СОДЕРЖАНИЕ

Том 61, номер 5, 2021

Нелинейная зависимость потока излучения Солнца от чисел Вольфа и ее различие для разных 11-летних циклов

А. И. Лаптухов, В. А. Лаптухов 547

Эволюция магнитных полей пятен по измерениям на телескопе БСТ-2 КРАО РАН в 24-ом цикле солнечной активности

Ю. Т. Цап, Н. И. Клиорин, З. С. Ахтемов, В. М. Малащук 555

Анализ поведения потока ионов солнечного ветра в области овершута межпланетной ударной волны

Н. Л. Бородкова, О. В. Сапунова, В. Г. Еселевич, Г. Н. Застенкер, Ю. И. Ермолаев 560

Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками

М. А. Абунина, А. В. Белов, Н. С. Шлык, Е. А. Ерошенко, А. А. Абунин, В. А. Оленева, И. И. Прямушкина, В. Г. Янке 572

Пространственные масштабы сверхтонких токовых слоев по наблюдениям спутников MMS в хвосте магнитосферы Земли

М. В. Леоненко, Е. Е. Григоренко, Л. М. Зеленый 583

Развитие турбулентного каскада за околоземной ударной волной при спокойных условиях в солнечном ветре

Л. С. Рахманова, М. О. Рязанцева, Г. Н. Застенкер, Ю. И. Ермолаев 592

Погрешность оценки параметров максимума слоя *F*2 в автоматических системах обработки ионограмм вертикального радиозондирования ионосферы в условиях низкой солнечной активности

И. В. Крашенинников, Л. Н. Лещенко 599

Модель критической частоты *E*-слоя для авроральной области

М. Г. Деминов, В. Н. Шубин, В. И. Бадин 610

Особенности крупномасштабных возмущений, индуцируемых в ионосфере мощным декаметровым радиоизлучением во время умеренных магнитных бурь

Л. Ф. Черногор, В. Л. Фролов 618

Восстановление высотных профилей электронной концентрации по данным вертикального зондирования при множественном расслоении области *E*

П. Ф. Денисенко, В. В. Соцкий 641

Особенности проявления реакции полного электронного содержания ионосферы на кольцеобразное солнечное затмение 21 июня 2020 г.

И. И. Шагимуратов, И. Е. Захаренкова, Н. Ю. Тепеницына, Г. А. Якимова, И. И. Ефишов 654

Двухвековая эволюция и статистика времен вариаций энергии потенциального геомагнитного поля

С. В. Старченко, С. В. Яковлева 661

Статистические связи между солнечными космическими лучами, радиоизлучением II типа и корональными выбросами массы

Г. А. Базилевская, Ю. И. Логачёв, Е. И. Дайбог, Н. А. Власова, Е. А. Гинзбург, В. Н. Ишков, Л. Л. Лазутин, М. Д. Нгуен, Г. М. Сурова, О. С. Яковчук 672

НЕКРОЛОГ

Харлампий Дмитриевич Канониди (29.11.1932–02.05.2021) 680

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 547–554

УДК 523.9-7,523.98

НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ОТ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И ЕЕ РАЗЛИЧИЕ ДЛЯ РАЗНЫХ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ

© 2021 г. А. И. Лаптухов[1], *, В. А. Лаптухов[1], **

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

**e-mail: a.laptukhov@mail.ru*

***e-mail: vladgh23z@gmail.com*

Поступила в редакцию 30.11.2020 г.
После доработки 21.03.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Установлена статистическая нелинейная немонотонная зависимость среднесуточных величин солнечной "постоянной" от суточных чисел Вольфа. Предложен физический механизм этой нелинейной зависимости. Показано, что поток излучения Солнца для 11-летних циклов с высокой и низкой активностью существенно разный и, кроме того, он выше на фазе роста, чем на фазе спада цикла. Эти особенности надо учитывать при восстановлении солнечной "постоянной" на основе суточных чисел Вольфа.

DOI: 10.31857/S0016794021050084

1. ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно, температура солнечного пятна (≈4500 K) существенно ниже температуры окружающей фотосферной плазмы (≈6000 K). Поэтому плотность потока лучистой энергии приблизительно в три раза меньше, чем из соседних областей вне пятна [Лифшиц, 1986]. При росте активности Солнца число пятен на его поверхности и характеризующие их числа Вольфа W увеличиваются, и поэтому, казалось бы, поток энергии от Солнца S (солнечная "постоянная") должен уменьшаться. Но среднегодовые изменения кривых $S(t)$ и $W(t)$ в 11-летнем цикле солнечной активности происходят с высоким положительным коэффициентом корреляции $KK = 0.94$ (см. ниже). Это указывает на то, что с ростом активности Солнца его светимость в среднем увеличивается. Это хорошо видно и из сравнения динамики суточных значений $S(t)$ и $W(t)$ за 1975–2010 гг. на рис. 5 из работы [Кузнецов, 2010]. Кроме того, такой вывод согласуется и с тем известным фактом, что в длительные периоды глубокого минимума солнечной активности типа Маундеровского климат был более холодным, чем в периоды высоких максимумов [Борисенков, 1988]. Но, как показано в работе [Кондратьев и Никольский, 1978], поток энергии от Солнца, измеряемый в атмосфере Земли с помощью ракет на высотах 26–33 км ("метеорологическая солнечная постоянная"), с ростом солнечной активности уменьшается. Поэтому вопрос о том, как именно зависит величина потока солнечной лучистой энергии S от активности Солнца (например, чисел Вольфа W) требует тщательного специального исследования с использованием данных измерений солнечной "постоянной" на космических аппаратах (КА), вне атмосферы Земли. Эта задача рассматривалась нами в 2012 г. на основе данных измерений солнечной постоянной на КА за 1976–2010 гг. С тех пор появились новые данные, на основе которых можно получить более точную зависимость $S(W)$. Далее, исходные данные о солнечной постоянной были скорректированы их авторами, и в настоящее время мы имеем два временны́х ряда: первоначальный $S_o(t)$ и скорректированный $S_n(t)$. Помимо этого, в 2015 г. международной командой исследователей Солнца во главе с профессором Clette F. была выполнена глубокая ревизия и рекалибровка чисел Вольфа. Суть этой ревизии изложена в работе Clette et al. [2014] (http://www.sidc.be/silso/newdataset). Наиболее существенным изменением в значениях числа солнечных пятен является выбор нового эталонного наблюдателя, А. Вольфера (наблюдатель с 1876 по 1928 г.), а не самого Р. Вольфа. Это означает отказ от общепринятого масштабного коэффициента Цюриха 0.6, что эквивалентно смене единицы измерения и увеличению масштаба всех чисел солнечных пятен в $1/0.6 = 5/3$ раза.

Цель настоящей работы – выяснить, насколько повлияют на полученную ранее зависимость $S(W)$ новые данные за 2011–2018 гг., а также коррекция исходных данных о потоке солнечной энергии и числах Вольфа. Кроме того, авторы предполагают найти более точную статистическую нелинейную немонотонную зависимость светимости Солнца от его активности и определить различие этой зависимости как для разных 11-летних циклов, так и для фаз роста и спада этих циклов.

Распространено ошибочное мнение, что связь солнечной постоянной S с числами Вольфа W или другими индексами солнечной активности можно считать линейной. Эта предполагаемая линейная связь учитывается в многочисленных работах по восстановлению в прошлом суммарного излучения Солнца (солнечной постоянной) на основе известных индексов солнечной активности (см., например, работу [Wu et al., 2018] и литературу в ней). Поэтому установление реальной нелинейной и немонотонной зависимости $S(W)$ важно как при корректном решении таких задач, так и при оценке точности их решения.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ СРЕДНЕГОДОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ

Суточные данные о солнечной постоянной с 1976 по 2018 гг. были взяты с сайта (ftp://ftp.pmodwrc.ch/pub/data/irradiance/composite/DataPlots/). Здесь приведены два ряда суточных измерений солнечной постоянной: первоначальный $S_o(t)$ (original VIRGO scale) и скорректированный $S_n(t)$ (new VIRGO scale). Эти ряды отличаются друг от друга, прежде всего, переводным множителем $S_n = 0.9962133S_o$, который приблизительно соответствует различию на значительную постоянную величину ($S_n - S_o \cong -5.17$ Вт/м^2). Кроме того, имеются переменные величины, которые изменяются во времени с ярко выраженным 11-летним периодом и амплитудой ~0.1 Вт/м^2. Суточные значения скорректированных в июле 2015 г. чисел Вольфа W за 1818–2020 гг. были взяты с сайта (http://www.sidc.be/silso/datafiles) см. также (http://rrr.sidc.be/silso/newdataset).

Чтобы иметь общую картину изменения этих трех величин S_n, S_o. W, мы вычислили их средние по году значения и привели к одинаковому масштабу по формулам: $S_1 = 100(S_{nN} - 1360)$, $S_2 = 100(S_{oN} - 1365.1)$. Здесь S_{nN} и S_{oN} есть соответственно среднегодовые значения величин S_n и S_o для года с номером N. Среднегодовые значения чисел Вольфа W_N оставили без изменений. Результаты вычислений приведены на рис. 1.

Коэффициенты корреляции кривых W_N с S_{nN} (или S_1) и W_N с S_{oN} (или S_2) одинаковы и равны $KK = 0.936$, что указывает на существенную связь потока солнечного излучения с числами Вольфа. Коэффициент корреляции среднегодовых значений величин S_{nN} и S_{oN} равен единице с точностью не меньше 6 знаков. Если вычислить $S_2^* = 100(S_{oN} - 1365.173)$, то эта новая кривая практически совпадет с кривой S_1, т.е. их различие такого же порядка, как и толщина линии. Это указывает на то, что, по крайней мере, для среднегодовых значений новый ряд данных S_{nN} практически отличается от первоначального S_{oN} только на постоянную величину, равную –5.173 Вт/м^2. С другой стороны, для суточных величин эта разность может дополнительно отличаться на небольшую величину порядка ±0.1 Вт/м^2. С учетом этого ниже мы будем использовать только один ряд – новый ряд данных $S_n(t) = S(t)$. При этом нижний индекс 'n' для простоты записи условимся опускать.

3. МЕТОД РАСЧЕТА СТАТИСТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ СОЛНЕЧНОЙ "ПОСТОЯННОЙ" С ЧИСЛАМИ ВОЛЬФА

Используемый ниже метод похож на тот, который мы ранее применяли в работе [Лаптухов и Лаптухов, 2010]. Кратко суть метода состоит в следующем. Пусть в моменты времени t_k, $k = 1, 2...K$ нам известны суточные значения чисел Вольфа W_k и среднесуточные величины полной плотности потока электромагнитного излучения Солнца (солнечной "постоянной") S_k. Определим целочисленный индекс (номер ячейки) $K_W = [(W_k + 14)/15] = 0, 1, 2, ...$ Здесь W_k – суточные числа Вольфа, а квадратные скобки обозначают целую часть числа, например, [7.99] = 7, [0.14] = 0. Проведем сортировку всего массива данных по ячейкам с номерами K_W следующим образом: по известному значению W_k вычислим число K_W, и величину S_k помещаем в ячейку с номером K_W. При этом все случаи с числами Вольфа, удовлетворяющие неравенству $15K_W - 14 \le W_k \le 15K_W$, попадут в ячейку с номером $K_W = 1, 2, 3....$ В ячейке с номером $K_W = 0$ будут только случаи с $W_k = 0$ и соответствующие им числа S_k. Чисел $W_k = 0$ в анализируемом массиве много, и поэтому имеет смысл выделить их в отдельную ячейку. Для каждой из этих ячеек подсчитываем сумму всех значений S_k, попавших в рассматриваемую ячейку, число таких событий и среднее для этой ячейки значение величины потока излучения Солнца $S = S_K(K_W)$. Таким образом, мы построили функцию $S_K(K_W)$ статистической зависимости потока излучения Солнца S от определенных выше модифицированных чисел Вольфа K_W. Более удобно использовать функцию S_W зависимости S от W_c в виде $S = S_K(K_W) = S_W(W_c)$, где W_c – это центральное

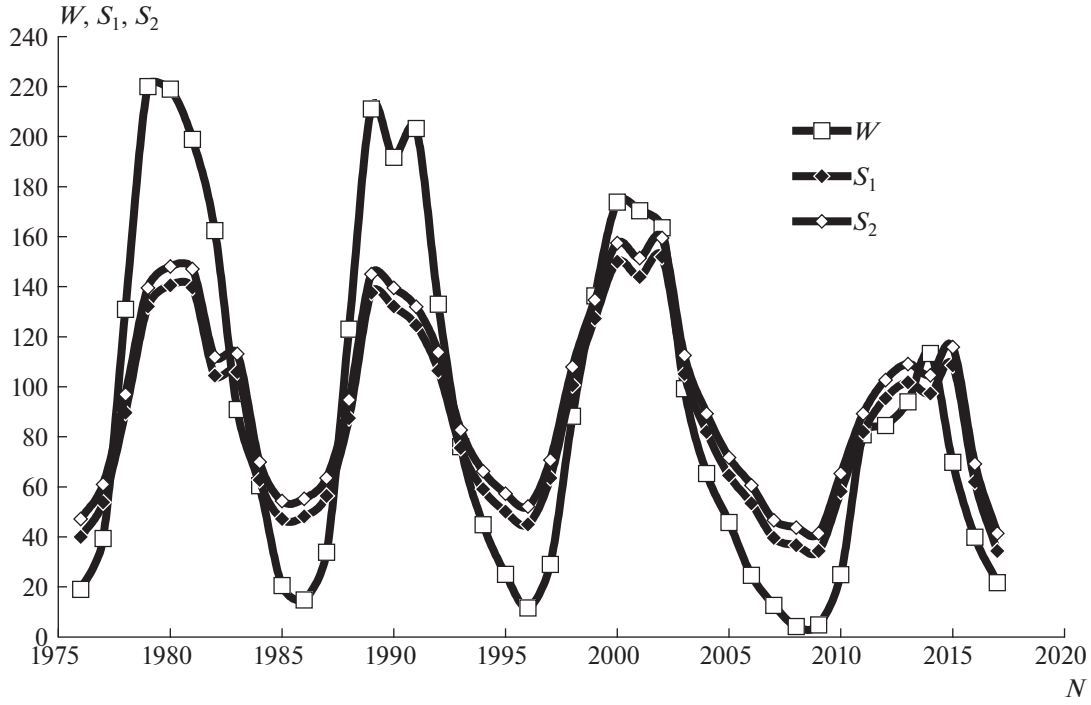


Рис. 1. Среднегодовые числа Вольфа W_N и модифицированные значения солнечных постоянных $S_1 = 100(S_{nN} - 1360)$ и $S_2 = 100(S_{oN} - 1365.1)$ за $N = 1976-2017$ гг.

(среднее) значение числа Вольфа W в соответствующей ячейке с номером K_W, которое связано со всеми $K_W > 0$ простой формулой $W_c = 15K_W - 7$ (для $K_W = 0$ имеем $W_c = 0$). Ниже для простоты записи в W_c условимся опускать индекс 'c', при этом $W_c \to W$.

Для рассматриваемого массива данных с 1976 г. максимальные суточные числа Вольфа измерены 10 и 11 ноября 1979 г. и были равны 428 и 410, соответственно. Но за 10 ноября данные по S отсутствуют, а за 11 ноября есть. Поэтому максимальное число Вольфа в анализируемом массиве данных равно $W_{\max} = 410$. Этому числу соответствует номер ячейки $K_W = 28$, в которой оказалось всего 2 события. В соседней ячейке с $K_W = 27$ ($391 \le W \le 405$) оказалось 5 событий. Так как число случаев с $W \ge 391$ мало, то для увеличения статистики все эти 7 случаев мы поместили в ячейку с $K_W = 26$. В результате получили функцию $S = S_W(W)$, изображенную кривой *2* на рис. 2.

Из рисунка 2 видно, что статистическая зависимость солнечной постоянной S от чисел Вольфа W (иначе говоря, регрессия S на W [Корн и Корн, 1978]) – нелинейная и, к тому же, немонотонная. Для малых чисел $W < W^* \approx 190$ величина S с ростом W тоже растет приблизительно по линейному закону, но для больших чисел Вольфа $W > 190$ солнечная постоянная S существенно уменьшается и при $W \approx 380$ ее величина такая же, как и при $W = 0$.

Высокий коэффициент корреляции $KK = 0.936$ среднегодовых значений чисел Вольфа W и солнечной постоянной S на рис. 1 указывает на то, что связь этих величин близка к линейной. Это объясняется тем, что среднегодовые значения чисел Вольфа на рис. 1 лишь немного превосходят величину $W^* \approx 190$, ниже которой функция $S(W)$, как это видно на рис. 2, близка к линейной. Поэтому нет противоречия между выявленной на рис. 2 сильной нелинейной зависимостью $S(W)$ и близкой к линейной связи среднегодовых значений величин $S(t)$ и $W(t)$ на рис. 1. На больших временах длительность интервалов с $W < W^*$ значительно превышает длительность интервалов с $W > W^*$, и поэтому в эпоху низкой солнечной активности поток энергии от Солнца ниже и климат на Земле прохладнее, чем в эпоху высокой солнечной активности [Борисенков, 1988].

Заметим, что если построить статистическую зависимость $S_o(W)$ на основе первоначальных данных $S_o(t)$ (original VIRGO scale), то получим кривую, отличающуюся от $S_n(W)$, изображенной на рис. 2, на значительную постоянную величину $\Delta S = S_o(W = 0) - S_n(W = 0) = 5.171$ Вт/м^2 и на очень малую переменную величину, максимальное значение которой достигается при $W = W^* \approx \approx 190$ и равно всего лишь 0.0035 Вт/м^2. Так как по-

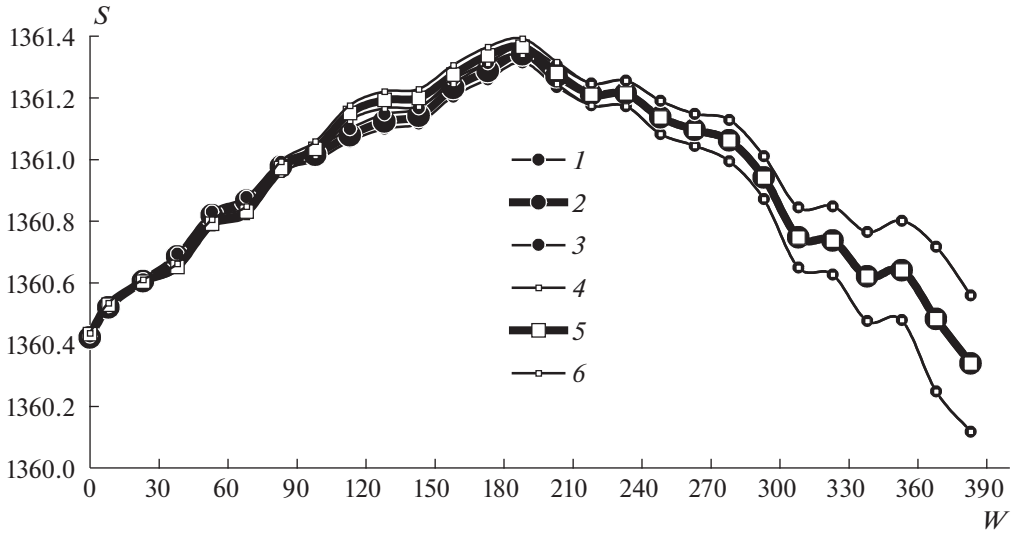


Рис. 2. Зависимость плотности потока энергии от Солнца S (кривая *2*) от чисел Вольфа W на основе данных за 1976–2018 гг. и на основе данных за 1976–2010 гг. (кривая *5*). Кривые *1*, *3* и *4*, *6* – это погрешности $S \pm \sigma$ расчета кривой *2* и *5*, соответственно.

грешность $\pm\sigma$ наших расчетов функции $S(W)$ больше этой величины, то можно сказать, что для обоих рядов данных $S_n(t)$ и $S_o(t)$ функции $S_o(W)$ и $S_n(W)$ отличаются только на постоянную ΔS.

Если построить функцию $S_n(W)$ на основе данных измерений за более короткий интервал времени 1976–2010 гг., то получим кривую *5* на рис. 2, которая заметно отличается от кривой *2* в области чисел Вольфа $W < 180$. Это указывает на то, что для более точного определения функции $S(W)$ нужны дальнейшие наблюдения $S(t)$ и $W(t)$. В области $W > 210$ кривые *2* и *5* на рис. 2 совпадают потому, что в течение 2011–2018 гг. наблюдений с такими большими числами Вольфа не было зарегистрировано. При этом в диапазоне $196 \le W \le 210$ добавлено только 6 новых событий к 322 прежним событиям за 1976–2010 гг., а диапазоне $181 \le W \le 195$ – 15 новых к 421 прежним событиям. Наибольшее отличие кривых *2* и *5* на рис. 2 наблюдается при $106 \le W \le 150$ и составляет $\Delta S = 0.07$ Вт/м^2, что в три раза больше погрешности расчета кривой *2*. Заметим, что погрешность $\pm\sigma$ расчета среднего значения ряда чисел рассчитывается по известным формулам [Корн и Корн, 1978]. Форма кривой *5* похожа на полученную ранее в работе [Лаптухов и Лаптухов, 2012] нелинейную немонотонную зависимость $S(W)$ на основе данных $S_o(t)$ и $W(t)$ за 1976–2010 гг. Отличие этих кривых обусловлено упоминаемой выше существенной коррекцией чисел Вольфа, в результате которой они были увеличены за 4 последние десятилетия с помощью переменного множителя $1.2 \le P \le 1.5$. В отдельные сутки множитель изменялся в широких пределах $0.6 \le P \le 2$. Подробные сведения о множителе P можно найти в работе [Пишкало, 2018]. В результате коррекции чисел Вольфа максимум функции $S(W)$ переместился из области $W = 115$–145 в область $W = 180$–190.

4. ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ НЕЛИНЕЙНОЙ СВЯЗИ СВЕТИМОСТИ И МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

При росте солнечной активности увеличивается число магнитных облаков, всплывающих из недр Солнца за счет сил Архимеда. Эти силы есть следствие того, что магнитное поле имеет давление, но, в отличие от солнечной плазмы, практически не имеет массы и поэтому плазма с полем более легкая, чем плазма без поля. Всплытие магнитных облаков сопровождается повышенным выносом тепловой энергии из глубоких горячих слоев Солнца и, следовательно, ростом интегральной солнечной светимости и параметра S. После всплытия магнитного облака в фотосфере образуется одно или несколько магнитных пятен. При высокой активности Солнца ($W > W^* \approx 180$) значительная часть поверхности фотосферы покрывается магнитными пятнами, внутри которых, как известно, температура существенно ниже (~4500 K), чем вне них (6000 K). Так как плотность потока лучистой энергии с солнечной поверхности пропорциональна четвертой степени ее температуры, то плотность потока энергии из пятна приблизительно в три раза меньше, чем из соседних областей. Это весьма существенное уменьшение и поэтому даже при наблюдаемом небольшом проценте покрытия поверхности Солнца пятнами с ростом чисел Вольфа выше некоторого значения $W > W^*$ полная его светимость S

начинает уменьшаться. Для циклов низкой активности Солнца, как будет показано ниже величина $W^* \approx 90$ и эффект уменьшения S с ростом чисел Вольфа выражен слабее.

Убедимся, что наблюдаемое на рис. 2 уменьшение солнечной постоянной $\Delta S \sim 1$ Вт/м^2 при росте чисел Вольфа в области $W > 180$ может быть обусловлено уменьшением потока энергии из солнечных пятен. С этой целью оценим уменьшение потока энергии из типичного солнечного пятна с диаметром тени $D_1 = 17500$ км, где поток энергии составляет лишь 20% от фотосферного, и диаметром полутени $D_2 = 37000$ км, из которой поток энергии составляет ~80% от фотосферного [Лифшиц, 1986]. На основе этих данных легко посчитать, что относительное уменьшение потока энергии от Солнца за счет одного такого пятна составит $0.0236\% \cong 0.02\%$. Эта простая оценка сделана в предположении, что при образовании пятна поток энергии вне его не изменяется. Оценка изменения потока энергии вне пятна – это сложная задача, выходящая за рамки наших исследований. Относительное изменение солнечной постоянной $\Delta S/S$ – такое же, и поэтому $\Delta S = 0.32$ Вт/м^2. Значит, для объяснения наблюдаемого на рис. 2 уменьшения солнечной постоянной $\Delta S \approx 1$ Вт/м^2 достаточно всего лишь три таких типичных пятна. Реально же при высокой солнечной активности число таких пятен ~100 и более. Поэтому появление пятна на поверности фотосферы, по-видимому, приводит к перераспределению потока энергии из недр Солнца, уменьшению его через пятно и некоторому увеличению потока вне пятна, что представляется вполне естественным.

5. РАЗЛИЧИЕ ЗАВИСИМОСТИ $S(W)$ НА ФАЗАХ РОСТА И СПАДА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Проведем сортировку всех данных на два массива. В первый массив будем помещать данные наблюдений на фазе роста активности Солнца в 11-летнем цикле, а во второй – все остальные данные. Для простоты условимся считать фазой роста временны́е интервалы за 1976–1980, 1987–1990, 1997–2001, 2009–2014 гг. включительно Данные наблюдений за 1981–1986, 1991–1996, 2002–2008, 2015–2018 гг. условимся относить к фазе спада солнечной активности (см. рис. 1).

На рисунке 3 показаны результаты расчета статистической зависимости $S(W)$ для фазы роста (кривая *2*) и фазы спада (кривая *5*) на основе данных наблюдений за 1976–2018 гг. Видим, что на фазе спада величина S почти для всех W ниже, чем для фазы спада. Особенно хорошо это видно по кривым *7* и *8*, которые есть скользящее среднее по пяти точкам кривых *2* и *5*, соответственно. Заметим, что среднее наблюдаемое значение солнечной постоянной $S(t)$ для всех рассматриваемых 20 лет фазы роста и для всех 23 лет фазы спада составило 1360.97 и 1360.76 Вт/м^2, соответственно. Их разность $\Delta S = 0.21$ Вт/м^2.

