЕМНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

В ходе исследования подробно отобранных торфяных отложений болота Тундра (рис. 1а) было обнаружено, что величина Jrs образцов торфа циклически изменялась. Характерные времена этих циклов составляли порядка 100 лет. При менее подробном отборе образцов (Шалимовское болото) кривая (рис. 1б), характеризующая изменения Jrs , получалась сглаженной. Средние значения Jrs этих кривых различались незначительно и составляли соответственно 0.24 и 0.22 А/м. Повышенные значения Jrs образцов из верхних горизонтов торфа могут быть связаны с современным техногенным загрязнением. Величина Jrs образцов из горизонтов торфа, сформировав-

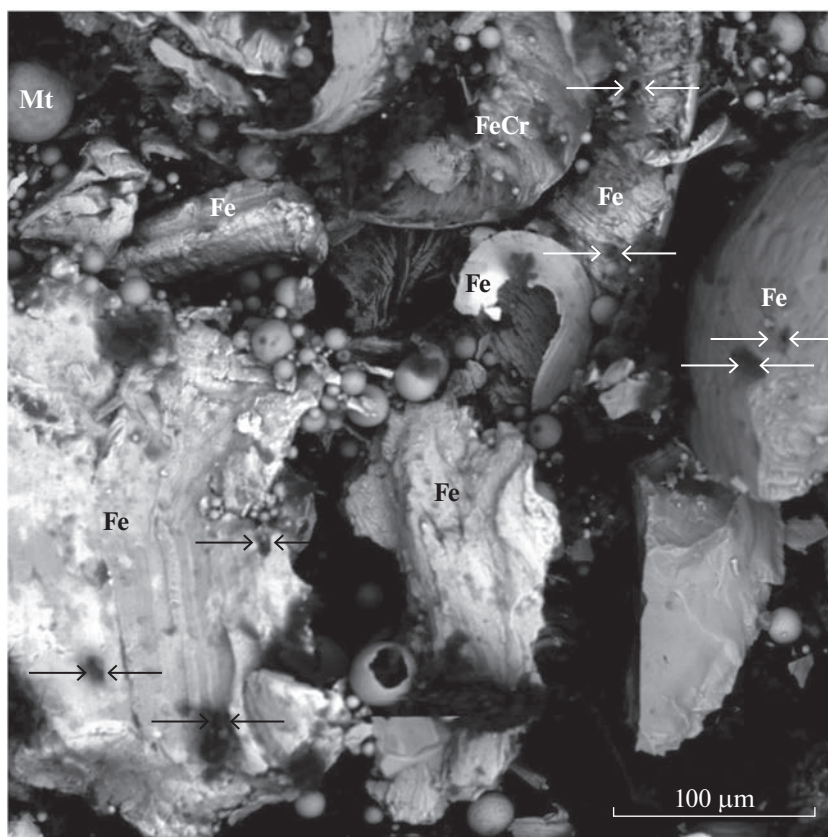


Рис. 2. Частицы космической пыли, экстрагированные из отложений торфа.

шихся в доиндустриальное время, в основном, определялась наличием пылевого космического материала. В связи с этим, изменения величины Jrs отражали изменения количества космогенного материала по мощности торфяных толщ. Из сравнения кривых на рис. 1а и рис. 1б видно, что подробность и способ отбора образцов влияют на возможность обнаружения “короткопериодических” вариаций поступления космической пыли на земную поверхность. Так, на кривой (рис. 1б) в отличие от кривой (рис. 1а) обнаруживаются только наиболее значимые вариации Jrs .