Выброс на кривой *5* в области чисел Вольфа $W = 352 \pm 7$ обусловлен малой статистикой наблюдений: здесь зафиксировано всего 7 случаев для фазы спада и 16 случаев для фазы роста. С ростом чисел Вольфа число наблюдаемых событий уменьшается и поэтому погрешность $\pm\sigma$ расчета функции $S(W) \pm \sigma$, естественно, увеличивается, что и видно на рис. 2 и рис. 3.

6. РАЗЛИЧИЕ ЗАВИСИМОСТИ $S(W)$ ДЛЯ РАЗНЫХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Разные циклы активности Солнца могут сильно отличаться. Так, на рис. 1 видно, что высота последнего 24-го цикла ($W_{max} = 113$) почти в два раза ниже высоты 21-го цикла ($W_{max} = 220$). 22-й цикл солнечной активности с $W_{max} = 211$ похож на 21-й, а 23-й цикл с $W_{max} = 174$ – это нечто среднее между 21-м и 24-м циклами. Поэтому имеет смысл для каждого цикла в отдельности рассчитать статистическую зависимость $S(W)$ и посмотреть, насколько они различаются. Оказалось, что в пределах погрешности кривые $S_{21}(W)$ и $S_{22}(W)$ совпадают, и поэтому для уменьшения погрешности расчета $S(W)$ для этих циклов целесообразно объединить эти два цикла в один массив данных и рассчитать общую для этих циклов зависимость $S_{21-22}(W)$. Функции же $S_{23}(W)$ и $S_{24}(W)$ существенно отличаются друг от друга и от $S_{21-22}(W) \cong S_{21}(W) \cong S_{22}(W)$. Результаты расчета этих трех функций представлены на рис. 4 в виде трех кривых: *C*21–22, *C*23 и *C*24, соответственно. Для кривой *C*24 данные в области больших суточных чисел Вольфа $W > 195$ отсутствуют, так как таких событий в 24-м цикле не было или они были единичные, что недостаточно для статистического определения $S_{24}(W)$. Аналогично для $S_{23}(W)$ при $W > 315$ и для $S_{21-22}(W)$ при $W > 390$.

Как видно из рис. 4, все три кривые $S(W)$ при росте чисел Вольфа от 0 до некоторой величины W_{ext} увеличиваются, достигают максимума и затем при $W > W_{ext}$ начинают уменьшаться. Но величины W_{ext} и соответствующие значения солнечной постоянной $S(W_{ext})$ для разных кривых существенно разные. Отсюда следует, что для корректного описания солнечной постоянной S как функции активности Солнца недостаточно только одних чисел Вольфа, но нужен еще, по крайней мере, один параметр P, при изменении которого функция $S(W, P)$ существенно изменяется. В качестве такого параметра можно предло-

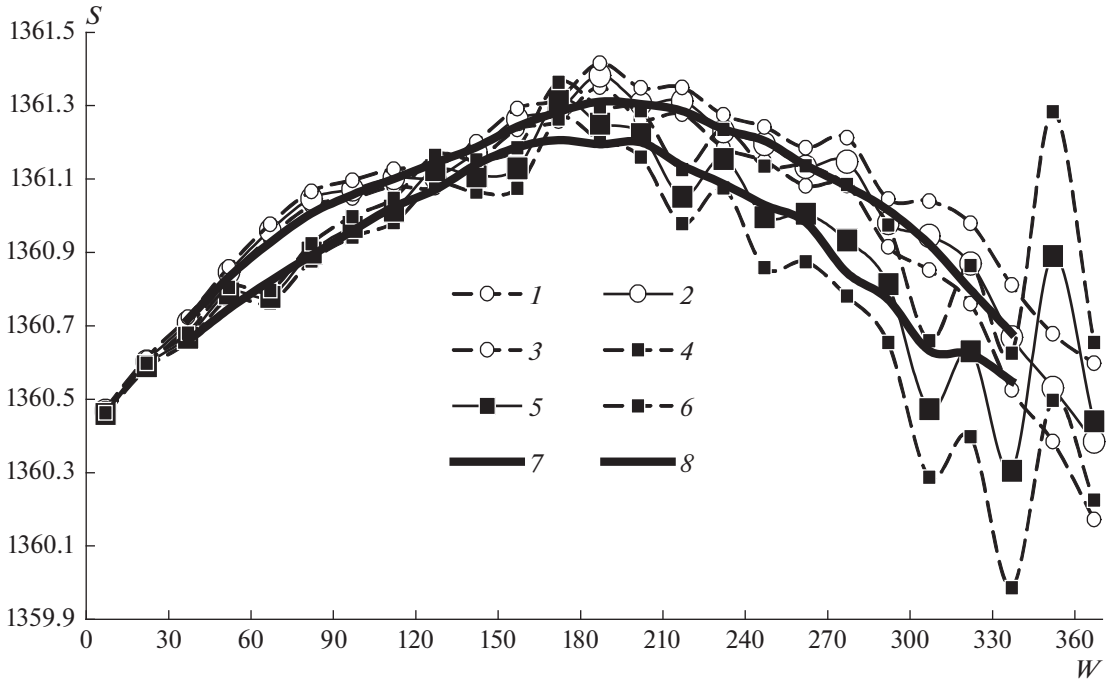


Рис. 3. Статистическая зависимость солнечной постоянной S от чисел Вольфа W на фазе роста (кривая *2*) и фазе спада (кривая *5*) солнечной активности по данным за 1976–2018 гг. Штриховыми кривыми *1*, *3* и *4*, *5* отмечена погрешность $S \pm \sigma$ расчета кривых *2* и *5*, соответственно. Кривые *7* и *8* – это скользящее среднее по пяти точкам для кривой *2* и *5*, соответственно.

жить высоту 11-летнего цикла, равную, по определению, максимальному среднегодовому значению чисел Вольфа в анализируемом цикле, т.е. $P = \max(W_{год})$. Для циклов с приблизительно одинаковыми величинами P солнечные постоянные $S(W, P)$ тоже будут приблизительно равными. Без учета этого важного параметра интегральной характеристики солнечного цикла при фиксированном числе Вольфа W различие солнечной постоянной в разных циклах может быть большим, как видно на рис. 4, особенно в области $100 \le W \le 180$. И это различие надо учитывать при решении проблемы восстановления солнечной постоянной в прошлом в 1849–1975 гг. или в дни отсутствия данных в эпоху измерения параметра S на космических аппаратах, начиная с 1976 г.

Отметим, что выполненная в 2015 г. ревизия чисел Вольфа заметно изменяет функцию $S(W, P)$. Наиболее сильно это проявляется в том, что максимум функции $S(W)$ перемещается из области $W = 120–160$ [Лаптухов и Лаптухов, 2012] в область $W = 170–200$ (см. рис. 2). Упоминаемая выше коррекция суточных измерений потока солнечной энергии S приводит практически лишь к изменению этой функции на постоянную величину ΔS.

Измерение интегрального потока энергии от Солнца S на космических аппаратах – сложная, важная и трудоемкая проблема. Поэтому представляет интерес на основе уже выполненных среднесуточных измерений разработать новый, корректный метод восстановления среднемесячных или среднегодовых значений потока солнечного излучения, исходя из его статистической связи $S(W, P)$ с суточными числами Вольфа в разные циклы активности Солнца. В случае удовлетворительного решения этой проблемы это позволит нам получить полезные сведения об изменении солнечной “постоянной” на основе суточных чисел Вольфа W в прошлом, начиная с 1849 г., а также, возможно, и в будущем, если будет найден надежный метод прогноза чисел Вольфа.

В настоящее время известны данные о динамике потока энергии от Солнца S для циклов с высокой активностью Солнца $P = 210–220$ (21-й и 22-й циклы), с $P = 170–180$ (23-й цикл) и с низкой активностью с $P = 110–120$. Но отсутствуют данные наблюдений величины S для циклов с величиной $P = 120–170$. Без этих данных вряд ли возможно надежное восстановление солнечной постоянной на основе известных функций $S(W, P)$. Поэтому нужны дальнейшие измерения S на космических аппаратах.

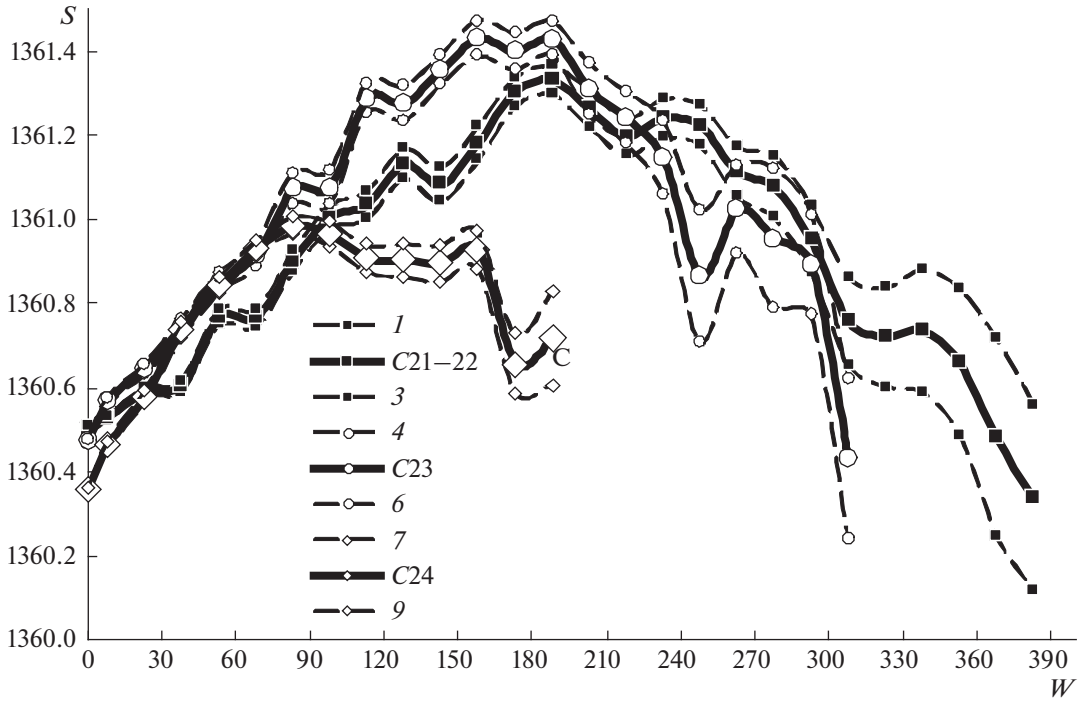


Рис. 4. Зависимость $S(W)$ по данным наблюдений за 1976–1995 гг. (кривая *C*21–22 с черными квадратиками), за 1997–2007 гг. (кривая *C*23 со светлыми кружочками) и за 2008–2018 гг. (кривая *C*24 с белыми ромбиками). Штриховые тонкие линии *1*, *3*, *4*, *6*, *7* и *9* показывают погрешности расчета соответствующих кривых.

7. ВЫВОДЫ

1. Статистическая зависимость суточных значений потока солнечной энергии S (солнечной "постоянной") от суточных чисел Вольфа W имеет ярко выраженный нелинейный и немонотонный характер. Предложен возможный простой физический механизм этой нелинейной зависимости.

2. Показано, что статистические нелинейные зависимости $S(W)$ для разных циклов солнечной активности с разными величинами среднегодовых максимальных величин чисел Вольфа P значительно отличаются друг от друга. Это означает, что реально среднесуточный поток солнечной энергии S зависит не только от суточных чисел Вольфа, но и от других параметров солнечного цикла, важнейшим из которых является его максимальная высота P. Все это важно учитывать при решении проблемы восстановления солнечной постоянной на основе наших знаний о динамике чисел Вольфа.

3. По данным наблюдений за 1976–2018 гг. выявлено отличие статистической зависимости солнечной постоянной S от чисел Вольфа W на фазе роста и фазе спада солнечной активности. Показано, что величина потока солнечной энергии S на фазе роста солнечного цикла выше, чем на фазе спада в среднем на величину $\Delta S \cong 0.2$ Вт/м^2.

4. Ревизия чисел Вольфа $W(t)$ и солнечной постоянной $S(t)$ привела практически только лишь к увеличению масштаба чисел W в $5/3 \cong 1.667$ раза и изменению величины S на постоянный множитель, равный $S_n/S_o = 0.9962133$, или приблизительно на постоянную величину $S_n - S_o \cong -5.17$ Вт/м^2. Все другие малочисленные изменения в отдельные сутки не оказывают заметного влияния на найденные зависимости $S(W, P)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Борисенков Е.П.* Колебания климата за последнее тысячелетие. Л.: Гидрометеоиздат. 187 с. 1988.

– *Кондратьев К.Я., Никольский Г.А.* Солнечная активность и климат // ДАН СССР. Т. 243. № 3. С. 607–610. 1978.

– *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. М.: Наука, 832 с. 1978.

– *Кузнецов В.Д.* Космические исследования Солнца: состояние и перспективы // Солнечно-земная физика. Вып. 16. С. 39–44. 2010.

– *Лаптухов А.И., Лаптухов В.А.* Восстановление сведений о параметрах межпланетной среды на основе *aa* индекса геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 50. № 6. С. 762–767. 2010.

– *Лаптухов А.И., Лаптухов В.А.* Нелинейная зависимость потока излучения Солнца от чисел Вольфа и по-

тока солнечного радиоизлучения // Инженерная физика. № 5. С. 50–59. 2012.

– *Лифшиц М.А.* Солнечные пятна / Физика космоса. Маленькая энциклопедия. Ред. Р.А. Сюняев. М.: Советская энциклопедия. С. 634–636, 37–49. 1986.

– *Пишкало Н.И.* Солнечные пятна: новая жизнь чисел Вольфа // Страна знаний. № 5. 2018. https://www.krainaz.org/2018-05/389-wolf

– *Clette F., Svalgaard L., Vaquero J.M., Cliver E.W.* Revisiting the Sunspot Number. A 400-Year Perspective on the Solar Cycle // Space Sci. Rev. V. 186. № 1–4. P. 35–103. 2014. https://doi.org/10.1007/s11214-014-0074-2

– *Wu C.-J., Krivova N.A., Solanski S.K., Usoskin I.G.* Solar total and spectral irradiance reconstraction over the last 9000 years //Astron. Astrophys. V. 620. № A120. 2018. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832956

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 555–559

УДК 523.982.8

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЯТЕН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА ТЕЛЕСКОПЕ БСТ-2 КРАО РАН В 24-ОМ ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. Ю. Т. Цап[1, *], Н. И. Клиорин[2, **], З. С. Ахтемов[1, *], В. М. Малащук[1, ****]**

[1]*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия*

[2]*Департамент механики, факультет инженерных наук, университет им. Бен-Гуриона в Негеве, г. Беэр-Шева, Израиль*

**e-mail: yur_crao@mail.ru*

***e-mail: nat@bgu.ac.il*

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

*****e-mail: mvm_valya@bk.ru*

Поступила в редакцию 01.03.2021 г.
После доработки 19.03.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

На основе многолетних спектральных наблюдений расщепления зеемановских компонент линии FeI 630.2 нм, проводимых на Башенном солнечном телескопе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории, исследована эволюция усредненных значений магнитного поля солнечных пятен с напряженностью ≥1500 Гс за период с 2010 по 2018 г. (всего 4771 измерение). Обнаружено, что в отличие от чисел Вольфа, усредненное магнитное поле пятен со временем существенно не меняется. Более того, оно очень слабо возрастает и достигает максимума к концу 24-го цикла активности Солнца. Полученные результаты свидетельствуют в пользу важной роли "отрицательного" магнитного давления в формировании пятен на малых глубинах вблизи поверхности Солнца.

DOI: 10.31857/S0016794021050151

1. ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное образование самоорганизующихся магнитных структур, таких как пятна и поры, является одной из интересных и самых старых проблем, связанных с взаимодействием конвекции и магнитных полей на разных уровнях. Наблюдения за образованием пятен и пор показывают быстрый процесс накопления возникающего магнитного поля в стабильные долгоживущие (дни–недели) магнитные структуры. Однако физические механизмы накопления потока в компактные магнитные конструкции с высокой напряженностью поля и запасом устойчивости до сих пор не ясны.

Периодические изменения числа солнечных пятен указывают на то, что их образование связано с глобальными динамо-процессами на Солнце, которые плохо изучены. С другой стороны, очевидная самоорганизация магнитных полей в компактные структуры показывает важность локальной динамики турбулентной конвекции. Стандартная теория динамо Паркера и некоторые наблюдательные данные предполагают наличие связи напряженности магнитного поля пятен с генерируемой в конвективной зоне глобальной тороидальной компонентой поля, определяющей цикл солнечной активности. Существует и альтернативная точка зрения, согласно которой пятна формируются на небольшой глубине (~10 тыс. км) вблизи поверхности Солнца под воздействием турбулентных движений [Kleeorin et al., 1989, 1990]. Это приводит к концентрации магнитного потока из-за развития неустойчивости "отрицательного" магнитного давления (negative effective magnetic pressure instability – NEMPI-механизм), который затем выносится паркеровской силой плавучести в фотосферу.

Из вышесказанного следует необходимость разработки наблюдательного теста, свидетельствующего в пользу той или иной модели. На наш взгляд, можно воспользоваться тем обстоятельством, что NEMPI-механизм предполагает слабую зависимость величины типичного поля в пятне от цикла и фазы солнечной активности. Это позволяет, изучая динамику надежно измеренных полей пятен, выяснить какая из моделей более правдоподобна. При этом хотелось бы особо подчеркнуть, что спутниковые измерения на-

пряженности пятен на Solar Dynamic Observatory (SDO) или Hinode, проводимые соответственно с помощью Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) и Spectro-Polarimeter, имеют ряд существенных недостатков. Сюда можно отнести эффект насыщения [Liu et al., 2012], а также необходимость измерений параметров Стокса и численного решения довольно сложного модельно зависимого уравнения переноса поляризованного излучения Унно-Рачковского [Lites, 2011].

Ранее Pevtsov et al. [2011] изучали долговременный тренд магнитных полей солнечных пятен. Причем для каждого дня наблюдений выбиралось пятно с самым сильным полем. Затем, с использованием комбинированных данных семи обсерваторий за период с 1957 по 2011 г., была построена зависимость усредненных за год максимальных суточных значений магнитных полей пятен от времени. Согласно полученным результатам, напряженность поля солнечных пятен меняется циклически в пределах нескольких сот гаусс, достигая максимума около пика каждого цикла, хотя синхронность не является абсолютной.

В следующей работе [Pevtsov et al., 2014] к объединенным данным семи обсерваторий из предыдущей статьи были добавлены данные по измерению магнитных полей пятен обс. Маунт Вильсон за период с 1920–1958 год. Следуя модифицированному подходу, аналогичному представленному в предыдущей работе [Pevtsov et al., 2011], выбиралось пятно с самым сильным полем для каждой недели наблюдений и таким образом вычислялось среднемесячное или среднегодовое значение напряженности. Результаты наблюдений на Маунт Вильсон масштабировали по российскому набору данных. Как и в предыдущей работе, снова был сделан вывод о существовании корреляции, хотя и с некоторым сдвигом, усредненной напряженности магнитных полей пятен с циклом солнечной активности. Однако это несколько противоречит результатам работы [Livingston and Watson, 2015]. Противоречивыми являются и многочисленные исследования корреляции между контрастностью пятен и активностью Солнца [например, Rezaei et al., 2015].

Цель настоящей работы исследовать эволюцию значений магнитного поля солнечных пятен с напряженностью $B \geq 1500$ Гс, усредненных за различные промежутки времени, на основе анализа визуальных спектральных наблюдений расщепления зеемановских компонент линии FeI 630.2 нм, проводимых на Башенном солнечном телескопе (БСТ-2) КрАО РАН с 1957 г.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Для проведения исследований нами использовались данные о максимальных значениях магнитных полей пятен, полученные на БСТ-2 КрАО РАН с помощью визуальных спектральных измерений расщепления зеемановских компонент линии FeI 630.2 нм с g-фактором 2.5 [Lozitska et al., 2015; Tsap et al., 2019]. На рисунке 1 показан пример сводки с результатами наблюдений напряженностей солнечных пятен в КрАО РАН. Все имеющиеся данные находятся в свободном доступе на сайте (https://sun.crao.ru/observations/sunspots-magnetic-field). Реальная ошибка одного измерения магнитного поля пятен составляет ±(100–200) Гс. Отметим, что в среднем за год в Крыму насчитывается около 200 ясных дней.

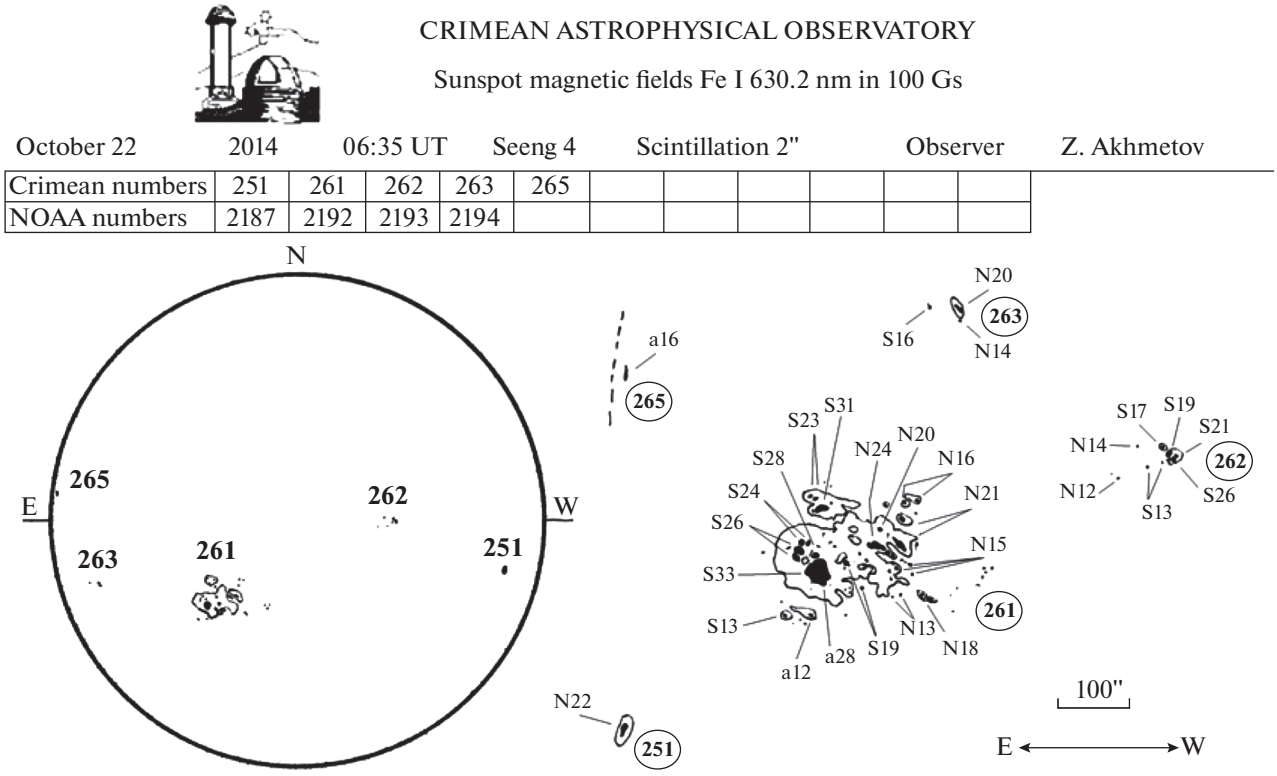
Для изучения эволюции усредненных значений магнитного поля солнечных пятен нами был выбран период с 2010 по 2018 г. В значительной мере это объясняется тем, что Livingston and Watson [2015] проводили измерения полей пятен с $B \geq 1500$ Гс тем же методом с 2010 по 2015 гг., но на другом инструменте (McMath-Pierce Solar Telescope in Arizona) в линии FeI 1564.85 нм.

Гистограмма распределения максимальных значений напряженности магнитного поля пятен с $B \geq 1500$ Гс, всего измерений $N = 4771$, с интервалом 200 Гс приведена на рис. 2. Как видно, наиболее часто встречаются пятна с магнитным полем в диапазоне значений от 1800 до 2000 Гс., при этом максимальные напряженности не превышают 4000 Гс.

Число Вольфа или относительное цюрихское число является одним из основных количественных показателей солнечной активности, который начали применять с 1849 г. Поэтому для проведения сравнительного анализа мы воспользовались данными, находящиеся в свободном доступе на сайте Королевской обс. Бельгии (http://www.sidc.oma.be).

Графики изменения со временем напряженности магнитного поля пятен $B(t)$, построенные по данным БСТ-2 КрАО РАН, а также чисел Вольфа $W(t)$, усредненные за 3 месяца, полгода и год, представлены на рис. 3. Как легко видеть, зависимости $B(t)$ и $W(t)$ ведут себя различным образом. Коэффициент корреляции Пирсона не превышает 0.1. Обращает на себя внимание тренд, связанный с незначительным увеличением магнитного поля пятен от максимума к минимуму солнечной активности. Отметим также, что среднее значение магнитного поля за рассматриваемый период оказалось равным 2120 ± 10 Гс.

Ранее Livingston and Watson [2015] также пришли к заключению, что усредненные магнитные поля пятен с $B \geq 1500$ Гс за период с 2010 по 2015 г. слабо зависят от фазы цикла. При этом средняя напряженность магнитного поля пятен оказалось равной 2070 ± 20.0 Гс, а для данных HMI/SDO – 2050 ± 18.0 Гс. Таким образом, полученные нами



http://sun.crao.ru/~data/sunspots/2014_10/221014.jpg

Рис. 1. Пример зарисовки магнитных полей солнечных пятен, полученной 22.10.2021 г. на БСТ-2 КрАО РАН. Взят с сайта (http://sun.crao.ru/~data/sunspots/2014_10/221014.jpg).