На рис. 2 показан пример пылевых частиц (носителей остаточной намагниченности), экстрагированных из образцов торфа. Из него видно, что основным носителем намагниченности в образцах торфа являются частицы железа и магнетитовые шарики. На этом рисунке стрелками указаны отверстия, возникшие в результате их столкновения с высокоэнергичными частицами. Кроме частиц железа в образцах торфа могли встречаться частицы Sn , Zn , $CuZn$, $FeCrNi$, $FeNi$, которые, по нашему мнению, оказывали относительно слабое влияние на вариации величины Jrs (по сравнению с частицами Fe). Мы не обнаружили явных различий между минеральным составом частиц, экстрагированных из торфа, отобранного в Кеме-

ровской и Ярославской областях. При этом составить суждение о вариациях количества частиц, обладающих остаточной намагниченностью в различных горизонтах торфа, позволяют вариации значений Jrs (рис. 1).

Из археомагнитных данных, например, [Петрова и др., 2000; Поспелова, 2002], известно, что в интервале 2.5–3 тыс. лет назад имел место экскурс геомагнитного поля (экскурс Этруссия). Как видно из результатов измерений Jrs , представленных на рис. 1б, в это время произошло значительное (многократное) возрастание поступления пылевых космических частиц на земную поверхность. Ранее в работе [Песков и др., 2020], было обнаружено возрастание количества пылевых космических частиц в горизонтах торфа, которые формировались 5–6 тыс. лет назад (во время экскурса Соловки). Таким образом, исследование торфяных отложений (проведенное нами) и в работе [Песков и др., 2020] показало, что экскурсии геомагнитного поля могут быть связаны (по крайней мере, корреляционно) с многократными (экстраординарными) возрастаниями плотности потоков космической пыли на земную поверхность. При этом вариации изменения плотности потоков космической пыли, имевшие место в последние 2.5 тыс. лет (кривая на рис. 1а), не оказывали

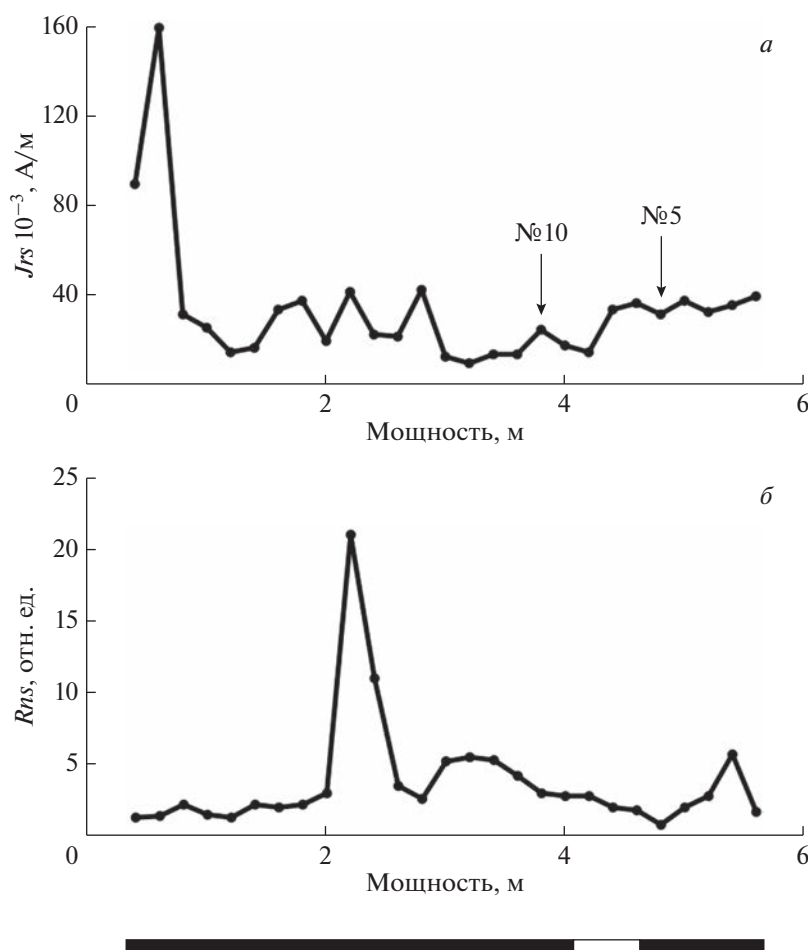


Рис. 3. Изменения J_{rs} по мощности отложений нижнего палеогена (а) и палеонапряженности R_{ns} (б) по мощности осадочной толщи. Внизу черным цветом обозначена прямая полярность, белым цветом — обратная полярность геомагнитного поля.