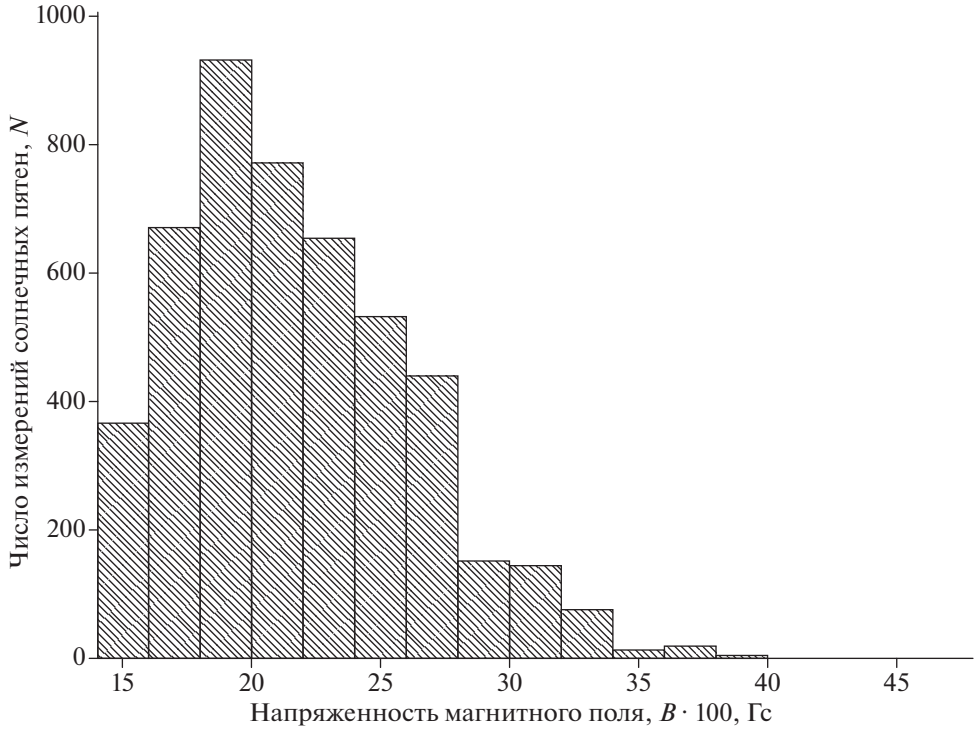


Рис. 2. Гистограмма распределения магнитного поля солнечных пятен (число измерений N = 4771) с напряженностью $B \geq 1500$ Гс за период с 2010 по 2018 г. Единичный интервал по горизонтальной оси соответствует 200 Гс.

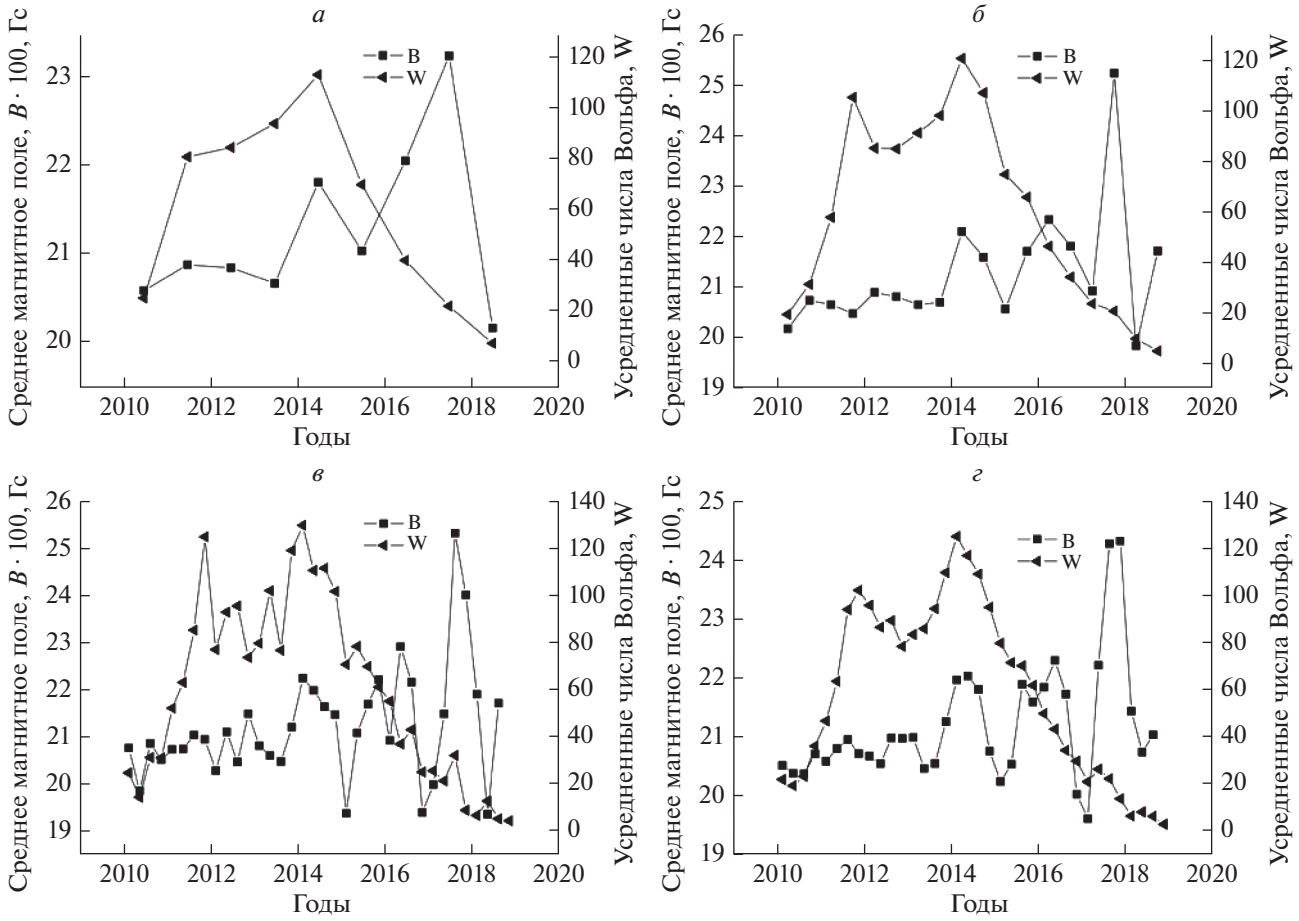


Рис. 3. Эволюция усредненных значений напряженности магнитного поля солнечных пятен $B(t)$ и чисел Вольфа $W(t)$ с 2010 по 2018 г.: (*а*) – усреднение за год, (*б*) – за полгода, (*в*) – за три месяца, (*г*) – усреднение за три месяца после сглаживания.

результаты достаточно хорошо согласуются с выводами работы [Livingston and Watson, 2015].

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнив динамику эволюции усредненных значений напряженности магнитного поля солнечных пятен и чисел Вольфа, нам не удалось обнаружить какой-либо значимой корреляции между исследуемыми величинами. Более того, поле даже очень слабо возрастает с уменьшением активности Солнца и к концу 24-го цикла достигает максимума, тогда как числа Вольфа имеют минимальные значения.

На наш взгляд, возможное объяснение может быть связано с механизмом концентрации (филаментации) магнитного поля, предложенном в работах [Kleeorin et al., 1989, 1990], согласно которому в конвективной зоне на небольшой (~10 тыс. км) глубине может развиваться крупномасштабная МГД-неустойчивость из-за эффекта “отрицательного” магнитного давления. Нестабильность возникает вследствие уменьшения турбулентного гидромагнитного давления под действием магнитного поля. Природу NEMPI-механизма можно легко понять, исходя из следующих простых соображений.

В случае изотропной турбулентности турбулентное давление можно представить следующим образом

$$p_t = W_m/3 + 2/3W_k, \qquad (1)$$

где W_m – плотность энергии магнитных пульсаций, W_k – плотность энергии гидромагнитной турбулентности. Поскольку полная энергия

$$W_t = W_m + W_k, \qquad (2)$$

сохраняется, то из (1) и (2) следует, что

$$p_t = 1/3\,(2W_t - W_m).$$

Таким образом, магнитные флуктуации приводят к уменьшению турбулентного давления и соответственно к увеличению концентрации по-

ля, что хорошо согласуется с результатами численного моделирования [Brandenburg et al., 2016].

5. ОБСУЖЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Кратко сформулируем основные результаты работы.

– Усредненное магнитное поле солнечных пятен с $B \geq 1500$ Гс за период с 2010 по 2018 г. слабо зависит от фазы цикла солнечной активности, что хорошо согласуется с выводами работы [Livingston and Watson, 2015].

– Получены указания в пользу формирования солнечных пятен посредством NEMPI-механизма, предложенного в работах [Kleeorin et al., 1989, 1990].

– Обнаруженные расхождения с результатами работ Petsov et al. [2011, 2014] требуют дальнейшего анализа.

В значительной мере наш подход основан на хорошо известном факте, что площадь солнечных пятен с ростом их числа увеличивается [например, Kiepenheuer, 1953; Bracewell, 1988]. В свою очередь, площадь магнитного поля пятна пропорциональна напряженности поля (например, Bray and Loughhead, 1967; Schad, 2014; Обридко и Наговицын, 2017). Поскольку наиболее развитые активные области содержат крупные пятна, то это предполагает наличие связи между напряженностью магнитного поля этих пятен и тороидальной компонентой динамо Паркера. Последнее обстоятельство и было нами использовано в настоящей работе.

В заключение отметим, что проведенные исследования охватывают лишь 24-ый цикл солнечной активности, который считается аномальным по многим причинам. Вследствие этого полученные результаты нельзя считать достаточно убедительными. Однако мы надеемся продолжить наши исследования, охватив не только 24-ый, но и 21–23-ий циклы солнечной активности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006) и Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 20-52-26006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Обридко В.Н., Наговицын Ю.А.* Солнечная активность, цикличность и методы прогноза, СПб: Изд-во ВВМ, 466 с. 2017.

– *Babin A.N., Koval A.N., Tsap Yu.T. Borisenko A.V.* On a Magnetic Anomaly in the Umbra of the Following Spot of an NOAA 12192 Active Region // Geomagnetism and Aeronomy. V. 58. P. 1149–1158. 2018.
https://doi.org/10.1134/S0016793218080029

– *Bracewell R.N.* Three-halves law in sunspot cycle shape // MNRAS. V. 230. P. 535–550. 1988.

– *Bradenburg A., Rogachevskii I., Kleeorin N.* Magnetic concentration in stratified turbulence: the negative effective magnetic pressure instability // New J. Phys. V. 18. P. 1250011. 2016.
https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa513e

– *Bray R., Loughhead R.* Sunspots. London: Chapman and Hall Ltd, 320 p. 1964

– *Kiepenheuer K.O.* The Sun. Chicago: University Press. ed. Kuiper G. P. 322–377. 1953.

– *Kleeorin N., Rogachevskii I., Ruzmaikin A.* Negative magnetic pressure as a trigger of largescale magnetic instability in the Solar convective zone // Sov. Astron Lett. V. 15. № 5. P. 274–277. 1989.

– *Kleeorin N.I., Rogachevskii I.V., Ruzmaikin A.A.* Magnetic force reversal and instability in a plasma with advanced magnetohydrodynamic turbulence // Sov. Phys. JETP. V. 70. P. 878–883. 1990.

– *Lites B.W.* Hinode observation suggesting the presence of a local small-scale turbulent dynamo // The Astrophysical J. V. 737:52. № 2. P. 1–9. 2011.
https://doi.org/10.1088/0004-637X/737/2/52

– *Liu Y., Hoeksema J.T., Scherrer P.H., Schou J., Couvidat S., Bush R.I., Duvall T.L., Hayashi K., Sun X., Zhao X.* Comparison of Line-of-Sight magnetograms taken by the Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager and Solar and Heliospheric Observatory/Michelson Doppler Imager // Solar Physics. V. 279. Is. 1. P. 295–316. 2012.
https://doi.org/10.1007/s11207-012-9976-x

– *Livingston W., Watson A.* New solar signal: Average maximum sunspot magnetic fields independent of activity cycle // Geophys. Res. Lett. V. 42. P. 9185–9189. 2015.
https://doi.org/10.1002/2015GL065413

– *Lozitska N.I., Lozitsky V.G., Andryeyeva O.A., Akhtemov Z.S., Malashchu V.M., Perebeynos V.A., Stepanyan N.N., Shtertser N.I.* Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots // Adv. Space Res. V. 55. P. 897–907. 2015.

– *Pevtsov A.A., Nagovitsy, Y., Tlatov A., Rybak A.* Long-term trends in sunspot magnetic fields // Astrophys. J. Lett. V. 742:L36. (P1–4). 2011.
https://doi.org/10.1088/2041-8205/742/2/L36

– *Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A.G., Kilcik A., Nagovitsyn Y.A., Cliver E.W.* Cyclic and long-term variation of sunspot magnetic fields // Solar Physics. V. 289. Is. 2. P. 593–602. 2014.
https://doi.org/10.1007/s11207-012-0220-5

– *Rezaei R., Beck C., Lagg A., Borrer J.M., Schmidt W., Collados M.* Variation in sunspot properties between 1999 and 2014 // Astron. Astrophys. V. 578. Id. A43. P. 1–9. 2015.
https://doi.org/10.1051/0004-6361/20111863

– *Schad T.A.* On the Collective magnetic field strength and vector structure of Dark Umbral Cores Measured by the Hinode Spectropolarimeter // Solar Phys. V. 289. P. 1477–1498. 2014.
https://doi.org/10.1007/s11207-013-0412-7

– *Tsap Yu.T., Perebeynos V.A., Borisenko A.V., Lozitska N.I., Shtertser N.I., Motorina G.G., Kuleshova A.I.* Measurements of strong magnetic fields in umbra of sunspots: Crimea vs Mt. Wilson // AApTr. V. 31. P. 363–367. 2019.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 560–571

УДК 523.62-726

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ПОТОКА ИОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ОБЛАСТИ ОВЕРШУТА МЕЖПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2021 г. Н. Л. Бородкова[1, *], О. В. Сапунова[1, **], В. Г. Еселевич[2], Г. Н. Застенкер[1], Ю. И. Ермолаев[1]

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

[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ РАН), г. Иркутск, Россия

**e-mail: nlbor@mail.ru*

***e-mail: sapunova_olga@mail.ru*

Поступила в редакцию 06.04.2021 г.
После доработки 27.04.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

По данным плазменного спектрометра БМСВ, установленного на космическом аппарате СПЕКТР-Р, была исследована структура течения плазмы солнечного ветра за рампом межпланетной ударной волны. Особое внимание было уделено области овершута, в которой наблюдаются коррелированные, затухающие при удалении от рампа колебания потока ионов и магнитного поля, сформированные двумя популяциями ионов: втекающим солнечным ветром и пучком отраженных ионов. На основании анализа 26 пересечений фронтов межпланетных ударных волн, в которых наблюдались овершуты в величине потока ионов и магнитного поля, было показано, что овершуты образуются не только у сверхкритических ударных волн, но и у тех, у которых числа Маха меньше или приближаются к значению первого критического числа Маха. Получено, что на формирование и величину амплитуды овершута в структуре фронта ударной волны оказывают существенное влияние угол между нормалью к фронту ударной волны и вектором магнитным полем перед фронтом, число Маха, магнитная и плазменная компрессия на фронте волны. Установлено, что длина волны колебаний, определенная по измерениям магнитного поля на космическом аппарате WIND, в среднем, совпадает с длиной волны колебаний, определенной по потоку ионов на космическом аппарате СПЕКТР-Р, а пространственные масштабы областей затухания колебаний могут сильно различаться.

DOI: 10.31857/S0016794021050047

1. ВВЕДЕНИЕ

Бесстолкновительные ударные волны имеют широкое распространение во Вселенной. Они встречаются, например, вокруг остатков сверхновых звезд, а в нашей солнечной системе – в виде планетарных и межпланетных ударных волн (МУВ). Ударные волны эффективно термализуют сверхзвуковые потоки плазмы и являются мощными ускорителями заряженных частиц. Масштабом, на котором происходят эти изменения, является фронт ударной волны. Наиболее важными параметрами, характеризующими структуру фронта ударной волны, являются магнитозвуковое число Маха M_{MS}, угол θ_{Bn} между направлением вектора магнитного поля перед фронтом и нормалью к фронту волны и параметр бета β – отношение газового давления к магнитному [Formisano, 1985; Kennel et al., 1985].

В настоящее время наиболее подробно изучена структура фронта квази-перпендикулярной магнитозвуковой ударной волны, [например, Mellott and Greenstadt, 1984; Bale et al., 2005; Krasnoselskikh et al., 2013; Borodkova et al., 2019]. В структуре фронта квази-перпендикулярной ударной волны по измерениям магнитного поля выделяются, как правило, области подножия, рампа и овершута [Kennel et al., 1985]. Кроме того, перед рампом могут образовываться быстрые магнитозвуковые или вистлеровские волны [например, Mellott and Greenstadt, 1984; Farris et al., 1993; Ramírez Vélez et al., 2012; Wilson et al., 2017], а за ним развиваться когерентные колебания магнитного поля большой амплитуды [Leroy et al., 1982; Sckopke et al., 1983; Burgess et al., 1989; Ofman et al., 2009].

Подножие перед рампом квази-перпендикулярной ударной волны формируется при увеличении числа Маха и приближении его к значению первого критического числа Маха M_{CI}, когда скорость звука за рампом сравнивается со скоростью плазмы. Одновременно за рампом начинают

регистрироваться периодические повышения (овершуты) и провалы (андершуты) в величине магнитного поля относительно среднего значения поля за ударным фронтом [например, Russell and Greenstadt, 1979; Livesey et al., 1982, Sckopke et al., 1983].

Первые результаты детального исследования поведения овершута были приведены в работе [Livesey et al., 1982]. На основании анализа 110 пересечений квази-перпендикулярной околоземной ударной волны было получено, что амплитуда овершута возрастает с ростом числа Маха и параметра бета. Наблюдавшееся резкое возрастание амплитуды овершута при приближении к первому критическому числу Маха позволило сделать вывод о существенной роли отраженных ионов в формировании фронта сверхкритической ударной волны. Эдмистон и Кеннелл [Edmiston and Kennel, 1984] предположили, что такое отражение должно встречаться только на фронтах квазиперпендикулярных ударных волн с числами Маха, большими, чем первое критическое число Маха. Было показано, что колебания магнитного поля большой амплитуды за рампом сверхкритической ударной волны возникают из-за негиротропной части функции распределения – пучка отраженных ионов [Leroy et al., 1982; Sckopke et al., 1983; Scudder et al., 1986; Burgess et al., 1989]. В работе [Mellott and Livesey, 1987] было показано, что овершуты образуются не только у сверхкритических ударных волн, но и у тех, у которых числа Маха приближаются к значению первого критического числа Маха. Было показано, что овершуты существуют и в структуре ударных волн других планет и величина овершута также возрастает при увеличении параметра бета и числа Маха [Russell et al., 1982].

Конфигурация перпендикулярной сверхкритической ударной волны исследовалась методами гибридного моделирования [Leroy et al., 1982]. Было получено, что квазистационарные структуры за ударным фронтом связаны с образованием популяции отраженных и нагретых ионов. Также было показано, что результаты моделирования хорошо согласуются с рядом наблюдательных особенностей квази-перпендикулярных ударных волн, включая морфологию потока отраженных ионов, поведение профиля магнитного поля на всем протяжении скачка и зависимость величины овершута магнитного поля от числа Маха.

Считалось, что распределение ионов за рампом ударных волн с малыми числами Маха является почти гиротропным из-за отсутствия отраженных ионов, и поэтому у таких волн структура овершут-андершут образовываться не будет. Однако в работе [Balikhin et al., 2008] был исследована ударная волна с очень малым числом Маха и малым параметром бета, за рампом которой наблюдались когерентные затухающие колебания магнитного поля, характерные для сверхкритических ударных волн. Было обнаружено, что такие колебания, хотя и менее упорядоченные, часто встречаются за рампом ударных волн с малыми числами Маха [Russell et al., 2009]. С помощью моделирования было получено, что появление подобных колебаний может являться результатом когерентного вращения ионов при пересечении рампа ударной волны и последующей бесстолкновительной релаксацией за счет гирофазного перемешивания [Balikhin et al., 2008; Ofman et al., 2009; Gedalin et al., 2015]. Также было показано, что максимальная амплитуда овершута в основном определяется величиной магнитного сжатия и потенциалом на фронте волны, тогда как скорость затухания колебаний за рампом связана с отношением тепловой скорости к скорости ионов невозмущенного солнечного ветра [Gedalin et al., 2015, 2020].

Впервые измерения плотности электронов солнечного ветра с временны́м разрешением 250 мс в области овершута – андершута за фронтом 56 пересечений околоземной волны по данным космического аппарата (КА) Кластер были приведены в работе [Bale et al., 2005]. Было показано, что оценка длины области затухания колебаний хорошо коррелирует с величиной гирорадиуса захваченных ионов и не коррелирует со значением ионной инерционной длины.

К настоящему времени понимание структуры фронта ударной волны существенно улучшилось благодаря появлению измерений, выполненных приборами с высоким временны́м разрешением, в первую очередь спектрометрами плазмы солнечного ветра, например, [Mazelle et al., 2010; Nemecek et al., 2013; Johlander et al., 2016; Kajdič et al., 2019; Dimmock et al., 2019; Borodkova et al., 2019]. Масштабы, на которых проводится экспериментальное исследование ударных волн, сместились в сторону процессов, происходящих в пределах нескольких ионно-конвективных гирорадиусов в обоих направлениях от рампа вдоль нормали к фронту ударной волны. [Wilson et al., 2012, 2017; Johlander et al., 2016; Еселевич и др., 2017; Gingell et al., 2017; Dimmock et al., 2019]. Все это позволило собрать много экспериментальных данных о структуре фронта ударной волны, в том числе и овершутов. Показано, что фронт ударной волны с числом Маха, превышающим значение первого критического числа Маха, может быть нестационарным [Mazelle et al., 2010]. На ударном фронте могут возникать неоднородности, причиной которых могут быть магнитные структуры, расположенные перед рампом и конвектируемые внутрь рампа [Kajdič et al., 2019]. Первые прямые измерения по данным КА Кластер нестационарности фронта ударной волны показали, что переход к нестационарности происходит внутри рам-

па на электронных масштабах [Dimmock et al., 2019]. С помощью измерений на четырех близко расположенных космических аппаратах *MMS* впервые была получена подробная картина волнистости квази-перпендикулярной ударной волны на кинетических масштабах [Johlander et al., 2016; Gingell et al., 2017].

К настоящему времени временно́е разрешение плазменных экспериментов почти сравнялось с временны́м разрешением магнитных экспериментов. И это позволяет исследовать структуру фронта межпланетной ударной волны не только по измерениям магнитного поля, но и по измерениям параметров плазмы солнечного ветра. В данной работе по измерениям с высоким временны́м разрешением прибора БМСВ на КА СПЕКТР-Р будут определены значения овершутов для межпланетных ударных волн, длины волн колебаний за рампом в области овершутов и проведен их анализ в зависимости от характеристик ударных волн. Будет показана зависимость амплитуды овершута от числа Маха, параметра бета, магнитной и плазменной компрессии. Будет представлена корреляция между оценкой длины волны колебаний и ионным гирорадиусом. Будут получены пространственные масштабы областей затухания колебаний.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

В работе использовались данные, полученные с помощью прибора БМСВ. Прибор БМСВ представляет собой спектрометр плазмы для измерения энергетического спектра ионов в диапазоне 0.2–2.8 кэВ/заряд, а также вектора полного потока ионов, переносной скорости (в диапазоне от 200 до 750 км/с), ионной изотропной температуры (от 1 до 100 эВ) и концентрации (от 1 до 100 см$^{-3}$).

Прибор БМСВ был разработан для достижения наиболее высокого временно́го разрешения в определении параметров плазмы солнечного ветра. Величина и направление полного потока ионов солнечного ветра измерялись с разрешением 0.031 с. Гидродинамические параметры плазмы солнечного ветра (скорость, температура и концентрация) определялись с временны́м разрешением 1 с, а для отдельных интервалов времени – с разрешением 0.031 с. Детальное описание прибора БМСВ приведено в работах [Nemecek et al., 2013; Safrankova et al., 2013; Застенкер и др., 2013].

Одним из основных параметров, характеризующих фронт МУВ, является угол θ_{Bn} между нормалью к фронту волны и направлением вектора магнитного поля. Для определения угла θ_{Bn} необходимо знать направление нормали к фронту ударной волны и направление магнитного поля. Так как измерения магнитного поля на КА СПЕКТР-Р не проводились, то для определения направления межпланетного магнитного поля вблизи фронта ударных волн использовались данные с временны́м разрешением 0.092 с, полученные с помощью прибора MFI на KA WIND, расположенном, как правило, в солнечном ветре около первой точки либрации [Lepping et al., 1995]. Кроме того, начиная с 2016 года, использовались данные измерений магнитного поля с разрешением 0.02 с, полученные прибором MAG на KA DSCOVR (см. сайт https://www.ngdc.noaa.gov/ dscovr/portal/).

Для определения нормали и скорости ударной волны V_{SH} применялся геометрический метод. Для реализации геометрического метода необходимо наличие в солнечном ветре одновременно как минимум четырех КА. Как правило, в солнечном ветре одновременно с КА СПЕКТР-Р находились спутники SOHO, WIND, ACE, THEMIS-B и THEMIS-C, DSCOVR, а спутники Cluster и Geotail периодически выходили в солнечный ветер. Зная координаты положения спутников в моменты прохождения через них фронта МУВ и времена регистрации ударного фронта приборами этих спутников, и, в предположении, что фронт ударной волны является плоским, были определены скорость и направление движения фронта ударной волны для всех событий, зарегистрированных на КА СПЕКТР-Р.

3. ПРИМЕР НАБЛЮДЕНИЯ ОВЕРШУТА ЗА ФРОНТОМ МУВ

Основные структурные особенности фронта межпланетной ударной волны, зарегистрированной 14 апреля 2016 г., приведены на рис. 1. На рисунке 1 показаны временны́е профили скорости, плотности, температуры протонов и потока ионов солнечного ветра, зарегистрированные на КА СПЕКТР-Р (панели *а–г*) и профили магнитного поля, зарегистрированные на KA WIND (панели *д–е*). Временно́е разрешение измерений параметров плазмы – скорости, плотности и температуры протонов солнечного ветра в данном случае невелико и составляет 3 с, в то время как измерения потока ионов солнечного ветра имеют временно́е разрешение 0.031 с. Временно́е разрешение измерений магнитного поля на KA WIND составляет 0.091 с.