значимого влияния на поведение главного геомагнитного поля.

4. ЧАСТИЦЫ САМОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В ДРЕВНИХ МОРСКИХ ОТЛОЖЕНИЯХ (НИЖНЕГО ПАЛЕОГЕНА И ВЕРХНЕГО МЕЛА)

Подробный отбор образцов по мощности толщи ниже-палеогеновых отложений позволил обнаружить соответствие между поведением геомагнитной полярности и поступлением частиц космической пыли на земную поверхность. На рис. 3 приведены результаты определения J_{rs} , изменений геомагнитной полярности и параметра R_{ns} по отложениям нижнего палеогена. Поскольку между поведением J_{rs} и полярностью геомагнитного поля нет явной связи (рис. 3а), составить суждение о количестве пылевых космических частиц в образцах отложений позволяют результаты микроминералогических исследований. Высокая концентрация частиц самородных ме-

таллов (космической пыли) обнаружена в слое отложений мощностью порядка 1 м в горизонтах № 5—10. В остальных горизонтах количество частиц самородных металлов не превышало фоновое значение. Как видно из рис. 3а, начало образования горизонтов, обогащенных пылевым космическим веществом (горизонт № 5), совпало с началом экскурса геомагнитного поля. При этом обогащение отложений частицами самородных металлов продолжалось дольше (до горизонта № 10), чем длился экскурс геомагнитного поля. В образцах из горизонтов № 5—10 в каждом исследованном образце обнаруживалось не менее 30 частиц самородных металлов. В образцах остальных горизонтов таких частиц обнаруживалось не более 5. Исходя из результатов микроминералогических исследований, мы считаем, что накопление горизонтов № 5—10 происходило при всплесковом поступлении космической пыли на земную поверхность. Интенсивность поступления космической пыли в ходе накопления горизонтов № 1—4 и 11—27 не превышала фоновое

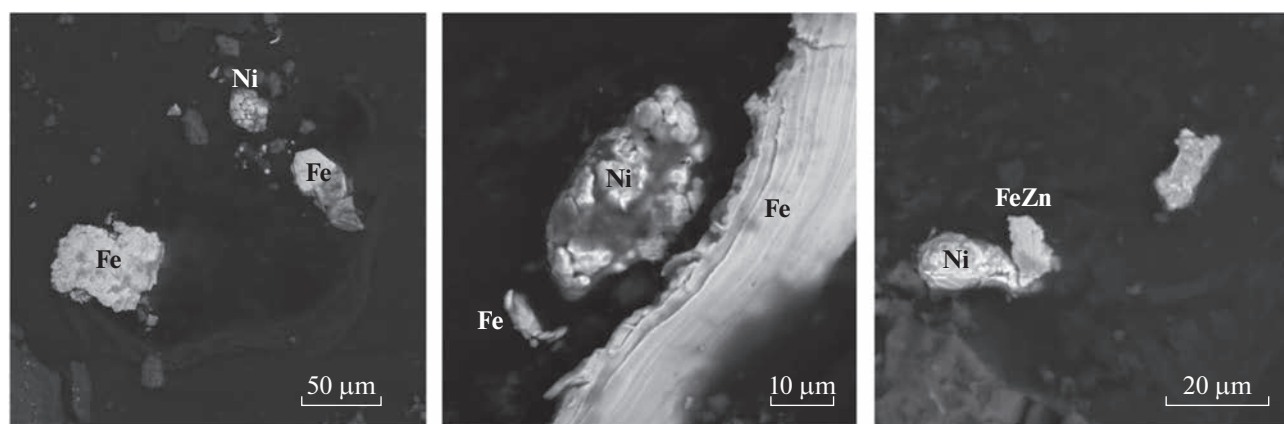


Рис. 4. Наиболее часто встречаемые частицы космической пыли из отложений верхнего мела—нижнего палеогена.

значение. Основным носителем намагниченности в этих отложениях были терригенные минералы. Всплеск параметра *Jrs* верхних горизонтов отложений исследуемой толщи связан не с повышением количества частиц космической пыли, а с особенностями распределения терригенного материала (рис. 3а). Измерение параметра *Rns* (рис. 3б) позволяет проследить последовательность изменений палеонапряженности, геомагнитной полярности и количества частиц самородных металлов. Так, максимальное падение палеонапряженности и возрастание количества частиц самородных металлов несколько опережало смену полярности геомагнитного поля (рис. 3). Затем начался рост палеонапряженности, далее произошло восстановление геомагнитной полярности и снижение поступления частиц самородных металлов на земную поверхность.

На рис. 4 показаны частицы космогенной пылевой компоненты, наиболее часто встречающиеся в верхне-меловых и нижне-палеогеновых отложениях. Как видно из рис. 4, в этих отложениях достаточно часто встречаются частицы никеля *Ni*. Количество частиц *Ni* примерно совпадает с количеством частиц *Fe*. Наличие относительно большого количества частиц *Ni* в нижне-палеогеновых отложениях является их главным отличием от минералогического состава космической пыли в торфяных отложениях голоцена (рис. 2).

Для стандартных магнитостратиграфических исследований высокая детальность определений поведения геомагнитного поля не требуется. Интервалы между исследуемыми горизонтами отложений кампана — маастрихта, образцы которых были предоставлены сотрудниками Саратовского Государственного Университета, составляли 1.0—0.5 м. Мы предприняли попытку обнаружить горизонты, обогащенные пылевым космическим материалом по этим образцам. В осадочной толще, мощностью 63 м, описание которой, приве-

дено в [Гужиков и др., 2017], нами было обнаружено три горизонта с повышенной концентрацией частиц космической пыли, которые совпали с нарушениями полярности геомагнитного поля [Гужиков и др., 2017]. В работе [Гужиков и др., 2017] в ходе исследования отложений в разрезе (Можжевельный овраг — гора Сырт) обнаружено 4 кратковременных нарушения геомагнитной полярности. Кроме того, имелись горизонты отложений, в ходе исследования которых полярность геомагнитного поля установить не удалось. Таким образом, исследования морских отложений подтверждают предположение о том, что значительные повышения плотности потоков космической пыли совпадали с экскурсами геомагнитного поля. При этом повышения концентрации космической пыли, поступающей на земную поверхность, не являлись единственной причиной нарушений геомагнитной полярности.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный нами поиск горизонтов древних отложений, обогащенных космическим пылевым материалом, показал, что их образование является относительно редким событием. Так, в 63-ти метровой толще верхне-меловых отложений только в трех горизонтах обнаружены значительные повышения количества космических частиц. Весьма вероятно, что подробность отбора образцов и особенности накопления отложений не позволили обнаружить все нарушения геомагнитной полярности и всплески поступления на Землю пылевых космических частиц. Из имеющихся материалов следует, что повышения потоков космической пыли, поступающей на земную поверхность, не были единственной причиной нарушений полярности (экскурсов) геомагнитного поля. Тем не менее, все обнаруженные нами экстраординарные повышения поступления пылевого космического вещества на земную поверхность сопровождалась