Координаты КА СПЕКТР-Р и WIND в системе координат GSE имели значения $X = -4.39R_E$, $Y = 49.92R_E$, $Z = 16.82R_E$, и $X = 249.62R_E$, $Y = -68.48R_E$, $Z = 15.10R_E$, соответственно. Для сопоставления измерений магнитного поля и потока ионов солнечного ветра, относящихся к одному событию, но выполненных на разных спутниках, значения магнитного поля сдвигались по временно́й шкале таким образом, чтобы времена начала регистрации рампа волны по магнитным измере-

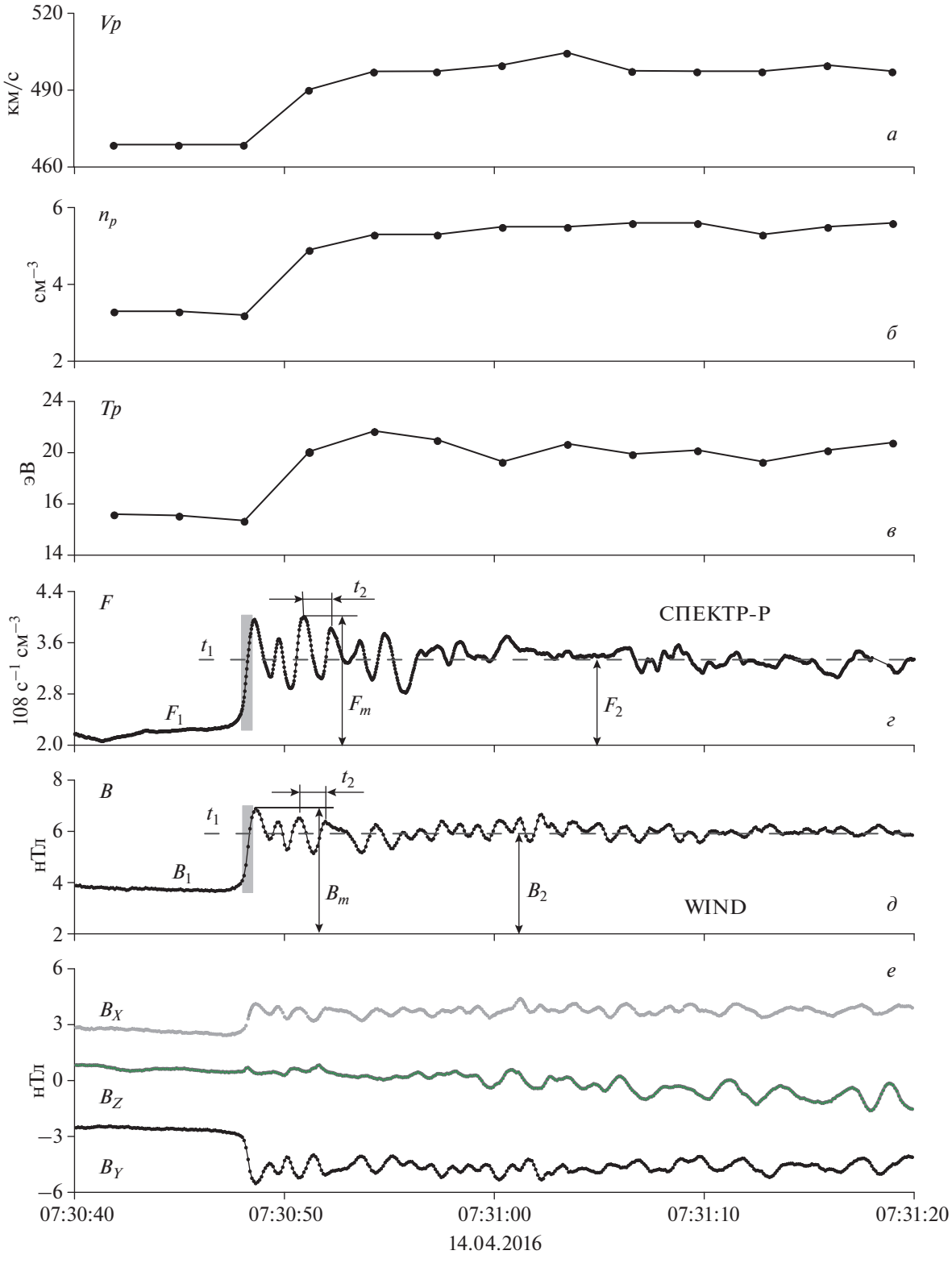


Рис. 1. Временны́е профили скорости, плотности, температуры протонов и потока ионов солнечного ветра, зарегистрированные на КА СПЕКТР-Р (панели *а*–*г*) и магнитного поля, зарегистрированные на КА WIND (панели *д*–*е*) 14 апреля 2016 г.

ниям и потоку ионов совпали. Данные измерений на KA WIND были сдвинуты на 2036 с для совмещения с данными измерений на КА СПЕКТР-Р.

Принимая во внимание координаты спутников, участки ударного фронта и связанные с ними структуры, наблюдавшиеся на KA WIND и СПЕКТР-Р, могут быть не идентичны. Известно, что в солнечном ветре могут возникать колебания магнитного поля и плазмы. В работе [Weygand et al., 2013] была показана справедливость для медленного солнечного ветра предположения о том, что флуктуации межпланетного магнитного поля вморожены от точки Лагранжа *L1* до магнитосферы Земли. Поэтому, наличие флуктуаций магнитного поля в медленном солнечном ветре может мало влиять на его квазистационарную структуру. В то же время известно, что межпланетные ударные волны, как и в данном событии, чаще распространяются в медленном солнечном ветре. А медленный солнечный ветер имеет сильные колебания плотности. Авторы работы [Matthaeus et al., 2016] исследовали пространственно-временну́ю корреляцию турбулентности плотности плазмы в солнечном ветре и обнаружили, что для медленного солнечного ветра корреляция сохраняется на больших временны́х масштабах. Кроме того, вдоль фронта могут существовать неоднородности, а сам фронт может иметь волнистую поверхность. В таком случае структуры, связанные с участками ударного фронта, измеренными на KA WIND и СПЕКТР-Р, могут заметно отличаться друг от друга. Согласно [Eselevich and Eselevich, 2005], пространственный масштаб, на котором солнечный ветер может считаться однородным по плотности вдоль фронта ударной волны в плоскости эклиптики, составляет около (4–8) × 10^6 км, а расстояние между KA WIND и СПЕКТР-Р во время регистрации межпланетной ударной волны 14 апреля 2016 г. не превышало 2 × 10^6 км.

Таким образом, несмотря на большое расстояние между спутниками, измеренные профили потока ионов и магнитного поля оказались подобными друг другу и, следовательно, могут быть использованы для исследования структуры фронта.

Данный ударный фронт является сверхкритическим, квази-перпендикулярным, так как характеризуется следующими параметрами: альвеновское число Маха $M_A \approx 2.9$, угол $\theta_{Bn} \approx 66°$, параметр $\beta_i \approx 1.5$. Скорость распространения фронта волны V_{SH} составила ~465 км/с.

На профилях потока ионов и магнитного поля выделяется резкое изменение всех параметров в 07:30:48 UT, связанное с пересечением рампа ударной волны с временны́м размером t_1, обозначенным на рисунке серым прямоугольником и развитие за рампом интенсивных колебаний, как в потоке ионов, так и в магнитном поле с длительностью волны t_2. Горизонтальными пунктирными линиями на рис. 1 показаны средние значения магнитного поля B_1 и B_2 и потока ионов F_1 и F_2 до и за фронтом волны, а также показаны максимальные значения B_m и F_m, определяющие овершуты магнитного поля и потока ионов за ударным фронтом. Величина овершута магнитного поля характеризуется отношением: $H_m = (B_m - B_2)/B_2$ [Livesey et al., 1982]. Подобным образом можно описать величину овершута потока ионов: $H_i = (F_m - F_2)/F_2$. Величина овершута магнитного поля составила порядка 0.15, а величина овершута потока ионов составила порядка 0.19 для данного события.

Зная скорость солнечного ветра за рампом и измеренную длительность колебания t_2, можно определить пространственный размер колебаний за ударным фронтом. В данном случае длина волны колебаний за фронтом ударной волны по измерениям потока ионов совпадает с длиной волны колебаний магнитного поля и находится в диапазоне 460–480 км.

Следует отметить, что с увеличением временно́го разрешения измерений параметров плазмы и магнитного поля точность определения подобных пространственных размеров возрастает.

4. ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ОВЕРШУТА ОТ ПАРАМЕТРОВ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Для исследования зависимости величины овершута от параметров, характеризующих фронт ударной волны, было отобрано 26 случаев из 56 межпланетных ударных волн, зарегистрированных прибором БМСВ в солнечном ветре. В этих событиях наблюдался овершут как в измерениях магнитного поля, так и в потоке ионов солнечного ветра. Следует отметить, что для 21 ударной волны овершут в магнитном поле и потоке ионов не наблюдался. В двух случаях был зарегистрирован овершут только в магнитном поле, а в четырех случаях – только в потоке ионов. Кроме того, для 3-х ударных волн отсутствуют измерения магнитного поля с высоким временны́м разрешением. Зависимость величины овершута в потоке ионов от величины овершута в магнитном поле показана на рис. 2. Штриховой линией на рисунке дана аппроксимация экспериментальных значений. Видно, что экспериментальные значения могут быть удовлетворительно аппроксимированы линейной зависимостью. В среднем, чем выше овершут в магнитном поле, тем больше наблюдается овершут по потоку ионов. Большой разброс в полученных значениях может являться следствием нестационарности и реформации фронта ударной волны, проявляющихся как со временем, так и при распространении в пространстве.

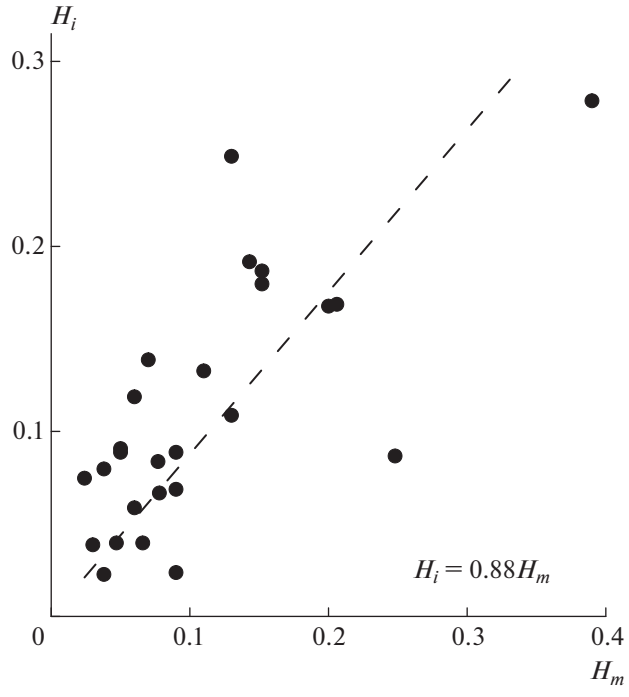


Рис. 2. Зависимость величины овершута в потоке ионов от величины овершута в магнитном поле. Прямая линия – аппроксимации экспериментальных данных.

Зависимость величины овершута в потоке ионов солнечного ветра от числа Маха представлена на рис. 3. Сплошной линией показана линейная аппроксимация экспериментальных данных. Видно, что с ростом числа Маха величина овершута, в среднем, возрастает, что подтверждает выводы работ [Livesey et al., 1982; Edmiston and Kennel, 1984; Russell et al., 1982]. Около половины овершутов в потоке ионов была зарегистрирована у межпланетных ударных волн с числами Маха, меньшими, чем значение первого критического числа Маха. Данный результат отражает тот факт, что в формирование структуры фронта ударной волны с числом Маха меньшим, чем первое критическое число Маха, вносят свой вклад отраженные ионы наряду с дисперсией косых магнитозвуковых волн.

В работе [Mellott and Livesey, 1987] было получено, что величина овершута увеличивается с ростом электронного параметра бета β_e. На рисунке 4 показана зависимость величины овершута от параметра бета β_i для нашей базы данных. В среднем, как показано на рис. 4, прослеживается тенденция к увеличению величины овершута с ростом ионного параметра бета β_i, однако разброс точек довольно большой и присутствуют выбивающиеся из зависимости точки.

Как было показано в работе [Gedalin et al., 2015], максимальная амплитуда овершута в магнитном поле определяется величиной магнитного сжатия на фронте волны. На рисунке 5*а* представлена зависимость амплитуды овершута в магнитном поле от величины магнитного сжатия по данным измерений на KA WIND. На рисунке 5*б* дана зависимость амплитуды овершута в потоке ионов от скачка плотности ионов на фронте удар-

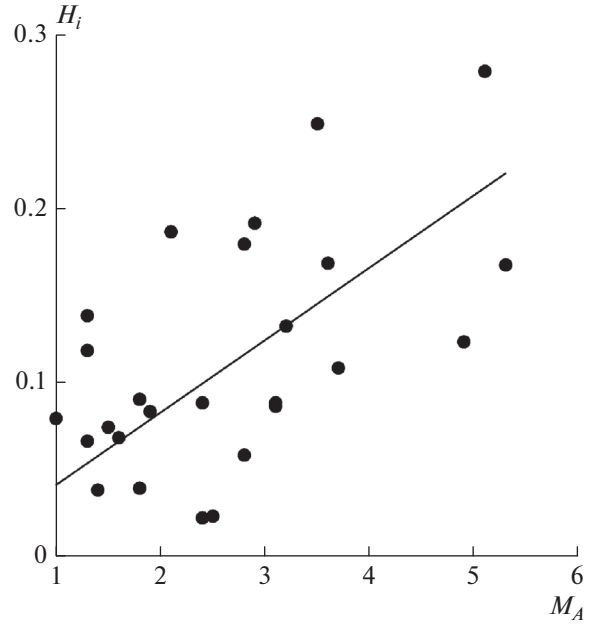


Рис. 3. Зависимость величины овершута в потоке ионов солнечного ветра от числа Маха. Прямая линия – аппроксимации экспериментальных данных.

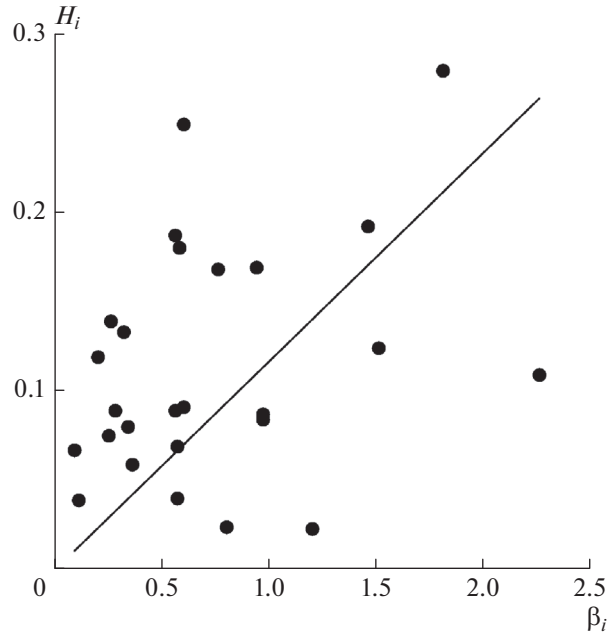


Рис. 4. Зависимость величина овершута в потоке ионов от параметра бета β_i.

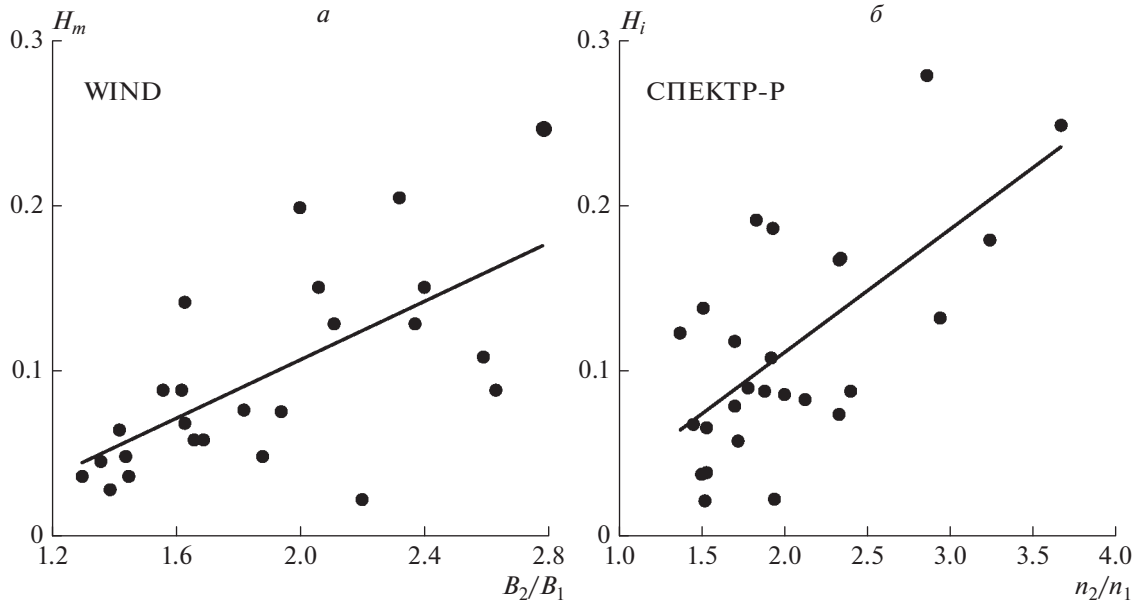


Рис. 5. Зависимость амплитуды овершута в магнитном поле от величины магнитного сжатия (панель *а*). Зависимость амплитуды овершута в потоке ионов от скачка плотности ионов на фронте ударной волны (панель *б*).

ной волны по данным прибора БМСВ. Сплошными линиями показаны линейные аппроксимации данных. В среднем, зависимость амплитуды овершута от компрессии прослеживается на обоих графиках рис. 5. Следует отметить большой разброс в данных зависимости амплитуды овершута в магнитном поле. Амплитуда овершута в потоке ионов проявляет более выраженную зависимость от скачка плотности ионов, чем амплитуда овершута в магнитном поле от величины магнитного сжатия.

5. АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ ЗА РАМПОМ МУВ

В 31 событии за рампом анализируемых межпланетных ударных волн наблюдались коррелированные, затухающие при удалении от рампа колебания в потоке ионов и магнитном поле. На рисунке 6 приведен пример наблюдения подобных колебаний за рампом квазиперпендикулярной сверхкритической ударной волны, зарегистрированной 17 сентября 2016 г. Сверху вниз показаны временны́е профили скорости, плотности, температуры протонов и потока ионов солнечного ветра, зарегистрированные на КА СПЕКТР-Р (панели *а*–*г*) и профили магнитного поля, зарегистрированные на КА DSCOVR (панели *д*–*е*). Временно́е разрешение измерений параметров плазмы составляло 0.031 с, в то время как измерения магнитного поля проводились с частотой 50 Гц. Данные измерений на КА DSCOVR были сдвинуты на 3580.8 с для совпадения с данными измерений на КА СПЕКТР-Р. Фронт ударной волны характеризовался следующими параметрами: альвеновское число Маха $M_A \approx 4.9$, угол $\theta_{Bn} \approx 82°$, $\beta_i \approx 1.5$. Скорость распространения фронта волны составила 472 км/с.

На профилях параметров плазмы солнечного ветра и модуля магнитного поля выделяется резкое возрастание в 09:18:16 UT, связанное с пересечением рампа, за которым сразу начинаются колебания. Длина волны колебаний по плазменным данным составляет ~227 км, по магнитным измерениям ~235 км. Таким образом, длина волны колебаний за рампом, определенная по измерениям плазмы солнечного ветра, хорошо совпадает с длиной волны колебаний магнитного поля. Несмотря на значительное расстояние между спутниками, измеренные профили скорости, температуры, плотности, потока ионов и магнитного поля оказались схожими между собой. Следует отметить, что колебания в плазме солнечного ветра и в магнитном поле затухают примерно одновременно в 09:18:30 UT.

Для всех ударных волн с колебаниями за рампом был выполнен частотный анализ измерений и определены длины волн колебаний, как по потоку ионов, так и по магнитному полю. Зависимость длины волны колебаний потока ионов от длины волны колебаний магнитного поля за рампом ударной волны дана на рис. 7*а*. Из рисунка 7*а* следует, что длина волны колебаний за рампом, определенная по измерениям потока ионов, в среднем, совпадает с длиной волны колебаний магнитного поля, что подтверждает, что эти колебания являются одинаковыми и имеют один и тот же источник генерации – рамп.

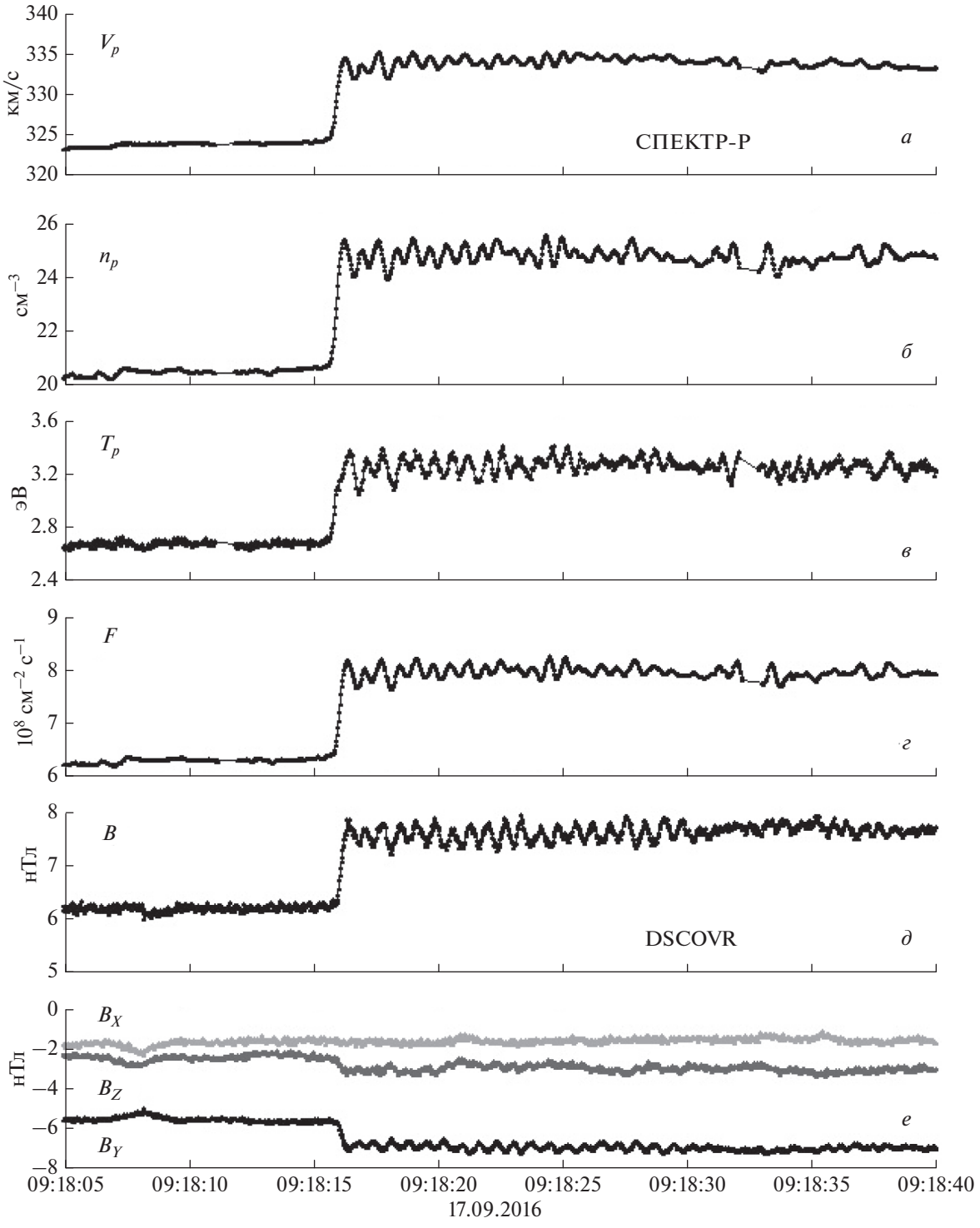


Рис. 6. Временны́е профили скорости, плотности, температуры и потока ионов солнечного ветра (панели *а*–*г*), зарегистрированные на КА СПЕКТР-Р (панели *а*–*г*) и магнитного поля, зарегистрированные на КА DSCOV*R* (панели *д*–*е*) 17 сентября 2016 г.

Зависимость оценки длины волны колебаний за ударным фронтом от гирорадиуса ионов показана на рис. 7*б*. В среднем, как показано на рис. 7*б*, прослеживается тенденция к увеличению длины волны колебаний в области овершута с ростом величины гирорадиуса захваченных ионов, как было получено в работах [Bale et al., 2005; Бородкова и др., 2020].

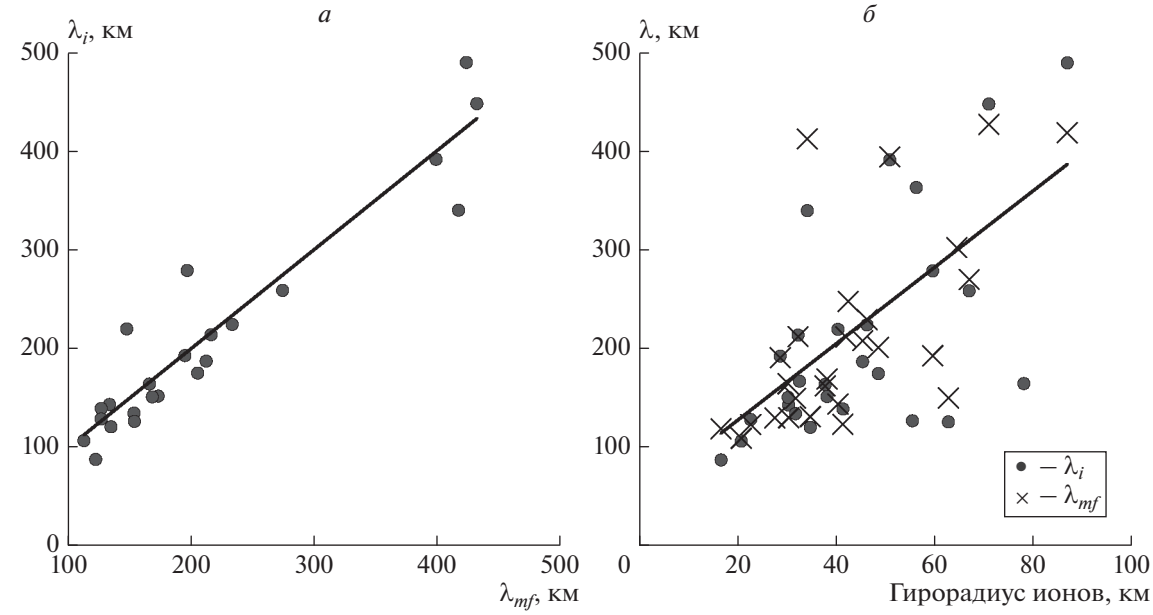


Рис. 7. Зависимость длины волны колебаний потока ионов от длины волны колебаний магнитного поля (панель *а*). Зависимость длины волны колебаний от гирорадиуса ионов (панель *б*). Крестиками показаны величины для магнитного поля, точками – для потока ионов.

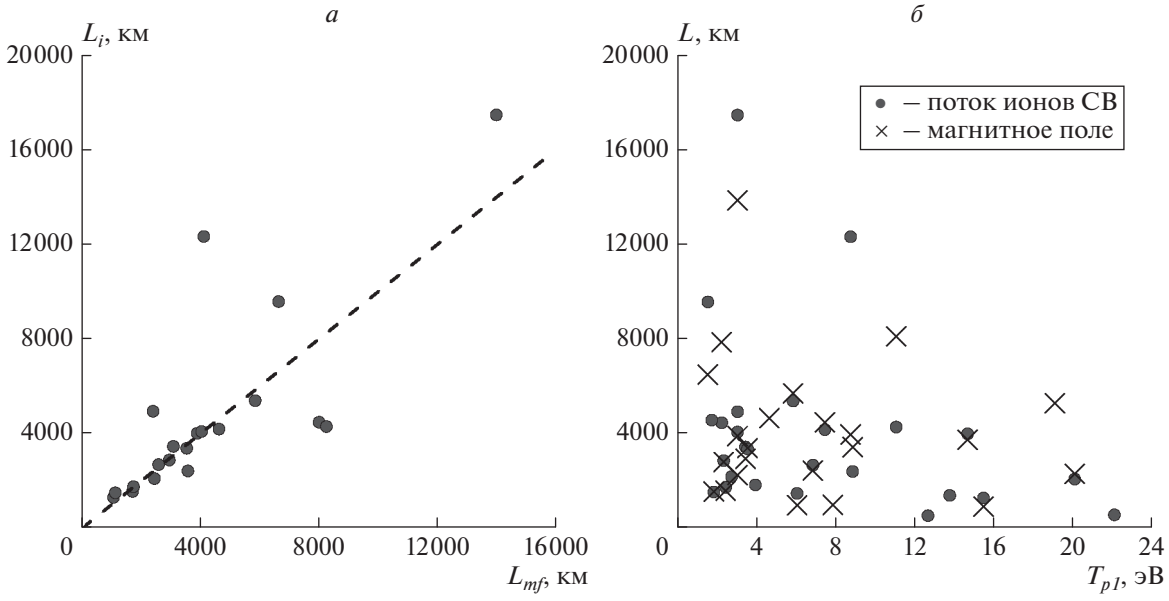


Рис. 8. Зависимость масштаба области затухания колебаний, определенного по магнитному полю, от размера области затухания колебаний, оцененному по параметрам плазмы (панель *а*). Зависимость размера области затухания колебаний от температуры протонов невозмущенного солнечного ветра T_{p1} (панель *б*). Различными символами показаны оценки протяженности областей затухания колебаний, сделанные по наблюдавшимся вариациям в магнитном поле и в потоке ионов.

Зная время затухания колебаний и скорость солнечного ветра за рампом ударной волны, можно определить пространственный масштаб области затухания колебаний, что и было сделано для всех анализируемых ударных волн. На рисунке 8*а* показана зависимость масштаба области затухания колебаний, определенного по магнитному полю, от размера области затухания колебаний, оцененному по параметрам плазмы. Пунктирная прямая соответствует зависимости $y = x$. Видно, что для большей части событий размеры области затухания колебаний за рампом, определенные

по параметрам плазмы на КА СПЕКТР-Р, совпадают с размерами области затухания колебаний, определенными по магнитному полю на КА WIND. Существующий разброс в значениях указывает на проявление нестационарности фронта ударной волны и процессов, с ним связанных.

В работах [Gedalin et al., 2015, 2020] был сделан вывод о том, что скорость затухания колебаний за рампом волны связана с температурой протонов перед рампом: чем выше температура, тем больше скорость затухания колебаний. Зависимость размера области затухания колебаний от температуры протонов невозмущенного солнечного ветра T_{p1} представлена на рис. 8*б*. Различными символами показаны оценки протяженности областей затухания колебаний, сделанные по наблюдавшимся вариациям в магнитном поле и в потоке ионов. С одной стороны, как следует из рис. 8*б*, самые протяженные области затухания колебаний наблюдались при небольшой температуре протонов T_{p1}. В среднем, прослеживается тенденция к увеличению области затухания колебаний с уменьшением температуры протонов T_{p1}. С другой стороны, довольно большой разброс точек не позволяет с уверенностью утверждать о выявленной зависимости скорости затухания колебаний за рампом ударной волны от температуры протонов невозмущенного солнечного ветра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным прибора БМСВ, установленного на спутнике СПЕКТР-Р, дополненных измерениями магнитного поля на KA WIND и DSCOVR, был проведен анализ связи основных параметров, характеризующих фронт ударной волны, с образованием овершута. Для этого были выделены 26 межпланетных ударных волн, в структуре фронта которых наблюдался овершут в измерениях магнитного поля и потока ионов солнечного ветра. Все ударные волны, кроме одной, были квази-перпендикулярными, имели числа Маха M_A в интервале значений от ~1.1 до 5.3, и параметр бета β_i в диапазоне значений от ~0.09 до 2.3. Для всех ударных волн была сделана оценка величины овершута, как в магнитном поле, так и в потоке ионов, аналогично тому, как это было сделано в работах [Livesey et al., 1982; Бородкова и др. 2020]. Было показано, что в среднем, чем выше величина овершута в магнитном поле, тем больше наблюдается овершут по потоку ионов.

Получено, что с ростом числа Маха величина овершута в потоке ионов, в среднем, возрастает. Этот вывод совпадает с выводами, сделанными в работах [Livesey et al., 1982; Russell et al., 1982; Edmiston and Kennel, 1984; Farris et al., 1993]. Около половины овершутов в потоке ионов солнечного ветра наблюдались у межпланетных ударных волн с числами Маха, меньшими, чем значение первого критического числа Маха, что указывает на присутствие отраженных ионов, вносящих свой вклад в структуру фронта ударной волны наряду с дисперсией косых магнитозвуковых волн.

Зависимость величины овершута в потоке ионов от параметра бета β_i надежно подтвердить не удалось для нашей базы данных. В среднем, прослеживается тенденция к увеличению величины овершута с ростом параметра бета β_i, однако разброс точек довольно большой.

Получена зависимость максимальной величины овершута в потоке ионов от магнитного сжатия на фронте ударной волны, что соответствует выводам в работы [Gedalin et al., 2015]. Найдено, что амплитуда овершута в потоке ионов солнечного ветра увеличивается с ростом скачка плотности ионов на фронте ударной волны, причем амплитуда овершута в потоке ионов проявляет более выраженную зависимость от скачка плотности ионов, нежели амплитуда овершута в магнитном поле от величины магнитного сжатия.

Таким образом, на формирование и величину амплитуды овершута в структуре фронта ударной волны оказывают существенное влияние угол между нормалью к фронту ударной волны и вектором магнитным полем перед фронтом, число Маха, магнитная и плазменная компрессия на фронте волны.

За фронтом ударных волн наблюдались коррелированные, затухающие при удалении от рампа, колебания потока ионов и магнитного поля, имеющие свойства, присущие сверхкритическим ударным волнам. Длина волны колебаний, определенная по измерениям потока ионов, в среднем, совпала с длиной волны колебаний магнитного поля, что подтверждает, что эти колебания являются одинаковыми и имеют один и тот же источник генерации – рамп. Эти колебания формируются двумя популяциями ионов: втекающим солнечным ветром и пучком отраженных вращающихся ионов, которые, постепенно двигаясь по спирали, перемешиваются и формируют нагретую плазму за ударным фронтом [Omidi et al., 2005].

Получено, что пространственный масштаб области затухания колебаний, определенный по магнитному полю на КА WIND, совпадает с размером области затухания колебаний, определенным по параметрам плазмы на КА СПЕКТР-Р для большей части событий. Колебания потока ионов и магнитного поля могут затухать на масштабах вплоть до $\sim 130\omega_{pi}$. Разброс в значениях появляется при существенном возрастании размеров области затухания колебаний. Таким образом, длина волны колебаний, определенная по магнитному полю на КА WIND, в среднем, совпадает с длиной волны колебаний, определенной

по потоку ионов на КА СПЕКТР-Р, а протяженности области затухания колебаний различаются при существенном возрастании их размеров.

Обнаружена корреляция между оценкой длины волны колебаний и ионным гирорадиусом. Подобная зависимость длины волны колебаний от гирорадиуса захваченных ионов свидетельствует в пользу интерпретации, предложенной, например, в работах [Omidi et al., 2005; Balikhin et al., 2008].

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность NASA CDAWeb (*the Coordinated Data Analysis Web* (https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov)) и NOAA (https://www.ngdc.noaa.gov/dscovr) за возможность использования данных о параметрах плазмы и магнитного поля, измеренных на космических аппаратах WIND, DSCOVR.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 19-02-00177.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Бородкова Н.Л., Сапунова О.В., Еселевич В.Г., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И.* Сравнение магнитных и плазменных овершутов межпланетных ударных волн // Космич. исслед. Т. 58. № 6. С. 1–10. 2020. https://doi.org/10.31857/S0023420620060011

– *Еселевич М.В., Еселевич В.Г.* Фрактальная структура гелиосферного плазменного слоя на орбите Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 3. С. 347–358. 2005.

– *Еселевич В.Г., Бородкова Н.Л., Еселевич М.В., Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З., Прех Л.* Тонкая структура фронта межпланетной ударной волны по измерениям потока ионов солнечного ветра с высоким временны́м разрешением // Космич. исслед. Т. 55. № 1. С. 32–47. 2017. https://doi.org/10.7868/S0023420617010034

– *Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др.* Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // Космич. исслед. Т. 51. № 2. С. 88–99. 2013. https://doi.org/10.1134/S0010952513020081

– *Bale S.D., Balikhin M.A., Horbury T.S. et al.* Quasi-perpendicular shock structure and processes // Space Sci. Rev. V. 118. P. 161–203. 2005. https://doi.org/10.1007/s11214-005-3827-0

– *Balikhin M.A., Zhang T.L., Gedalin M., Ganushkina N.Y., Pope S.A.* Venus Express observes a new type of shock with pure kinematic relaxation // Geophys. Res. Lett. V. 35. L01103. 2008. https://doi.org/10.1029/2007GL032495

– *Borodkova N.L., Eselevich V.G., Zastenker G.N., Sapunova O.V., Yermolaev Yu.I., Šafránková J., Němeček Z., Přech L.* Fine structure of interplanetary shock front – results from BMSW experiment with high time resolution // J. Geophys. Res. V. 124. 2019. https://doi.org/10.1029/2018JA026255

– *Burgess D., Wilkinson W.P., Schwartz S.J.* Ion distributions and thermalization at perpendicular and quasi-perpendicular supercritical collisionless shocks // J. Geophys. Res. V. 94. P. 8783. 1989. https://doi.org/10.1029/JA094iA07p08783

– *Dimmock A.P., Russell C.T., Sagdeev R.Z. et al.* Direct evidence of nonstationary collisionless shocks in space plasmas // Sci. Adv. V. 5: eaau9926. 27 February 2019. https://doi.org/10.1126/sciadv.aau9926

– *Edmiston J.P., Kennel C.F.* A parametric survey of the first critical Mach number for a fast MHD shock // J. Plasma Physics. V. 32. № 3. P. 429–441. 1984.

– *Farris M.H., Russell C.T., Thomsen M.F.* Magnetic structure of the low beta, quasi-perpendicular shock // J. Geophys. Res. V. 98. P. 15285–15294. 1993.

– *Formisano V.* Collisionless shock waves in space and astrophysical plasmas / Proc. ESA Workshop on Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics. V. ESA SP-235 P. 83. 1985.

– *Gedalin M., Friedman Y., Balikhin M.* Collisionless relaxation of downstream ion distributions in low-Mach number shocks // Phys. Plasmas. V. 22. 072301. 2015. https://doi.org/10.1063/1.4926452

– *Gedalin Michael, Zhou Xiaoyan, Russell Christopher T., Angelopoulos Vassilis.* Overshoot dependence on the cross-shock potential // Ann. Geophys. V. 38. P. 17–26. 2020. https://doi.org/10.5194/angeo-38-17-2020

– *Gingell I., Schwartz S.J., Burgess D. et al.* MMS observations and hybrid simulations of surface ripples at a marginally quasi-parallel shock // J. Geophys. Res. V. 77. P. 11003–11017. 2017. https://doi.org/10.1002/2017JA024538

– *Johlander A., Schwartz S.J., Vaivads A. et al.* Rippled quasiperpendicular shock observed by the Magnetospheric Multiscale Spacecraft // Phys. Rev. Lett. V. 117. 165101. 2016. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.165101

– *Kajdič P., Preisser L., Blanco-Cano X., Burgess D., Trotta D.* First observations of irregular surface of interplanetary shocks at ion scales by Cluster // The Astrophys. J. Lett. 874:L13 (11pp). 2019.

– *Kennel C.F., Edmiston J.P., Haeda T.* A quarter century of collisionless shock research / In R.G. Stone & B.T. Tsurutany (Eds.), Collisionless Shocks in Heliosphere: A Tutorial Review. Geophysical Monograph Series (V. 34, P. 1–36). Washington, DC: American Geophysical Union. 1985.

– *Krasnoselskikh V., Balikhin M., Walker S.N. et al.* The Dynamic quasiperpendicular shock: Cluster discoveries // Space Sci. Rev. V. 178. Issue 2–4. P. 535–598. 2013.

– *Lepping R.P., Acuna M.H., Burlaga L.F., Farrell W.M., Slavin J.A., Schatten K.H., Mariani F., Ness N.F., Neubauer F.M., Whang Y.C.* The WIND Magnetic Field Investigation // Space Sci. Rev. V. 71. P. 207. 1995.

– *Leroy M.M., Goodrich C.C., Winske D., Wu C.S., Papadopoulos K.* The structure of perpendicular bow shocks // J. Geophys. Res. V. 87. P. 5081–5094. 1982.

– *Livesey W.A., Kennel C.F., Russell C.T.* ISEE-1 and -2 observations of magnetic field strength overshoots in quasi-perpendicular bow shocks // Geophys. Res. Lett. V. 9. P. 1037–1040. 1982.

– *Matthaeus W.H., Weygand J.M., Dasso S.* Ensemble space-time correlation of plasma turbulence in the solar wind // Phys. Rev. Lett. V. 116. 245101. 2016.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.245101

– *Mazelle C., Lembége B., Morgenthaler A., Meziane K., Horbury T.S., Génot V., Lucek E.A., Dandouras I.* Self-reformation of the quasi-perpendicular shock: Cluster observations / AIP Conference Proceedings. 1216. P. 471–474. 2010.
https://doi.org/10.1063/1.3395905

– *Mellott M.M., Greenstadt E.W.* The structure of oblique subcritical bow shocks: ISEE-1 and 2 observations // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 2151–2161.

– *Mellott M.M., Livesey W.A.* Shock overshoots revisited // J. Geophys. Res. V. 92. P. 13661–13665. 1987.

– *Nemecek Z., Safrankova J., Goncharov O., Prech L., Zastenker G.* Ion scales of quasi-perpendicular low-Mach-number interplanetary shocks // Geophys. Res. Lett. V. 40. P. 4133–4137. 2013.
https://doi.org/10.1002/grl.5081

– *Ofman L., Balikhin M., Russell C.T., Gedalin M.* Collisionless relaxation of ion distributions downstream of laminar quasi-perpendicular shocks // J. Geophys. Res. V. 114. A09106. 2009.
https://doi.org/10.1029/2009JA014365

– *Omidi N., Blanco-Cano X., Russell C.T.* Macrostructure of collisionless bow shocks: 1. Scale lengths // J. Geophys. Res. V. 110. A12212. 2005.
https://doi.org/10.1029/2005JA011169

– *Ramírez Vélez J.C., Blanco-Cano X., Aguilar-Rodriguez E., Russell C.T., Kajdič P., Jian L.K., Luhmann J.G.* Whistler waves associated with weak interplanetary shocks // J. Geophys. Res. V. 117. A11103. 2012.
https://doi.org/10.1029/2012JA017573

– *Russell C.T., Greenstadt E.W.* Initial ISEE magnetometer results – shock observation // Space Sci. Rev. V. 23. P. 3–37. 1979.

– *Russell C.T., Hoppe M.M., Livesey W.A.* Overshoots in planetary bow shocks // Nature. V. 296. P. 45–48. 1982.

– *Russell C.T., Jian L.K., Blanco-Cano X., Luhmann J.G.* STEREO observations of upstream and downstream waves at low Mach number shocks // Geophys. Res. Lett. V. 36. 03106. 2009.
https://doi.org/10.1029/2008GL036991

– *Safrankova J., Nemecek Z., Prech L. et al.* Fast Solar Wind Monitor (BMSW): description and first results // Space Sci. Rev. V. 175. P. 165–182. 2013.
https://doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4

– *Sckopke N., Paschmann G., Bame S.J., Gosling J.T., Russell C.T.* Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock-specularly and non-specularly reflected-gyrating ions // J. Geophys. Res. V. 88. P. 6121–6136. 1983.
https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00106-B

– *Scudder J.D., Mangeney A., Lacombe C., Harvey C.C. Aggson T.L., Anderson R.R., Gosling J.T., Paschmann G., Russell C.T.* The resolved layer of a collisionless, high beta, supercritical, quasi-perpendicular shock wave: 1. Rankine-Hugoniot geometry, currents, and stationarity // J. Geophys. Res. V. 91. P. 11019–11052. 1986.
https://doi.org/10.1029/JA091iA10p11019

– *Weygand J.M., Matthaeus W.H., Kivelson M.G., Dasso S.* Magnetic correlation functions in the slow and fast solar wind in the Eulerian reference frame // J. Geophys. Res. V. 118. P. 3995–4004. 2013.
https://doi.org/doi:10.1002/jgra.50398

– *Wilson L.B., Koval A., Szabo A. et al.* Observations of electromagnetic whistler precursors at supercritical interplanetary shocks // Geophys. Res. Lett. V. 39. L08109. 2012.
https://doi.org/10.1029/2012GL051581

– *Wilson L.B., Koval A., Szabo A., Stevens M.L., Kasper J.C., Cattell C.A., Krasnoselskikh V.V.* Revisiting the structure of low-Mach number, low-beta, quasi-perpendicular shocks // J. Geophys. Res. V. 122. № 9. P. 9115–9133. 2017.
https://doi.org/10.1002/2017JA024352

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 572–582

УДК 524.1-352

ФОРБУШ-ЭФФЕКТЫ, СОЗДАННЫЕ ВЫБРОСАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕЩЕСТВА С МАГНИТНЫМИ ОБЛАКАМИ

© 2021 г. М. А. Абунина[1, *], А. В. Белов[1], Н. С. Шлык[1], Е. А. Ерошенко[1], А. А. Абунин[1], В. А. Оленева[1], И. И. Прямушкина[1], В. Г. Янке[1]

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

*e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.
После доработки 20.04.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Изучается влияние магнитных облаков на вариации плотности космических лучей, регистрируемые нейтронными мониторами. Из данных о 252 Форбуш-эффектах, обусловленных межпланетными возмущениями, содержащими магнитные облака, выделяются статистические закономерности и характерные особенности таких событий. Обсуждается поведение основных параметров солнечного ветра, космических лучей и геомагнитной активности во время прохождения магнитных облаков мимо Земли, а также характерные особенности внутренней структуры магнитных облаков. Было показано, что вариации космических лучей тесно связаны с максимальными параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля внутри магнитных облаков. Установлено, что по распределению времени максимальных параметров солнечного ветра чаще всего максимальная скорость внутри магнитного облака регистрируется в начале, а максимальное значение межпланетного магнитного поля – как в начале, так и в середине события. Также получено, что существует достаточно тесная корреляция вариаций плотности космических лучей в магнитном облаке с его размером, выраженным в гирорадиусах.

DOI: 10.31857/S0016794021050023

1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-эффекты (ФЭ) – это изменения плотности и анизотропии космических лучей (КЛ) в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра. Впервые они были отмечены как эффекты понижения интенсивности космических лучей, совпадающие с геомагнитными бурями, в 1937 г. американским физиком Форбушем [Forbush, 1937, 1938] и названы его именем. Существуют два основных типа возмущений солнечного ветра, которые модулируют космические лучи, создавая ФЭ: рекуррентные и спорадические. К первым относятся вращающиеся вместе с Солнцем высокоскоростные потоки плазмы из корональных дыр, [например, Richardson, 2018 и ссылки там]; ко вторым – межпланетные корональные выбросы массы (*ICMEs – Interplanetary Coronal Mass Ejections*) [Cane, 2000; Belov, 2009; Dumbovíc et al., 2020; Papaioannou et al., 2020 и ссылки в них]. Форбуш-эффекты часто начинаются с прихода к Земле ударной волны, предшествующей *ICME*, и интенсивность галактических КЛ может дополнительно снижаться внутри выброса.

В *ICME* могут присутствовать магнитные облака (МО) – определенный тип межпланетного выброса корональной массы, обладающий рядом характеристик, среди которых наиболее значимыми являются сильное магнитное поле, плавное вращение его компонент на большие углы и пониженная температура. Также из-за большой величины магнитного поля и низких протонных температур МО свойственны низкие значения плазменной бета ($\beta < 1$) [Burlaga et al., 1981, 1982; Klein and Burlaga, 1982; Gosling et al., 1990].

Проведенные ранее исследования МО показали, что в силу своих особенностей они оказывают значительное влияние на магнитное поле Земли, вызывая возмущения – магнитные бури разной величины [Zhang and Burlaga, 1988; Gosling et al., 1991; Gopalswamy et al., 2015]. На данный момент существуют несколько моделей, описывающих внутреннюю структуру магнитного поля в МО [Klein and Burlaga, 1982; Goldstein, 1983; Lepping et al., 1990], а также современные дополнения и уточнения, представленные в работах [Lynch et al., 2003; Lepping et al., 2020; Petukhova et al., 2020], выделены различные типы МО в зависимости от расположения его оси и границ [Bothmer and Schwenn, 1994, 1998; Mulligan et al., 1998]. Исследованы различные параметры МО, например,

стабильность, взаимодействия с солнечным ветром и особенности распространения в межпланетной среде, существование связи с солнечными циклами, влияние на геомагнитную обстановку на Земле и др. [Echer et al., 2005; Huttunen et al, 2005; Marubashi and Lepping, 2007; Ruffenach et al., 2015; Li et al., 2018].

Многие авторы также рассматривали вопрос о влиянии магнитных облаков на модуляцию космических лучей. Есть работы, в которых авторы отмечают, что роль МО в образовании ФЭ довольно незначительна [например, Lockwood et al., 1991], но если магнитному облаку предшествовала ударная волна, или оно было связано с выбросом типа гало, то эффект его влияния на модуляцию КЛ был заметен [например, Badruddin et al., 1986; Parnahaj and Kudela, 2015]. Другие исследователи отмечают, что межпланетные выбросы корональной массы, содержащие магнитные облака, значительно эффективнее модулируют космические лучи [Zhang and Burlaga, 1988; Burlaga, 1991; Richardson and Cane, 2011; Kumar and Badruddin, 2014; Белов и др., 2015; Masías-Meza et al., 2016].

Настоящая работа направлена на изучение влияния МО на вариации плотности космических лучей, регистрируемые наземными детекторами – сетью нейтронных мониторов (НМ) – и выделение статистических закономерностей, а также характерных особенностей МО на большом числе событий.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В данной работе мы объединили несколько существующих списков магнитных облаков, взятые из статей [Lynch et al., 2003; Huttunen et al., 2005; Marubashi, Lepping, 2007; Gopalswamy et al., 2010; Richardson, Cane, 2010a; Kim et al., 2013] и он-лайн каталогов (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), чтобы изучить некоторые статистические зависимости.