нарушениями геомагнитной полярности. Значение таких космогенных событий в поведении полярности геомагнитного поля до последнего времени не исследовалось. Во всех случаях эти нарушения геомагнитной полярности были кратковременными по сравнению с длительностями полярных интервалов, которые представлены в магнито-хронологических шкалах. Как следует из шкалы геомагнитной полярности [Gradstein et al., 2008], средняя продолжительность полярных интервалов вблизи границы мел–палеоген (поздний кампан–танет) составляла около 1 млн лет. Характерные времена нарушений геомагнитной полярности, происходившие при столкновениях Земли с потоками пылевого космического вещества, по нашим оценкам, составляли от сотен лет (в голоцене) до нескольких десятков тысяч лет (в конце мела–начале палеогена). Таким образом, продолжительность обнаруженных нами экскурсов геомагнитного поля была значительно меньше, чем характерные времена процессов в ядре, которые определяли длительности интервалов геомагнитной полярности.

Механизм влияния плотных потоков космической пыли на поведение геомагнитной полярности пока не известен. Как видно из рис. 1, во время экскурса Этруссия количество пылевого вещества, поступающего на земную поверхность, возросло не менее чем на порядок. Вероятно, что взаимодействие с потоком космической пыли могло повлиять как на угловую скорость вращения планеты, так и на распределение потенциалов и токов в глобальной электрической цепи [Костров, 2019]. Известно, что наиболее значимым импактным событием (конца мезозоя–кайнозоя), которое повлияло на ход биосферных и геологических процессов, было падение метеорита в районе полуострова Юкатан. Согласно стратиграфическим данным [Gradstein et al., 2008], это событие произошло в середине хрона C29г и не сопровождалось синхронным изменением геомагнитной полярности. Таким образом, механическое воздействие со стороны одного из крупнейших метеоритов не повлияло на существующую (на тот момент) полярность геомагнитного поля. В отложениях, принадлежащих границе мел–палеоген, в ряде случаев обнаруживается горизонт мощностью порядка нескольких миллиметров, который обогащен пылевым космическим материалом. Его образование обычно связывают с падением Юкатанского метеорита [Грачев, 2010]. Следует отметить, что подобный горизонт (мощностью несколько миллиметров) ранее был обнаружен в верхней части толщ отложений маастрихта [Гужиков и др., 2017], исследуемых в настоящей работе. Мощности обнаруженных нами горизонтов отложений, обогащенных космической пылью, составляли не менее десятков сантиметров. Таким образом, в ходе образования выделенных на-

ми горизонтов отложений количество пылевого космического материала, поступающего на земную поверхность, значительно превышало его количество, которое обычно связывают с падением крупного метеорита.

Согласно результатам современных наблюдений, предполагается, что магнитосферные процессы не оказывают значимого влияния на поведение главного геомагнитного поля, например, [Добрецов и др., 2021]. Как показали наши исследования, в геологическом прошлом воздействия на магнитное и электрическое поле Земли со стороны пылевой материи могли более чем на порядок превышать их воздействия, обнаруживаемые за время геофизических наблюдений. Согласно результатам работы [Костров, 2019], поведение параметров глобальной электрической цепи определяется поступлением пылевого космического вещества в магнитосферу и далее на земную поверхность. В результате нашего исследования появились фактические данные, подтверждающие предположение о том, что взаимодействие с плотными потоками пылевого космического вещества может быть одной из причин кратковременных нарушений полярности геомагнитного поля.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании древних морских и торфяных отложений нами обнаружены свидетельства всплесковых повышений поступления пылевого космического вещества на земную поверхность. При этом плотность потоков космической пыли, поступающей на земную поверхность, возрастала более чем на порядок по сравнению с фоновыми значениями. Во всех случаях всплесковые повышения потоков космической пыли на земную поверхность совпадали с экскурсами геомагнитного поля.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения РАН (ИМКЭС СО РАН) Т.А. Бляхарчук, Института биологии внутренних вод РАН (ИБВВ РАН) Э.В. Гарину за предоставление образцов торфа и сотрудникам Саратовского Национального исследовательского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского А.А. Гужиковой, А.Ю. Гужикову, В.А. Фомину за предоставленные коллекции образцов и результаты определений их петромагнитных параметров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Геофизической обсерватории Борок ИФЗ РАН, Государственное задание

FMWU-2022-0027 и Государственное задание FMWU-2022-0026.