Из указанных выше источников было получено 252 МО за период с 1995 по 2019 г. Каждое из выделенных магнитных облаков было частью выброса корональной массы, в результате влияния которого был зарегистрирован ФЭ в данных НМ. Данные по ФЭ и всем сопутствующим параметрам солнечного ветра (скорость, плотность, температура, плазменная бета и др.), межпланетного магнитного поля (ММП), космических лучей и геомагнитной активности были включены в базу данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*FEID – Forbush Effects and Interplanetary Disturbances*, (http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html)), созданную в ИЗМИРАН. Параметры солнечного ветра (СВ) и ММП взяты из базы данных OMNI (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/), список *SSC* из (http://isgi.unistra.fr/datadownload.php), данные корональных выбросов массы из (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CMElist/). Данные по геомагнитной активности брались из (ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/) и (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html). Параметры КЛ (вариации плотности, составляющие векторной анизотропии) рассчитывались методом глобальной съемки (*GSM – Global Survey Method*, [Белов и др., 2018]) по данным мировой сети нейтронных мониторов *(NMDB – Neutron Monitor Data Base*, (http://www01.nmdb.eu/)) для частиц с жесткостью 10 ГВ. Список исследуемых Форбуш-эффектов с различными параметрами, в том числе рассчитанными для магнитных облаков, можно найти в (http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/mc/list_mc_252.pdf).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Приведем пример Форбуш-эффекта, связанного с магнитным облаком. На рисунке 1 показано поведение основных параметров солнечного ветра, космических лучей и геомагнитной активности в период прохождения магнитного облака мимо Земли.

На верхней панели рис. 1 приведены изменения скорости солнечного ветра (правая шкала, верхняя светло-серая кривая), модуля и компонент межпланетного магнитного поля (левая шкала, темно-серая сплошная кривая – общее поле (*B*), ромбы – *Bz*-компонента, треугольники вверх – *Bx*, треугольники вниз – *By*-компонента); на второй панели приведены данные температуры (правая шкала, крестики) и плотности (левая шкала, кружки) СВ; на третьей панели – плазменная бета (правая шкала, треугольники вверх) и температурный индекс (левая шкала) [Мелкумян и др., 2020; Melkumyan et al., 2021]; на четвертой панели построены вариации плотности (левая шкала, верхняя кривая, A_0) и экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ (правая шкала, столбики); на нижней панели показано поведение геомагнитных индексов (*Dst* и *Kp*). Толстой вертикальной светло-серой прямой (*SC*) обозначено время регистрации *SSC*, закрашенная серая область – время прохождения магнитного облака, тонкой серой прямой (ons) указано начало следующего события в *FEID*.

На рисунке 1 показаны некоторые параметры, используемые в данной работе. На верхней панели стрелками указаны моменты регистрации максимальных значений скорости солнечного ветра в межпланетном возмущении (V_{max}) и внутри магнитного облака ($V_{max}MC$) и индукции ММП внут-

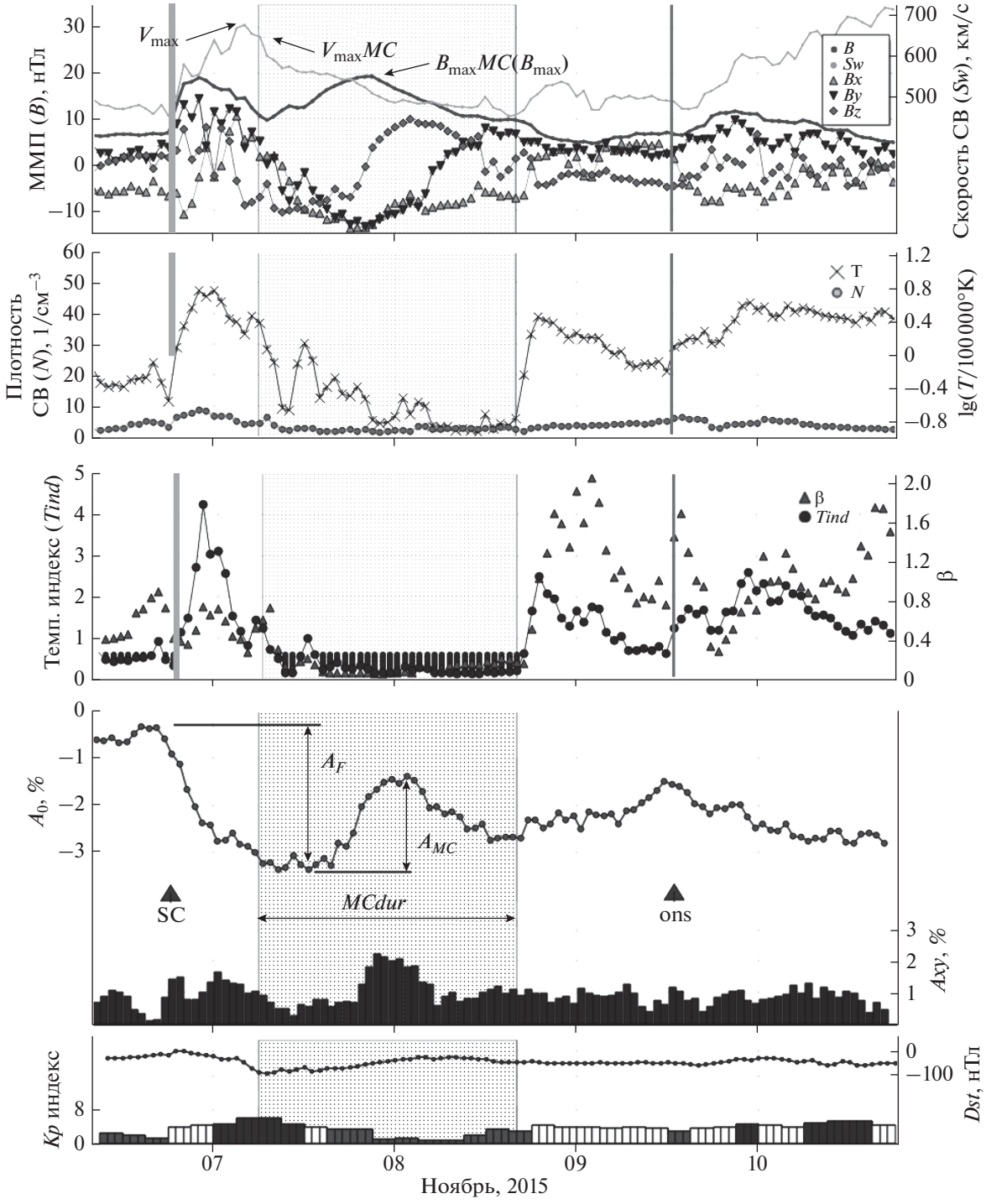


Рис. 1. Поведение основных параметров солнечного ветра, космических лучей и геомагнитной активности во время прохождения магнитного облака мимо Земли 7–8 ноября 2015 г.

ри МО ($B_{max}MC$), которое в данном случае является и максимальным значением ММП для всего события. На четвертой панели указаны величина Форбуш-эффекта (A_F), амплитуда вариаций КЛ внутри МО (A_{MC}) и продолжительность МО в часах (*MCdur*). Отметим, что мы не определяем самостоятельно продолжительность магнитного облака, а используем то значение, которое указано в списках магнитных облаков, перечисленных в разделе Данные и методы. Для Форбуш-эффектов трудно определить момент, когда они заканчиваются. Если бы можно было наблюдать один

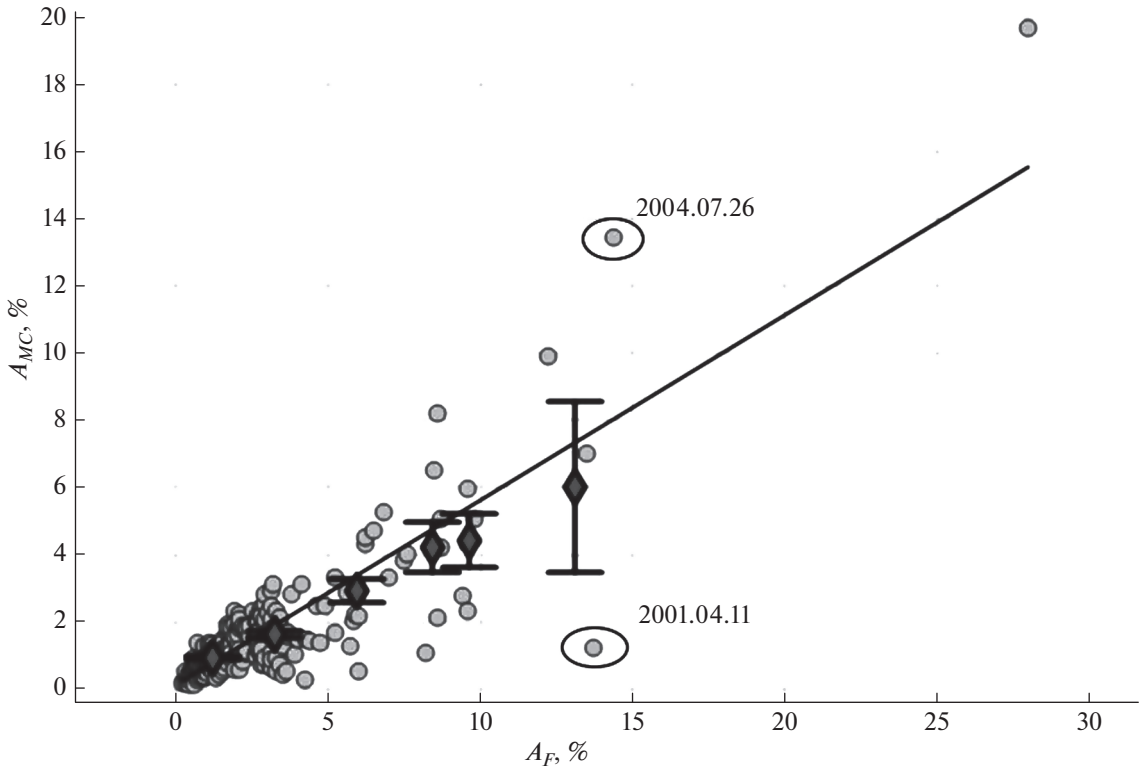


Рис. 2. Связь величины Форбуш-эффекта (A_F) с величиной вариаций КЛ внутри магнитного облака (A_{MC}).

ФЭ с начала до конца, то он мог бы продолжаться и несколько недель. Но обилие межпланетных возмущений обычно не позволяет наблюдать ФЭ до конца, поэтому окончание Форбуш-эффекта чаще всего совпадает с началом следующего межпланетного возмущения. Началом события обычно считается регистрация *SSC* или (в отсутствие *SSC*) резкие изменения основных параметров межпланетной среды (скорости солнечного ветра и/или ММП) или космических лучей.

Как видно из рис. 1, основные особенности магнитного облака явно выражены во всех приведенных параметрах: общее магнитное поле облака достаточно высокое ($B_{\max}$ = 19.4 нТл), вектор поля плавно вращается на большой угол (верхняя панель); скорость плавно падает на протяжении всего МО; зарегистрированы низкие значения плазменной бета (третья панель); температурный индекс также значительно ниже единицы, что согласно [Мелкумян и др., 2020; Melkumyan et al., 2021] является явным признаком МО. В магнитных облаках с максимумом поля в середине облака довольно часто в вариациях КЛ внутри МО наблюдается локальный максимум КЛ, как в приведенном на рисунке примере. Подробно поведение КЛ внутри магнитных облаков мы предполагаем рассмотреть и проанализировать в следующих работах.

3.1. Вклад магнитных облаков в величину Форбуш-эффектов

Рассмотрим соотношение величины вариаций КЛ внутри МО (A_{MC}) и общей величины ФЭ (A_F). На рисунке 2 представлены результаты. Из рисунка видно, что связь между амплитудой Форбуш-эффекта и вариациями плотности КЛ внутри МО существует ($r = 0.86 \pm 0.03$). Также можно заключить, что вклад МО в амплитуду ФЭ – значителен в большинстве случаев, примерно 60% вариаций КЛ регистрируются внутри МО. Но есть события с гораздо бо́льшим вкладом, например ФЭ 26.07.2004 г., в котором общая величина составила A_F = 14.4%, а вариации внутри МО A_{MC} = 13.4%, что в процентном соотношении составляет ~93%.

Так же на рисунке выделена выпадающая точка, которая относится к событию 11.04.2001 г. В нем вклад МО в амплитуду ФЭ достаточно мал (менее 10%) относительно общей величины (A_F = = 13.7%, A_{MC} = 1.22%). Данное событие рассматривалось несколькими авторами, например, [Sun et al., 2002; Kuwabara et al., 2009]) и были описаны его отличия от подобных корональных выбросов с МО, как по части геоэффективности, так и нетипичного поведения космических лучей из-за особенностей расположения магнитной структуры и прохождения вблизи Земли. Следует обра-

тить внимание на то, что при примерно одинаковых величинах ФЭ (A_F) в выделенных аномальных событиях, вклад МО в величину ФЭ отличается почти в 10 раз.

Таким образом, вклад МО в общую величину ФЭ существенен и является основным. Полученные здесь результаты, скорее нижняя оценка влияния МО, т.к. понятно, что механизм ФЭ связан с расширением МО, и их вклад в ФЭ не ограничивается той вариацией, которая наблюдается внутри МО.

Выводы о слабом влиянии МО, к которым пришли некоторые авторы, например, [Lockwood et al., 1991], по-видимому, обусловлены не только причинами, связанными с качеством исходных данных, не освобожденных от влияния анизотропии КЛ, но и малым числом исследуемых событий и используемых детекторов. Не менее важно и то обстоятельство, что в некоторых МО вместо понижения плотности наблюдается ее возрастание [Белов и др., 2015].

3.2. Поведение основных параметров солнечного ветра внутри МО

Мы рассмотрели, как связаны основные параметры солнечного ветра во всем межпланетном возмущении и в самом магнитном облаке. На рисунке 3 приведены соотношения максимальных значений скорости (рис. 3*а*) и поля (рис. 3*б*) во всем межпланетном возмущении и в самом магнитном облаке.

Из рисунка 3 видно, что связь между максимальными значениями скорости солнечного ветра и ММП внутри МО и во всем межпланетном возмущении очень тесная ($r(V) = 0.96 \pm 0.02$, $r(B) = 0.89 \pm 0.03$), а во многих случаях – максимальные величины наблюдаются именно внутри МО (точки, лежащие на биссектрисе). Это свидетельствует о том, что параметры МО являются основными и определяющими, т.е. если корональный выброс имеет высокую скорость, то и все межпланетное возмущение, включающее МО, достаточно высокоскоростное. Отметим, что данные о скорости солнечного ветра 29 и 30 октября 2003 г. ($V_{max} > 1500$ км/с), которые используются на рис. 3*а* и далее, получены по спектру ионов *He*++, измеренному прибором SWICS на борту космического корабля ACE, и взяты нами из работы [Panasuk et al., 2004].

Точки выше биссектрисы – это события, в которых в конце МО начиналось следующее межпланетное возмущение, набегающее на первое. В базе данных FEID параметры ФЭ и межпланетного возмущения считаются до начала следующего события, а параметры в МО считаются на протяжении всего МО. Таким образом, если в конце еще не закончившегося МО начинается новое событие, т.е. регистрируется приход нового межпланетного возмущения, то параметры ФЭ считаются не до конца МО, а до момента регистрации нового *SSC* или резких изменений скорости СВ и/или индукции ММП (т.е. начала следующего межпланетного возмущения).

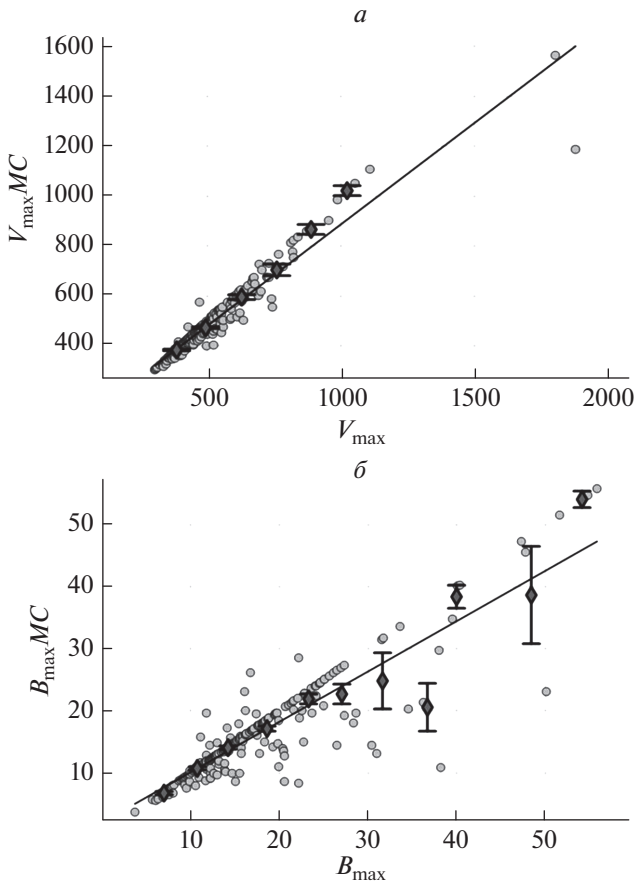


Рис. 3. Связь максимальной величины скорости солнечного ветра – (*а*) и межпланетного магнитного поля – (*б*) во всем межпланетном возмущении и внутри магнитного облака.

Далее мы рассмотрели время положения максимальных значений основных параметров СВ внутри магнитных облаков. Мы определили эти временны*е* параметры в процентах от продолжительности, а не в часах, поэтому можем сравнивать все МО, любой длительности. На рисунке 4 приведены гистограммы распределения времени максимальных значений скорости (рис. 4*а*) и поля (рис. 4*б*) внутри МО.

По распределению времени достижения максимальных значений параметров солнечного ветра можно отметить, что чаще всего максимальная скорость СВ внутри магнитного облака регистрируется в начале МО (в 159 МО, в интервале времени 0–20%), но также есть группа событий (18 МО), в которых максимальная скорость наблюдается в

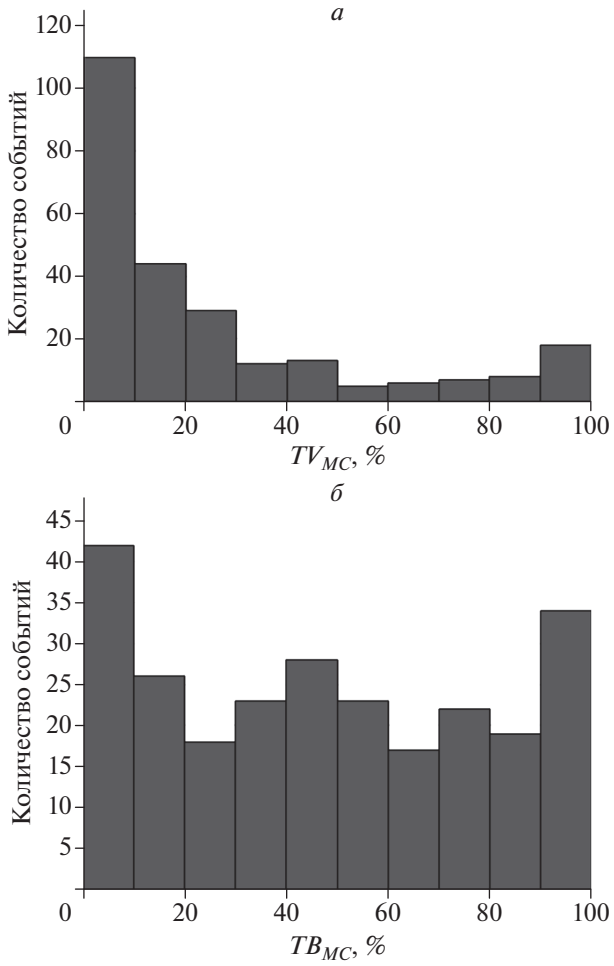


Рис. 4. Распределение времени максимальных значений скорости солнечного ветра – (*а*) и межпланетного магнитного поля – (*б*) внутри магнитного облака.

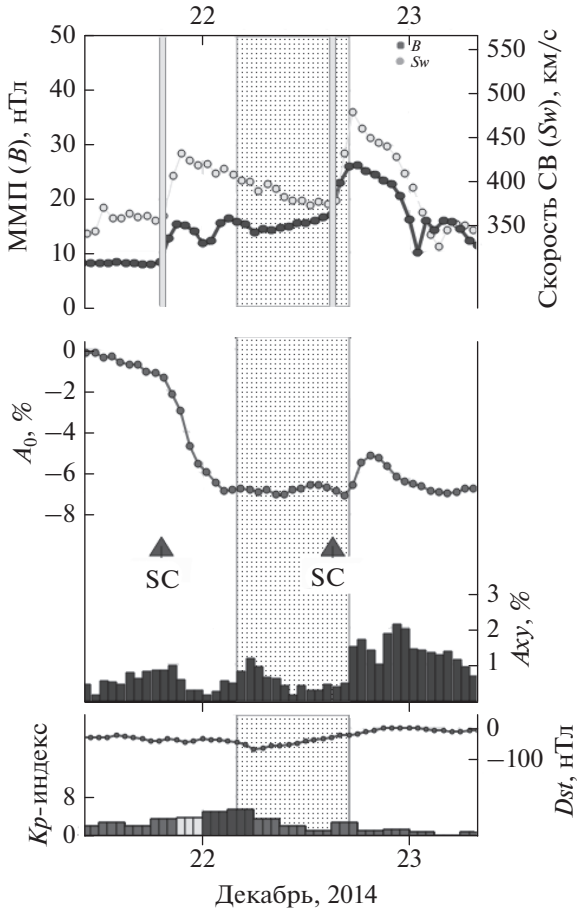


Рис. 5. Пример Форбуш-эффекта в декабре 2014 г., созданного межпланетным возмущением с магнитным облаком, взаимодействующего со следующим межпланетным возмущением.

последние часы (в интервале времени 90–100%). В поведении положения максимального поля внутри МО наблюдается несколько другая картина. Явно выделяются три группы событий: первая – максимум ММП регистрируется в начале события (0–20%) у 69 магнитных облаков, вторая – максимум ММП достигается в середине события (для 74 МО, в интервале времени 30–60%), третья – максимум ММП регистрируется в конце события: у 34 МО время максимума регистрируется в последние 10% времени прохождения МО мимо Земли. Отметим, что в последнюю группу входят события с взаимодействием со следующим межпланетным возмущением в конце. На рисунке 5 приведен пример подобного межпланетного возмущения. Форбуш-эффект начался с регистрации *SSC* 21.12.2014 г. в 19:11 UT (первая вертикальная светло-серая линия, *SC*), магнитное облако началось 22.12.2014 г. в 4:00 UT и длилось 13 ч (до 17:00 UT), а в 15:10 UT (почти за два часа до окончания МО) было зарегистрировано следующее *SSC* (вторая вертикальная светло-серая линия, *SC*). Вследствие этого взаимодействия в конце МО начался рост скорости солнечного ветра и индукции ММП.

3.3. Связь вариаций плотности КЛ с параметрами солнечного ветра внутри МО

Мы рассмотрели связь вариаций плотности КЛ (A_{MC}) со скоростью солнечного ветра и полем внутри МО. Мы использовали параметр *VmBm*, который характеризует возмущенность солнечного ветра и нормирован следующим образом: $VmBm = (V_{\max}B_{\max})/(V_0B_0)$, где V_0 и B_0 параметры невозмущенной межпланетной среды (обычно используются $V_0 = 400$ км/с, а $B_0 = 5$ нТл). На рисунке 6 приведено соотношение указанных параметров. Коэффициент корреляции составляет $r = 0.79 \pm 0.04$. Полученная достаточно тесная связь показывает, что понижение КЛ в МО обусловлено в первую очередь параметрами самого МО.

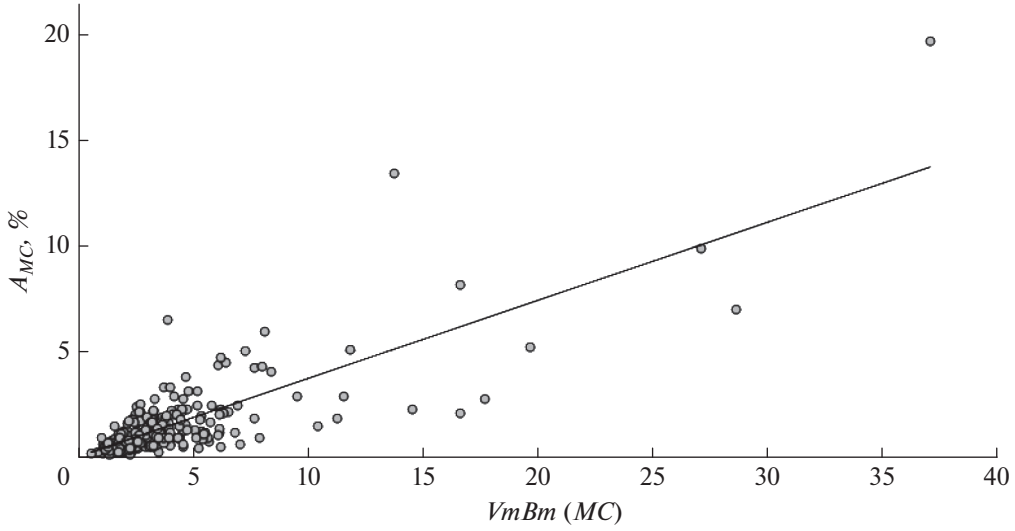


Рис. 6. Связь величины вариаций КЛ внутри магнитного облака (A_{MC}) с произведением максимальных значений скорости солнечного ветра и межпланетного магнитного поля внутри магнитного облака.

3.4. Связь вариаций плотности КЛ внутри МО с размерами МО

Для изучения связи вариаций КЛ внутри МО с размерами МО, помимо длительности МО в часах (параметр *MCdur*) мы рассчитали еще два параметра: Lr_{MC} – размер МО в гирорадиусах (для частиц с жесткостью 10 ГВ) и L_{MC} – размер МО в астрономических единицах. Известно, что магнитная жесткость R связана с гирорадиусом ρ как $R = 300B\rho$, поэтому размер МО в гирорадиусах (для частиц с жесткостью 10 ГВ) рассчитывался по формуле:

$$Lr_{MC} = 3\times10^{-8}\sum_{k=1}^{n} V_k B_k \Delta t,$$

где V_k, см/с и B_k, Гс – текущие значения скорости СВ и индукции ММП на отрезке времени Δt, с. Поскольку параметр Lr_{MC} нормируется на гирорадиус, он получается безразмерный и показывает количество гирорадиусов внутри МО для частиц с жесткостью 10 ГВ.