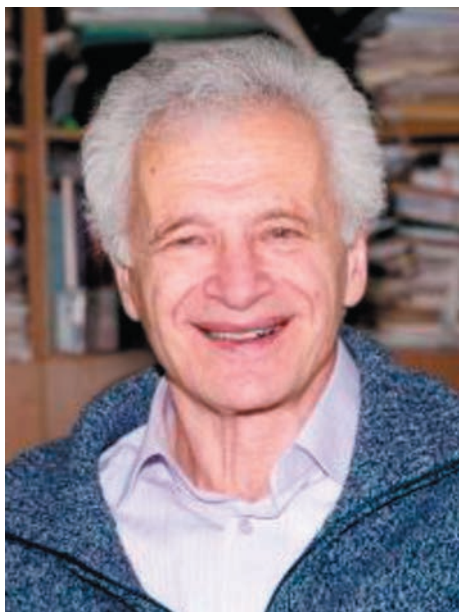
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Грачев А.Ф.* К вопросу о природе космической пыли в осадочных породах // *Физика Земли.* № 11. С. 3–13. 2010.
- *Гужиков А.Ю., Барабошкин Е.Ю., Беньямовский В.Н., Вишневская В.С., Копачев Л.Ф., Первушов Е.М., Гужикова А.А.* Новые био- и магнитостратиграфические данные по кампанским–маастрихтским отложениям классического разреза Нижняя Банновка (юг Саратовского Правобережья) // *Стратиграфия. Геологическая корреляция.* Т. 25. № 1. С. 24–61. 2017.
- *Добрецов Н.Л., Метелкин Д.В., Василевский А.Н.* Характерные свойства магнитного и гравитационного полей Земли взаимосвязанные с глобальной и региональной тектоникой // *Геология и геофизика.* Т. 62. № 1. С. 10–30. 2021.
<https://doi.org/10.15372/GiG2020181>
- *Костров А.В.* // *Успехи прикладной физики.* Т. 7. № 4. С. 327–338. 2019.
- *Марков Г.П., Печерский Д.М.* Вездесущее железо. М.: ГЕОС, 128 с. 2019.
- *Милановский Е.Е.* О корреляции фаз учащения инверсий геомагнитного поля, понижений уровня мирового океана и фаз усиления деформаций сжатия земной коры в мезозое и кайнозое // *Геотектоника.* № 1. С. 3–11. 1996.
- *Песков А.Ю., Крутикова В.О., Захарченко Е.Н., Чаков В.В., Климин М.А., Каретников А.С., Диденко А.Н.* Геохимия и магнетизм торфяников междуречья рек Хор и Кия Сихоте–Алинь (предварительные данные) // *Тихоокеанская геология.* Т. 39. № 2. С. 79–89. 2020.
<https://doi.org/10.30911/0207-4028-2020-39-2-79-89>
- *Петрова Г.Н., Печерский Д.М., Храмов А.Н.* Палеомагнитология наука, созданная в XX веке // *Физика Земли.* № 9. С. 80–102. 2000.
- *Поспелова Г.А.* О геомагнитных экскурсах // *Физика Земли.* № 5. С. 30–41. 2002.
- *Решетняк М.Ю.* Пространственные спектры геомагнитного поля в наблюдениях и моделях геодинамо // *Физика земли.* № 3. С. 39–46. 2015.
<https://doi.org/10.7868/S0002333715030126>
- *Соколов Д.Д.* Геодинамо и модели генерации геомагнитного поля // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 44. № 5. С. 5791–589. 2004.
- *Трифонов В.Г., Соколов С.Ю.* Тектонические явления мезозоя и кайнозоя и геодинамические процессы их определяющие // *Геотектоника.* № 5. С. 75–89. 2018.
<https://doi.org/10.1134/S0016853X18050077>
- *Трубихин В.М.* Палеомагнетизм и стратиграфия ачкагыльских отложений Западной Туркмении. М.: Наука, 77 с. 1977.
- *Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А., Писаревский С.А., Погарская И.А., Ржевский Ю.С., Родионов В.П., Слауцитайс И.А.* Палеомагнитология / Ред. А.Н. Храмов. Л.: Недра, 312 с. 1982.
- *Храмов А.Н.* Геомагнитные инверсии в палеозое: переходное поле, полярная асимметрия и мантийная конвекция // *Физика Земли.* № 10. С. 4–14. 2007.
- *Шелепов Д.А., Гужиков А.Ю.* Результаты рекогносцировочных магнитостратиграфических исследований палеоцена в южной части Саратовского Правобережья // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Науки о Земле.* Т. 22. Вып. 2. С. 117–131. 2022.
<https://doi.org/10.18500/1819-7663-2022-22-2-117-131>
- *Gradstein F.M., Ogg G.J., van Kranendonk M.* On the geologic time scale 2008 // *News letters on stratigraphy.* V. 43/1. P. 5–13. 2008.
<https://doi.org/10.1127/0078-0421/2008/0043-0005>