Размер МО в астрономических единицах L_{MC} рассчитывался как произведение средней скорости МО на время его прохождения мимо Земли.

Полученные результаты приведены на рис. 7. Связь вариаций плотности КЛ внутри МО (A_{MC}) с размером МО в гирорадиусах очевидна (коэффициент корреляции $r(Lr_{MC}) = 0.72 \pm 0.04$, рис. 7*а*). Но связь с размером в астрономических единицах слабая ($r(L_{MC}) = 0.37 \pm 0.06$, рис. 7*б*), а с продолжительностью магнитного облака в часах не наблюдается ($r(MCdur) = 0.07 \pm 0.06$, рис. 7*в*).

3.5. Средние значения основных параметров

Нами были рассчитаны средние значения основных параметров солнечного ветра, геомагнитной активности и космических лучей для Форбуш-эффектов, источниками которых были межпланетные возмущения, содержащие МО, а также отдельно для МО. В таблице 1 приведены следующие обозначения: A_F – амплитуда ФЭ, $B_{\max}$ и $V_{\max}$ – максимальные значения ММП и скорости СВ в межпланетном возмущении; $Kp_{\max}$, $Ap_{\max}$, $Dst_{\min}$ – экстремальные индексы геомагнитной активности во время межпланетного возмущения; A_{MC} – вариации плотности КЛ внутри МО; *MCdur* – продолжительность МО в часах; $B_{\max}MC$ и TB_{MC} – максимальное поле в МО и время его достижения в процентах от начала МО; $V_{\max}MC$ и TV_{MC} – максимальная скорость СВ в МО и время ее достижения в процентах от начала МО; DV_{MC} – изменение скорости солнечного ветра внутри МО; L_{MC} – размер МО в а. е.; Lr_{MC} – размер МО в гирорадиусах (для частиц с жесткостью 10 ГВ).

Из таблицы 1 видно, что в среднем, вариации КЛ в МО составляют 60% от всей величины ФЭ ($A_{MC} = 1.6\%$, $A_F = 2.6\%$). Скорость солнечного ветра в МО обычно убывает, и, в среднем, она убывает на 79 км/с (параметр DV_{MC}). Но вместе с тем, есть МО со значительным изменением скорости (~600 км/с), а есть и такие, в которых скорость практически не меняется (~4 км/с). Максимальные значения скорости СВ и ММП во всем межпланетном возмущении и внутри МО довольно близки. Обсуждая геомагнитную активность, следует отметить, что во время межпланетных возмущений, содержащих МО, обычно регистрируется малая геомагнитная буря ($Kp_{\max} = 5$, $Dst_{\min} =$

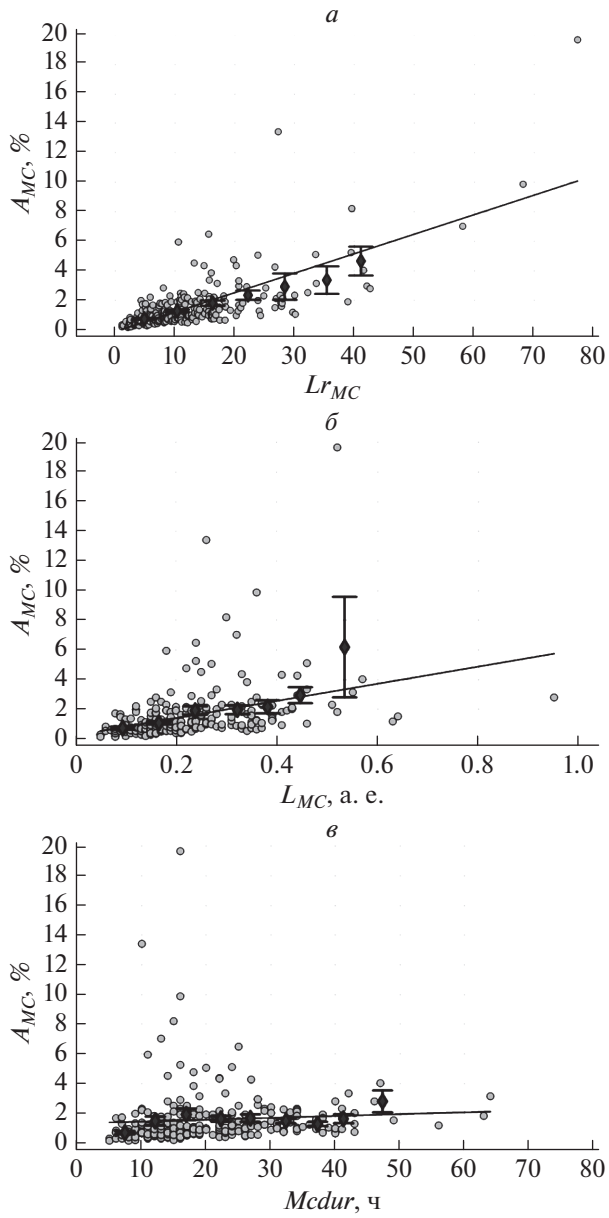


Рис. 7. Связь величины вариаций КЛ внутри магнитного облака (A_{MC}) с (*а*) – размером МО в гирорадиусах (для частиц с жесткостью 10 ГВ) (Lr_{MC}), (*б*) – размером в астрономических единицах (L_{MC}) и (*в*) – продолжительностью магнитного облака в часах (*MCdur*).

= –71.8 нТл). Отметим, что три самые большие геомагнитные бури за 1995–2019 гг. с $Kp_{\max} = 9$ были зарегистрированы во время межпланетных возмущений, содержащих магнитные облака (15 июля 2000 г., 29 и 30 октября 2003 г.). Амплитуда вариаций КЛ внутри магнитных облаков, в среднем составляет 60–70% от общей величины, но есть события, в которых вариации внутри МО очень малы (0.14%). Средняя продолжительность МО почти 21 ч, хотя были зарегистрированы случаи с продолжительностью более 50 ч (3 МО) и менее 10 ч (26 МО). Размер МО в гирорадиусах (для частиц с жесткостью 10 ГВ) в среднем получился 12.7, но иногда бывают значения много меньше (1.13) или значительно больше (77.26).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы выделили и изучили межпланетные возмущения, содержащие магнитные облака, и связанные с ними Форбуш-эффекты. К настоящему времени 252 события за 1995–2019 гг. со всеми сопутствующими параметрами (http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/mc/list_mc_252.pdf) включены

Таблица 1. Средние значения основных параметров

Параметр	Среднее	Max	Min
Параметры межпланетного возмущения			
A_F, %	2.6 ± 0.2	28.0	0.2
B_{max}, nT	16.7 ± 0.5	55.8	3.7
V_{max}, км/с	502.0 ± 11.4	1850.0	304.0
Kp_{max}	5.0 ± 0.1	9.0	0.7
Ap_{max}, 2nT	70.7 ± 4.5	400.0	3.0
Dst_{min}, nT	−71.8 ± 4.2	4.0	−422
Параметры внутри магнитного облака			
A_{MC}, %	1.6 ± 0.1	19.7	0.14
MCdur, ч	20.8 ± 0.7	64.0	5.0
$B_{max}MC$, nT	15.5 ± 0.5	55.8	3.7
TB_{MC}, %	47.4 ± 2.0	100.0	0.0
$V_{max}MC$, км/с	481.9 ± 9.7	1565.0	304.0
TV_{MC}, %	24.6 ± 1.9	100.0	0.0
DV_{MC}, км/с	78.8 ± 4.5	598.0	4.0
L_{MC}, а.е.	0.2 ± 0.01	0.95	0.05
Lr_{MC}	12.7 ± 0.6	77.26	1.13

в общую базу данных FEID (http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html) и являются ее важной составной частью.

Полученные данные позволяют проводить статистические исследования и получать статистически значимые результаты. Один из главных результатов заключается в том, что МО создают большую часть Форбуш-эффекта, т.е. подтверждаются выводы других авторов, например, [Richardson and Cane, 2011], на значительно большем статистическом материале и на более точных исходных данных, чем в более ранних работах.

Вариации КЛ внутри МО тесно связаны с максимальными параметрами солнечного ветра и ММП внутри магнитных облаков и отличаются разнообразием. В некоторых случаях МО вызывает значительные вариации (до 90% общей величины ФЭ), но есть события, в которых понижения почти незаметны (менее 10% общей величины ФЭ).

Изученные нами МО весьма разнообразны, у них разная продолжительность, различные величина и поведение скорости солнечного ветра и межпланетного магнитного поля.

По распределению времени максимальных параметров солнечного ветра можно отметить, что чаще всего максимальная скорость СВ внутри магнитного облака регистрируется в начале МО, а максимальное значение ММП наблюдается как в начале, так и в середине события. Однако существует ряд событий, в которых указанные максимумы наблюдаются в последние часы МО. Это связано с тем, что на еще не закончившееся МО “налетает” следующее межпланетное возмущение, и увеличение параметров происходит из-за взаимодействия со следующим возмущением солнечного ветра.

Наблюдается достаточно тесная корреляция вариаций плотности КЛ в МО с размером МО, выраженным в гирорадиусах (для частиц с жесткостью 10 ГВ), но не с длительностью МО в часах или размером в астрономических единицах.

5. 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 (www.nmdb.eu). Работа базируется на экспериментальных данных УНУ “Российская национальная сеть станций космических лучей”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Абунина М.А., Абунин А.А. и Белов А.В. поддержаны грантом Российского научного фонда № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Белов А.В., Абунин А.А., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г.* Вариации плотности галактических космических лучей в магнитных облаках // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 445–456. 2015. https://doi.org/10.7868/S0016794015040021

– *Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А.* Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018. https://doi.org/10.7868/S0016794018030082

– *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 межпланетных возмущениях, создающих Форбуш-понижения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 547–556. 2020. https://doi.org/10.31857/S0016794020040100

– *Badruddin, Yadav R.S., Yadav N.R.* Influence of magnetic clouds on cosmic ray intensity variation // Solar Phys. V. 105. I. 2. P. 413–428. 1986. https://doi.org/10.1007/BF00172057

– *Belov A.V.* Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / Proc. IAU Symposium. V. 257. P. 439–450. 2009. https://doi.org/10.1017/S1743921309029676

– *Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R.* Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations // J. Geophys. Res. V. 86. P. 6673–6684. 1981. https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673

– *Burlaga L.F., Behannon K.W.* Magnetic clouds: Voyager observations between 2 and 4 AU // Solar Phys. V. 81. P. 181–192. 1982.
https://doi.org/10.1007/BF00151989

– *Burlaga L.* Magnetic Clouds / Physics of the Inner Heliosphere II. Physics and Chemistry in Space (Space and Solar Physics). V. 21. Eds. Schwenn R., Marsch E. Berlin, Heidelberg: Springer, 352 p. 1991.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-75364-0_1

– *Bothmer V., Schwenn R.* Eruptive prominences as sources of magnetic clouds in the solar wind // Space Sci. Rev. V. 70. P. 215–220. 1994.
https://doi.org/10.1007/BF00777872

– *Bothmer V., Schwenn R.* The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind // Ann. Geophys. V. 16. P. 1–24. 1998.
https://doi.org/10.1007/s00585-997-0001-x

– *Cane H.V.* Coronal Mass Ejections and Forbush Decreases // Space Sci. Rev. V. 93. P. 55–77. 2000.
https://doi.org/10.1023/A:1026532125747

– *Dumbovi'c M., Vrˇsnak B., Guo J. et al.* Evolution of Coronal Mass Ejections and the Corresponding Forbush Decreases: Modeling vs. Multi-Spacecraft Observations // Solar Phys. V. 295. № 104. 2020.
https://doi.org/10.1007/s11207-020-01671-7

– *Echer E., Alves M.V., Gonzalez W.D.* A statistical study of magnetic cloud parameters and geoeffectiveness // J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. V. 67. I. 10. P. 839–852. 2005.
https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.02.010

– *Forbush S.E.* On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.
https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108.3

– *Forbush S.* On cosmic-ray effects associated with magnetic storms // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. V. 43. P. 203–218. 1938.
https://doi.org/10.1029/TE043i003p00203

– *Goldstein H.* On the field configuration in magnetic clouds / Solar Wind Five. Ed. M. Neugebauer. NASA Conf. Publ. 2280. P. 731–733. 1983.

– *Gopalswamy N., Xie H., Mäkelä P., Akiyama S., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A., Bougeret J.-L.* Interplanetary shocks lacking type II radio bursts // Astrophys. J. V. 710. P. 1111–1126. 2010.
https://doi.org/10.1088/0004-637X/710/2/1111

– *Gopalswamy N., Yashiro S., Xie H., Akiyama S., Mäkelä P.* Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds during solar cycles 23 and 24 // J. Geophys. Res.: Space Phys. V. 120. I. 11. P. 9221–9245. 2015.
https://doi.org/10.1002/2015JA021446

– *Gosling J.T., Bame S.J., McComas D.J., Phillips J.L.* Coronal mass ejections and large geomagnetic storms // Geophys. Res. Lett. V. 17. I. 7. P. 901–904. 1990.
https://doi.org/10.1029/GL017i007p00901

– *Gosling J.T., McComas D.J., Phillips J.L., Bame J.* Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections // J. Geophys. Res. V. 96. P. 7831–7839. 1991.
https://doi.org/10.1029/91JA00316

– *Huttunen K., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H.* Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23 // Ann. Geophys. V. 23. P. 625–641. 2005.
https://doi.org/10.5194/angeo-23-625-2005

– *Klein L., Burlaga L.* Interplanetary magnetic clouds at 1 AU // J. Geophys. Res. V. 87. I. A2. P. 613–624. 1982.
https://doi.org/10.1029/JA087iA02p00613

– *Kumar A., Badruddin.* Interplanetary coronal mass ejections, associated features, and transient modulation of galactic cosmic rays // Solar Phys. V. 289. P. 2177–2205. 2014.
https://doi.org/10.1007/s11207-013-0465-7

– *Kuwabara T., Bieber J.W., Evenson P. et al.* Determination of interplanetary coronal mass ejection geometry and orientation from ground-based observations of galactic cosmic rays // J. Geophys. Res. V. 114. I. A5. A05109. 2009.
https://doi.org/10.1029/2008JA013717

– *Lepping R.P., Jones J.A., Burlaga L.F.* Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU // J. Geophys. Res. V. 95. I. A8. P. 11957–11965. 1990.
https://doi.org/10.1029/JA095iA08p11957

– *Lepping R.P., Wu C.-C., Berdichevsky D.B., Szabo A.* Model Fitting of Wind Magnetic Clouds for the Period 2004–2006 // Solar Phys. V. 295. № 83. 2020.
https://doi.org/10.1007/s11207-020-01630-2

– *Li Y., Luhmann J.G., Lynch B.J.* Magnetic Clouds: Solar Cycle Dependence, Sources, and Geomagnetic Impacts // Solar Phys. V. 293. № 135. 2018.
https://doi.org/10.1007/s11207-018-1356-8

– *Lockwood J.A., Webber W.R., Debrunner H.* Forbush decreases and interplanetary magnetic field disturbances: Association with magnetic clouds // J. Geophys. Res. V. 96. I. A7. P. 11587–11604. 1991.
https://doi.org/10.1029/91JA01012

– *Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A.* Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // J. Geophys. Res. V. 108. I. A6. 1239. 2003.
https://doi.org/10.1029/2002JA009591

– *Marubashi K., Lepping R.* Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus- and cylinder-shaped flux rope models // Ann. Geophys. V. 25. I. 11. P. 2453–2477. 2007.
https://doi.org/10.5194/angeo-25-2453-2007

– *Mas'ıas-Meza J.J., Dasso S., D'emoulin P., Rodriguez L., Janvier M.* Superposed epoch study of ICME sub-structures near Earth and their effects on Galactic cosmic rays // Astronomy & Astrophys. V. 592. № A118. 2016.
https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628571

– *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 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. V. 500. P. 2786–8797. 2021.
https://doi.org/10.1093/mnras/staa3366

– *Mulligan T., Russell C.T.* Multispacecraft modeling of the flux rope structure of interplanetary coronal mass ejections: Cylindrically symmetric versus nonsymmetric topologies // J. Geophys. Res. V. 106. P. 10581–10596. 2001.
https://doi.org/10.1029/2000JA900170

– *Panasyuk M.I., Kuznetsov S.N., Lazutin L.L. et al.* Magnetic Storms in October 2003 // Cosmic Res. V. 42. P. 489–535. 2004.
https://doi.org/10.1023/B:COSM.0000046230.62353.61

– *Papaioannou A., Belov A., Abunina M., Eroshenko E., Abunin A., Anastasiadis A., Patsourakos S., Mavromichalaki H.* Interplanetary Coronal Mass Ejections as the Driver of Non-recurrent Forbush Decreases // Astrophys. J. V. 890. № 101. 2020.
https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab6bd1

– *Parnahaj I., Kudela K.* Forbush decreases at a middle latitude neutron monitor: relations to geomagnetic activity and to interplanetary plasma structures // Astrophys. Space Sci. V. 359. № 35. 2015.
https://doi.org/10.1007/s10509-015-2484-3

– *Petukhova A.S., Petukhov I.S., Petukhov S.I.* Forbush Decrease Characteristics in a Magnetic Cloud // Space Weather. V. 18. № e2020SW002616. 2020.
https://doi.org/10.1029/2020SW002616

– *Richardson I.G.* Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere // Living Reviews in Solar Physics. V. 15. № 1. 2018.
https://doi.org/10.1007/s41116-017-0011-z

– *Richardson I.G., Cane H.V.* The fraction of interplanetary coronal mass ejections that are magnetic clouds: Evidence for a solar cycle variation // Geophys. Res. Lett. V. 31. № L18804. 2004.
https://doi.org/10.1029/2004GL020958

– *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. P. 189–237. 2010a.
https://doi.org/10.1007/s11207-010-9568-6

– *Richardson I.G., Cane H.V.* Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23/12 International Solar Wind Conference. AIP Conference Proceedings. V. 1216. P. 683–686. 2010b.
https://doi.org/10.1063/1.3395959

– *Richardson I.G., Cane H.V.* Galactic Cosmic Ray Intensity Response to Interplanetary Coronal Mass Ejections/Magnetic Clouds in 1995–2009 // Solar Phys. V. 270. P. 609–627. 2011.
https://doi.org/10.1007/s11207-011-9774-x

– *Ruffenach A., Lavraud B., Farrugia C.J. et al.* Statistical study of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection // J. Geophys. Res.: Space Phys. V. 120. P. 43–60. 2015.
https://doi.org/10.1002/2014JA020628

– *Sun W., Dryer M., Fry C.D., Deehr C.S., Smith Z., Akasofu S.-I., Kartalev M.D., Grigorov K.G.* Real-time forecasting of ICME shock arrivals at L1 during the “April Fool’s Day” epoch: 28 March–21 April 2001 // Ann. Geophys. V. 20. P. 937–945. 2002.
https://doi.org/10.5194/angeo-20-937-2002

– *Zhang G., Burlaga L.* Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases // J. Geophys. Res. V. 93. I. A4. P. 2511–2518. 1988.
https://doi.org/10.1029/JA093iA04p02511

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 583–591

УДК 533.95

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МАСШТАБЫ СВЕРХТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СПУТНИКОВ MMS В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2021 г. М. В. Леоненко[1, *], Е. Е. Григоренко[1, **], Л. М. Зеленый[1, *]**

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

**e-mail: makarleonen@gmail.com*

***e-mail: elenagrigorenko2003@yandex.ru*

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

Поступила в редакцию 01.03.2021 г.
После доработки 22.03.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

В работе выполнено исследование магнитной конфигурации и определены пространственные размеры сверхтонких токовых слоев, наблюдаемых спутниками MMS в хвосте магнитосферы Земли во время прохождения быстрого плазменного потока направленного от Земли. Предложен новый метод определения пространственных размеров сверхтонких токовых слоев, используя четырехточечные измерения магнитного поля спутниками MMS в быстрой моде. Установлено, что во многих случаях пространственные размеры сверхтонких токовых слоев составляют всего несколько (1–5) гирорадиусов тепловых электронов. Примерно 70% плотности тока в таких слоях переносится электронами, а величина плотности тока в несколько раз превышает величину ионной плотности тока в токовом слое.

DOI: 10.31857/S0016794021050096

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовый слой (ТС) геомагнитного хвоста является важнейшей областью, в которой аккумулируется и впоследствии высвобождается магнитная энергия. Высвобождение магнитной энергии может происходить на различных пространственно-временны́х масштабах посредством магнитного пересоединения [Angelopoulos et al., 2008] и/или в результате возбуждения плазменных неустойчивостей [Lui, 2004]. Структурные изменения, происходящие в такие периоды в ТС, интенсивно изучаются в течение последних десятилетий. Большой прогресс в понимании эволюции ТС во время накопления магнитной энергии в хвосте, как правило, соответствующей фазе роста суббури, был достигнут благодаря наблюдениям четырех-спутниковой миссии Cluster. Многоточечные наблюдения Cluster позволили впервые наблюдать формирование Тонкого Токового Слоя (ТТС) во время фазы роста суббури и установить, что его толщина составляет порядка гирорадиуса тепловых протонов [Nakamura et al., 2006]. При этом, довольно часто наблюдалось, что ТТС вложен в более толстый фоновый слой [Petrukovich et al., 2011]. Формирование такой многомасштабной токовой конфигурации удалось объяснить с помощью кинетической самосогласованной модели тонкого анизотропного ТС [Zelenyi et al., 2004, 2006]. Согласно теории, в центральной плоскости ТТС в области обращения знака магнитного поля за счет дрейфов кривизны, замагниченные электроны могут создавать тонкий и интенсивный слой, вложенный в сравнительно более толстый слой, создаваемый за счет меандерингового движения квазиадиабатических (Спайсеровских) протонов [Speiser, 1965]. При наличии в плазменном слое тяжелых ионов, в частности, ионосферных ионов O^+ в многомасштабной токовой конфигурации может наблюдаться третий самый толстый внешний слой с низкой плотностью тока, создаваемый тяжелыми ионами. Подобные многомасштабные конфигурации вложенных токовых слоев наблюдались не только в хвосте земной магнитосфере, но и в хвосте магнитосферы Марса [Grigorenko et al., 2017, 2019], Венеры [Vasko et al., 2014] и в солнечном ветре [Malova et al., 2017].

Наблюдения Cluster позволили впервые достаточно точно определить плотность электрического тока в ТС, протекающего через объем спутникового тетраэдра [Robert et al., 1998], и оценить толщину ТС. Однако, из-за того, что минимальное разведение спутников (минимальный размер ребра тетраэдра) составлял порядка нескольких

сотен км (~ρ_P, где ρ_P – гирорадиус тепловых протонов) наблюдения Cluster не позволили выявить существование СТС на электронных масштабах. Существование таких слоев впервые удалось наблюдать в хвосте магнитосферы Марса, используя измерения магнитного поля с высоким временны́м разрешением на спутнике MAVEN [Grigorenko et al., 2019]. Однако, одно-спутниковые наблюдения не позволяют точно определить плотность тока в таких слоях.

Еще одной проблемой в исследовании структуры ТС является определение его толщины. Предполагается, что изменение магнитного поля во времени (обращение знака магнитного поля) происходит за счет движения мимо спутника пространственной структуры ТС с некоторой скоростью $V_{\mathbf{N}}$, где **N** – вектор, направленный вдоль нормали к плоскости ТС. Точное определение скорости V_{N} является ключевым элементом в определении толщины слоя. Предполагая вмороженность магнитной структуры ТС в окружающую плазму, в качестве скорости V_N используют соответствующую компоненту потоковой скорости ионов. Однако, в тонких токовых слоях динамика ионов становится квазиадиабатической и их скорость уже нельзя отождествлять со скоростью движения магнитной структуры слоя.

В данной работе, используя наблюдения миссии MMS в ТС геомагнитного хвоста с высоким временны́м и пространственным разрешением, мы применили новый метод определения толщины сверхтонких токовых слоев (СТС), основанный только на измерениях магнитного поля, которые имеют бóльшую точность по сравнению с плазменными измерениями. Спутники MMS в хвосте магнитосферы Земли выстраиваются в форме тетраэдра, характерный размер которого составляет ~15 км. Такая спутниковая конфигурация впервые позволила наблюдать СТС на электронных масштабах, определить плотность тока в таких структурах и их пространственные масштабы.

2. НАБЛЮДЕНИЕ СТС СПУТНИКАМИ MMS

6 июля 2017 г. в ~15:24–15:34 UT спутники MMS находились в плазменном слое геомагнитного хвоста и имели координаты в системе координат GSE: $X \sim -24\mathrm{R_E}$; $Y \sim 0.5\mathrm{R_E}$; $Z \sim 5\mathrm{R_E}$ ($\mathrm{R_E}$ – радиус Земли). На рисунке 1 представлены наблюдения временно́го хода B_X-компоненты магнитного поля (*а*), X-компоненты потоковой скорости ионов (V_X) (*б*), модуля электрического поля (E) (*в*) и модуля плотности электрического тока (J) (*г*), рассчитанного по методу "курлометра" [Robert et al., 1998] в центре спутникового тетраэдра MMS. В течение данного интервала MMS наблюдали ускоренный поток плазмы, движущийся в хвост со скоростью до $V_X \sim -1200$ км/с. Наблюдение ускоренных плазменных потоков, направленных от Земли, как правило, свидетельствует о наличии магнитной X-линии, расположенной ближе к Земле, т.е. спутники MMS находились с хвостовой стороны от области магнитного пересоединения [Runov et al., 2003]. Во время распространения ускоренного потока спутники MMS многократно пересекали нейтральную плоскость ТС хвоста (область, в которой X-компонента магнитного поля $B_X = 0$), что позволило нам исследовать пространственную структуру ТС.

Для исследования пространственной структуры ТС предполагается, что изменение величины B_X – компоненты магнитного поля со временем связано с движением мимо спутника пространственной магнитоплазменной структуры ТС. Предполагая, что слой является плоской структурой на масштабе спутникового тетраэдра MMS, и его магнитная структура не изменяется за время пересечения (~ нескольких секунд), мы использовали метод "*Minimum Variance Analysis*" (MVA) [Sönnerup, Scheible, 1998], а также метод "*timing*" [Harvey, 1998] для определения направления нормали к ТС и скорости его движения V_N, благодаря наличию одновременных измерений вектора магнитного поля в четырех точках пространства.