НЕКРОЛОГ

ГУРЕВИЧ АЛЕКСАНДР ВИКТОРОВИЧ
(19.09.1930–21.07.2023)

DOI: 10.31857/S0016794023600813, EDN: EGEQSN



21 июля на 93-м году закончился долгий, яркий и плодотворный жизненный путь старейшего члена Отделения физических наук РАН, выдающегося ученого, академика Александра Викторовича Гуревича.

Научная судьба связала его с ФИАН им. П.Н. Лебедева, куда он пришел в 1954 году после окончания МГУ им. М.В. Ломоносова. В 1994 году он возглавил Отделение теоретической физики ФИАН.

Широкое научное признание получили фундаментальные работы А.В. Гуревича в области физики плазмы, распространения радиоволн, плазменной астрофизики. Ему принадлежит теория обтекания искусственных спутников и других тел разреженной плазмой, выполненной в 1957 г. к запуску первого спутника Земли. А.В. Гуревич

чем создана кинетическая теория эффекта “убегающих” электронов, которая позволила понять механизмы пробоя атмосферы во время гроз и возникновение мощных вспышек гамма-излучения.

Особое место в научном творчестве А.В. Гуревича занимали проблемы радиофизики и физики нелинейных явлений, в совместной работе над которыми значительное участие принимали ученые ИЗМИРАН. Под его руководством был разработан новый метод адиабатического инварианта в теории дальнего распространения радиоволн в ионосфере. Руководимая им группа теоретиков разработала теорию процессов, происходящих в ионосфере при воздействии мощных радиоволн. Это позволило объяснить экспериментальные результаты по стимулированной ионизации плазмы, искусственной дефокусировке радиоволн, эффектов вытеснения плазмы из области резонансов нагревной волны, которые были исследованы с помощью установок ИЗМИРАН совместно с НИРФИ. Работы А.В. Гуревича по нелинейным явлениям в ионосфере получили международное признание и в 1990 г. он получил премии им. Эпплтона и Международного научного радиосоюза.

В течение длительного времени А.В. Гуревич был членом Редколлегии журнала “Геомагнетизм и аэрономия”.

Заслуги академика Гуревича Александра Викторовича не раз были отмечены академическими премиями: премией им. Л.Д. Ландау, премией им. Л.И. Мандельштама, премией им. А.А. Фридмана. Он был награжден орденом Дружбы.

*Отделение физических наук РАН
Редколлегия журнала
“Геомагнетизм и аэрономия”
Коллеги и друзья*