Трансформируя изменение B_X – компоненты магнитного поля во времени в пространственную вариацию, можно построить пространственный профиль B_X в ТС и определить толщину ТС: $L = V_N\Delta t$, где Δt – время пересечения ТС. В такой процедуре, кроме вышеизложенных предположений, ключевым по важности параметром является величина скорости движения ТС как пространственной структуры, V_N. Точность определения V_N определяет достоверность оценки L. В предыдущих исследованиях, величина V_N, как правило, определялась как соответствующая проекция на нормаль к ТС потоковой скорости ионов, определенной по плазменным измерениям. Однако, в случае тонкого ТС ионная популяция может стать квазиадиабатической и в таком случае определение V_N по ионным измерениям ненадежно.

На рисунке 2 показан ~2 с интервал наблюдения СТС (данный интервал затенен серым цветом на рис. 1). На панелях (*а*–*в*) представлены временны́е профили компонент магнитного поля в локальной системе координат LMN, определенной по методу MVA, примененному к данному интервалу. В этой системе координат ось **L** совпадает с направлением максимальной вариации магнитного поля, ось **N** направлена вдоль нормали к ТС и ось **M** дополняет ортогональную систему векторов. В случае 1D ТС весь ток в слое течет вдоль **M**. Для данного интервала оси локальной

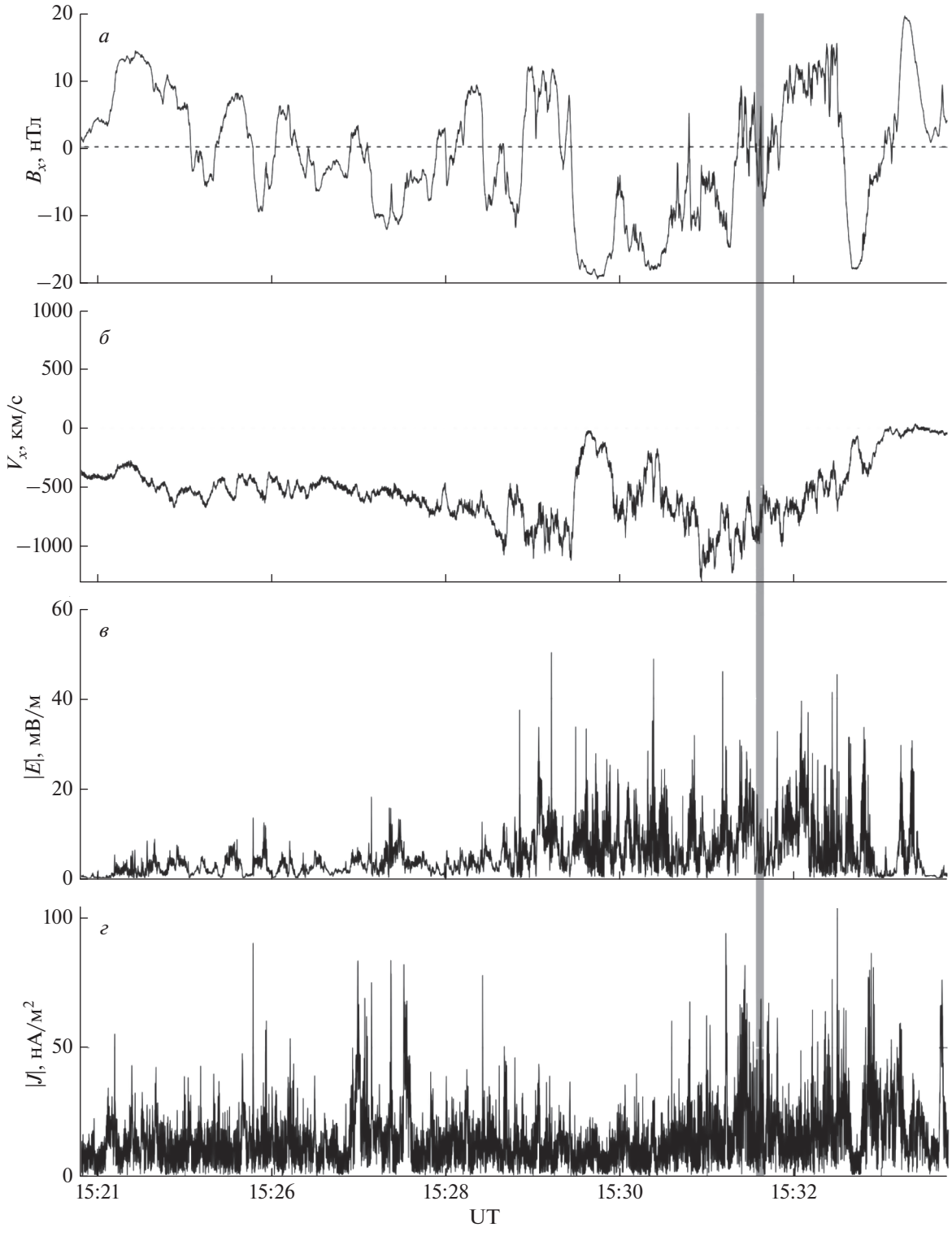


Рис. 1. Пример наблюдения спутниками MMS флэппинга ТС, связанного с прохождением быстрого плазменного потока 6 июля 2017г. в ~15:24–15:34 UT. Сверху вниз: временно́й ход B_X-компоненты магнитного поля – (*а*), *X*-компоненты потоковой скорости ионов (V_X) – (*б*), модуля электрического поля (E) – (*в*) и модуля плотности электрического тока (J) – (*г*) в барицентре спутникового тетраэдра MMS. Серым цветом затенен интервал наблюдения одного из СТС, показанный подробно и на рис. 2 и 3.

LMN системы координат имеют следующие проекции на оси системы координат *GSE*: **l** = [0.8, –0.5, –0.3]; **m** = [0.5, 0.5, 0.6]; **n** = [–0.2, –0.7, 0.7] и отношения собственных чисел $\lambda_M/\lambda_N \sim 8.0$ и $\lambda_L/\lambda_M \sim 15.0$. Таким образом, направление оси **L** практически совпадает с осью **X**, а нормаль к ТС направлена под углом ~45° к оси **Z**, что свидетельствует об изгибном ("*kink*") искривлении ТС.

Для определения нормали и скорости движения ТС мы также использовали метод timing. В данном анализе мы использовали времена задержек в наблюдениях пересечения нейтральной плоскости $B_X = 0$ на четырех спутниках MMS. Проекция нормали к слою **N**, определенная методом timing, на оси *GSE* системы координат: **n** = = [0.15, –0.8, 0.6], что близко к проекции нормали, определенной по методу MVA, в плоскости *YZ* системы GSE. Данное сходство свидетельствует о корректности определения нормали. Скорость этого движения, определенная по методу *timing*, составила $V_N \sim 139$ км/с.

На рисунке 2*г* показан временно́й ход *M*-компоненты плотности электрического тока, вычисленного по методу курлометра. Величина плотности тока достигает почти 60 нА/м^2, что почти на порядок превышает ток в невозмущенном ТС. Максимум плотности тока наблюдается при $B_L \sim$ ~ 5.4 нТл, что свидетельствует о смещении интенсивного ТС от нейтральной плоскости. В максимуме плотности тока нормальная компонента магнитного поля $B_N \sim -2$ нТл и шировая компонента магнитного поля $B_M \sim -6$ нТл.

На нижней панели рис. 2 представлен временно́й ход $V_{\text{ion_}N}$ – компоненты потоковой скорости ионов, полученный по измерениям прибора FPI [Pollock et al., 2016]. Видно, что скорость $V_{\text{ion_}N}$ дважды изменяет знак на протяжении интервала пересечения интенсивного ТС. Такое поведение $V_{\text{ion_}N}$ должно соответствовать колебательному движению ТС, что, однако, не наблюдается в монотонном изменении $B_L(t)$. Данное поведение профилей связано с квазиадиабатической динамикой ионов в ТТС, в результате чего их потоковую скорость нельзя отождествлять с движением слоя.

На рисунке 3*а* показан пространственный профиль $J_M(Z^*_{\text{ion}})$, где Z^*_{ion} – координата вдоль нормали **N** к ТС. Координата Z^*_{ion} определялась как $Z^*_{\text{ion i}} = t_i V^{(i)}_{\text{ion_}N}$, где $V^{(i)}_{\text{ion_}N}$ – величина потоковой скорости ионов $V_{\text{ion_}N}$ в момент времени t_i. За начало отсчета $Z^*_{\text{ion}} = 0$ выбран момент наблюдения максимальной плотности тока J_M. Из-за смен знака $V_{\text{ion_}N}$, профиль плотности тока $J_M(Z^*_{\text{ion}})$ имеет многозначную структуру, и пространственные размеры (полутолщина) слоя оказалась <5 км, что меньше гирорадиуса тепловых электронов в центре слоя.

В связи с этим, был использован другой метод определения толщины ТС, основанный на рассмотрении изменения магнитного поля на масштабах перемещения ТС за время между двумя последовательными моментами измерения магнитных данных, схематически изображенного на рис. 4. Пусть за время dt между соседними моментами измерения магнитного поля магнитометром FGM центр спутникового тетраэдра MMS сместился из точки "1" в точку "2". В режиме измерения быстрой моды, а именно этот режим мы использовали для анализа всех ТС в данном событии, dt = 1/128 с [Russell et al., 2016]. В простейшем случае, используя уравнение Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{j} + \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}$$

и полагая $\varepsilon = \mu = 1$; $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$ можно записать систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial B_z}{\partial y} - \dfrac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 j_x \\ \dfrac{\partial B_x}{\partial z} - \dfrac{\partial B_z}{\partial x} = \mu_0 j_y \\ \dfrac{\partial B_y}{\partial x} - \dfrac{\partial B_x}{\partial y} = \mu_0 j_z, \end{cases}$$

где частные производные магнитной индукции связаны с полным дифференциалом поля **B** как:

$$dB_x = \frac{\partial B_x}{\partial x}dx + \frac{\partial B_x}{\partial y}dy + \frac{\partial B_x}{\partial z}dz,$$
$$dB_y = \frac{\partial B_y}{\partial x}dx + \frac{\partial B_y}{\partial y}dy + \frac{\partial B_y}{\partial z}dz,$$
$$dB_z = \frac{\partial B_z}{\partial x}dx + \frac{\partial B_z}{\partial y}dy + \frac{\partial B_z}{\partial z}dz.$$

Для точного решения системы относительно $[dx, dy, dz]$ необходимо знать все коэффициенты в системе. Данные величины можно определить по измерениям вектора магнитного поля на каждом из четырех спутников MMS. Однако, при таком определении будут получены градиенты на масштабах разведения спутников MMS (~15 км). Смещение слоя относительно спутников за время $dt = \frac{1}{128}$ с существенно меньше характерного масштаба тетраэдра MMS. Например, при скорости движения слоя ~100 км/с относительно спутников, смещение составляет ~0.8 км. Для упрощения решаемой системы, в простейшем случае можно предположить малость градиентов *X*-компоненты магнитного поля в направлениях **X** и **Y**

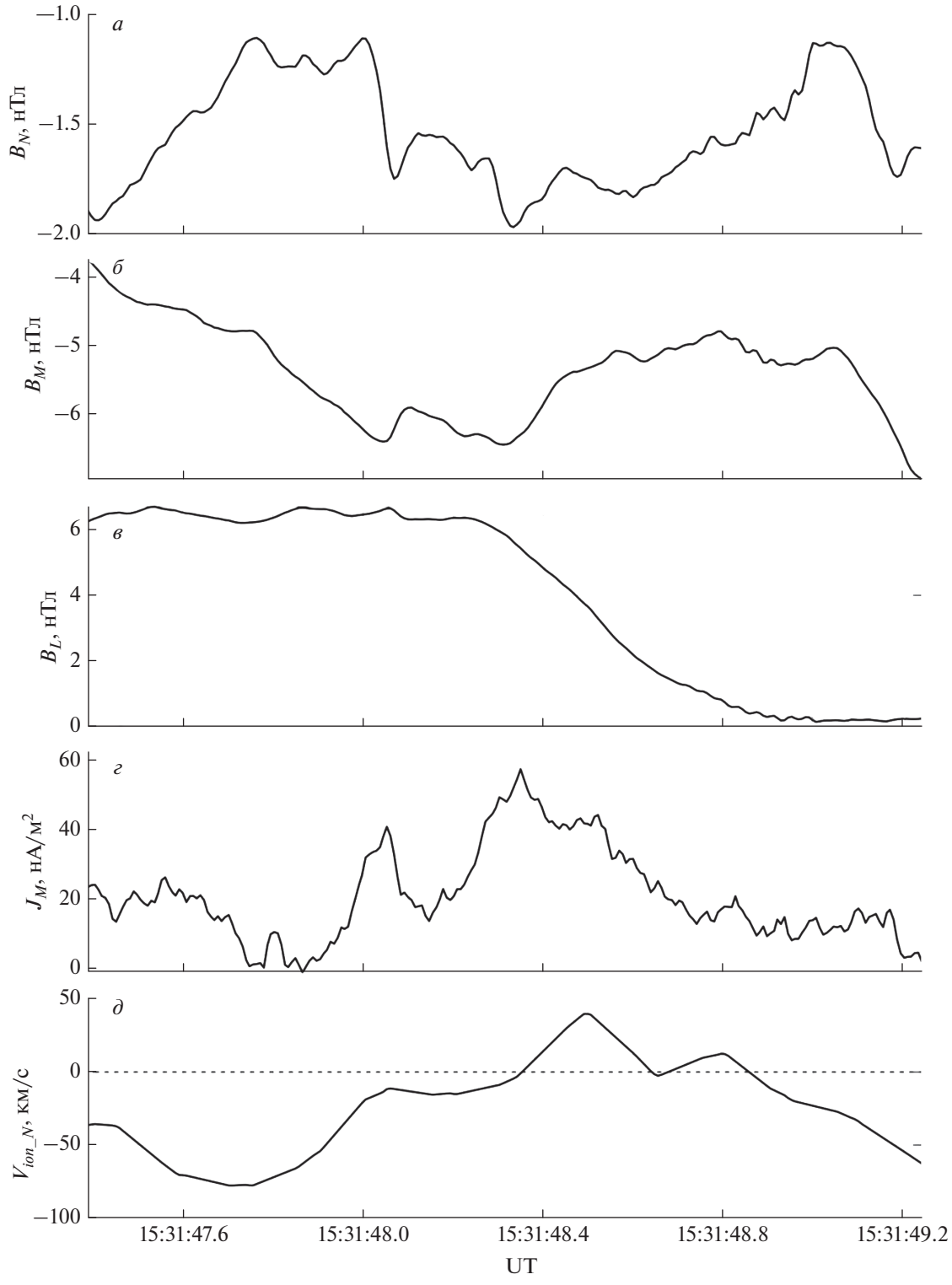


Рис. 2. Пример наблюдения СТС, соответствующий затененному серым цветом интервалу, показанному на рис. 1. Сверху вниз: временны́е профили компонент магнитного поля в локальной системе координат LMN (*а*–*в*); временно́й ход M-компоненты плотности электрического тока J_M (*г*); временно́й ход проекции ионной потоковой скорости на нормаль к ТС V_{ion_N} (*д*).

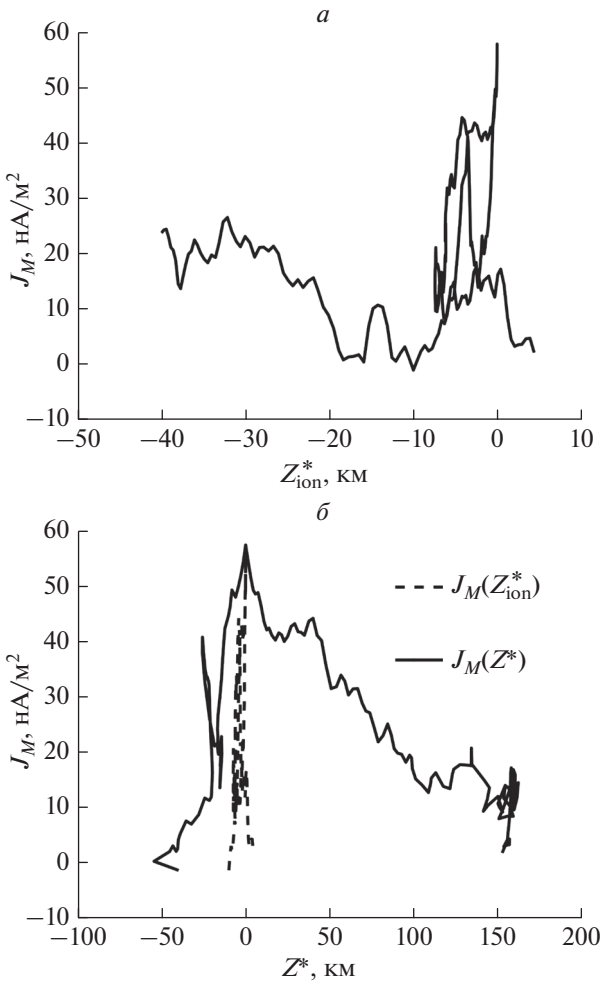


Рис. 3. Пространственный профиль плотности тока $J_M(Z^*_{ion})$, определенный с использованием величины V_{ion_N} – компоненты потоковой скорости ионов – (*а*); пространственный профиль плотности тока $J_M(Z^*)$, определенный с использованием только магнитных измерений, в сравнении с профилем $J_M(Z^*_{ion})$ – (*б*).

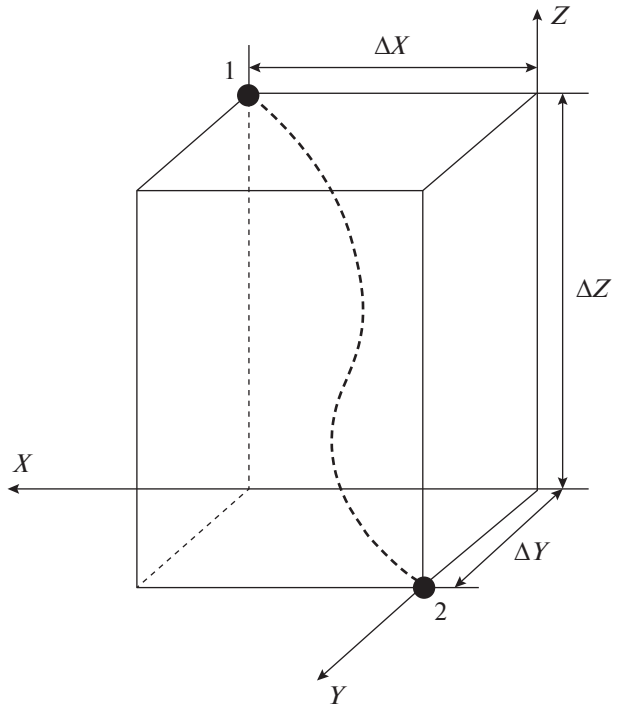


Рис. 4. Схематическое изображение смещения слоя относительно центра тетраэдра MMS между точками "1" и "2", маркирующих последовательные положения центра тетраэдра MMS в моменты времени t_i и t_{i+1} измерений магнитного поля с высоким временным разрешением (dt = 1/128 с).

на масштабе смещения спутников за время dt и положить B_z = const; $\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y} = 0 \rightarrow \frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{dB_x}{dz}$.

Тогда, из вышеуказанных уравнений получаем: $\frac{dB_x}{dz} = \mu_0 j_y$.

Смещение слоя относительно спутников за время dt можно определить как $dz = \frac{dB_x}{\mu_0 j_y}$. В локальной системе координат LMN величину смещения вдоль нормали к ТС можно определить как:

$$dZ^* = \frac{dB_L}{\mu_0 J_M}. \quad (1)$$

Смещение можно определить при меньшем числе ограничений на малость градиентов магнитного поля, предполагая лишь малость градиентов вдоль направления $\mathbf{X}$ $\left(\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_z}{\partial x} = 0\right)$

Тогда $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \mu_0 j_y$ и $\frac{\partial B_x}{\partial y} = -\mu_0 j_z$.

Из выражения для дифференциала $dB_x = \frac{\partial B_x}{\partial x} dx + \frac{\partial B_x}{\partial y} dy + \frac{\partial B_x}{\partial z} dz$ можно выразить $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{dB_x}{dz} - \frac{\partial B_x}{\partial y}\frac{dy}{dz}$. Комбинируя это уравнение с предыдущим, получаем:

$$\frac{dB_x}{dz} + \mu_0 j_z \frac{dy}{dz} = \mu_0 j_y.$$

Отсюда можно получить выражение для смещения dz:

$$dz = \frac{dB_x}{\mu_0\left(j_y - \frac{dy}{dz} j_z\right)}.$$

В локальной системе координат выражение для смещения вдоль нормали **N** к ТС:

$$dZ^* = \frac{dB_L}{\mu_0\left(J_M - \frac{V_M}{V_N}J_N\right)}. \quad (2)$$

Полутолщина слоя L определяется как сумма приращений dZ^* за время пересечения слоя:

$$L = \sum_{t_i=t_1}^{t_2} dZ^*(t_i, t_i + dt),$$

где моменты времени t_1 и t_2 являются границами интервала пересечения токовой структуры, приращение $dZ^*(t_i, t_i + dt)$ является приращением координаты за время dt.

Во избежание использования ненадежных плазменных измерений отношение компонент скорости V_M и V_N можно оценить из измерений магнитного поля по методу timing. Компоненты плотности тока также определяются из магнитных измерений на четырех спутниках по методу курлометра. Таким образом, предложенный метод определения Z^* не использует измерений ионной скорости, и, на наш взгляд, во многих случаях позволяет более точно оценить толщину ТС.

Стоит отметить, что данный метод можно использовать только в пределах интенсивного ТС, когда знаменатель выражения для dz^* не равен нулю. Также выражение (2), учитывающее поправку на ток вдоль **N** можно использовать, когда ток J_M существенно превосходит ток J_N и/или скорость движения слоя вдоль направления **M** существенно меньше скорости V_N.

На рисунке 3*б* представлен пространственный профиль плотности тока $J_M(Z^*)$, где Z^* – координата вдоль нормали **N** к ТС, рассчитанная по новому методу. Видно, что профиль плотности тока имеет более регулярную структуру и полутолщина слоя составляет $L \sim 65$ км.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В течение интервала времени, показанном на рис. 1, спутники MMS многократно пересекали нейтральную плоскость ТС. Амплитуда вариаций B_X – компоненты магнитного поля составляла +/– 10 нТл, а в некоторых случаях достигала ~20 нТл. Данные вариации указывают на сильный флэппинг ТС, который наблюдался одновременно с прохождением двух быстрых потоков, направленных от Земли.

В рассматриваемом интервале мы идентифицировали 34 пересечения нейтральной плоскости ТС ($B_X = 0$). Из них, в 32 пересечениях, наблюдались возрастания плотности тока превышающие 20 нА/м^2. Сравнение плотностей тока, вычисленных по магнитным измерениям с помощью метода курлометра, с плотностями тока, переносимого электронами и вычисленными по электронным моментам как $J_e = enV_e$, показало, что во всех 32 пересечениях ТС электроны были основными переносчиками тока (электронный ток составлял ≥70% от полной плотности тока, определенной по магнитным измерениям). Таким образом, в 32 пересечениях ТС наблюдались интенсивные электронные СТС.

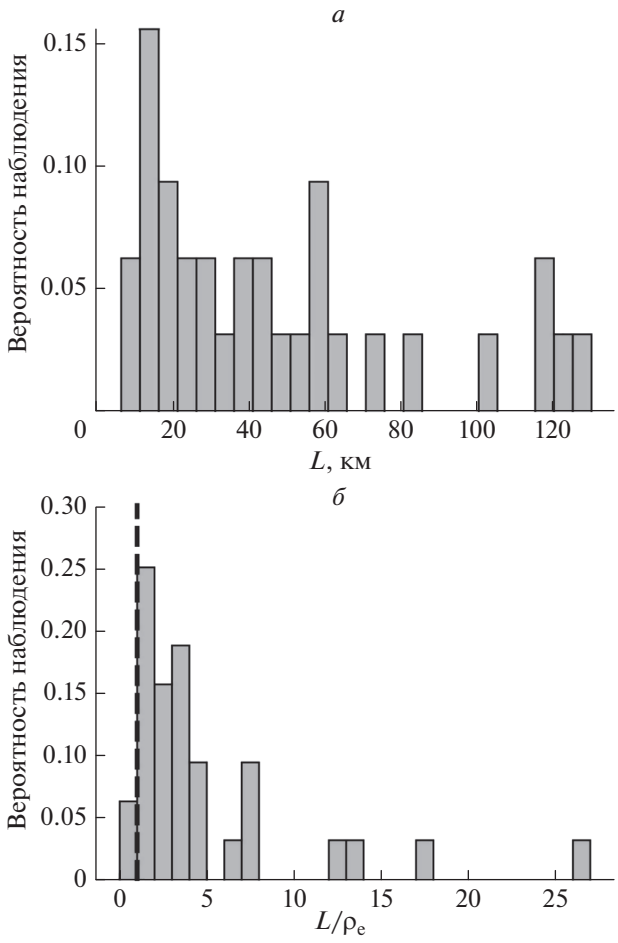


Рис. 5. Сверху вниз: распределение вероятности наблюдения СТС с данной полутолщиной электронного слоя L – (*а*); распределение вероятности наблюдения СТС с данной величиной L/ρ_e, где ρ_e – гирорадиус тепловых электронов, пунктирная вертикальная линия соответствует значению $L/\rho_e = 1$ – (*б*).

Для каждого электронного СТС была определена ориентация СТС (направление нормали), а также полутолщина электронного слоя L, используя методы, описанные в предыдущем разделе. Направление нормали к ТС показало, что имеют место периодические осцилляции ТС, при которых направление нормали изменяется от направления преимущественно вдоль оси Z_{GSE} на направление вдоль Y_{GSE} на временны́х масштабах от нескольких до десятков секунд. Данное явление наблюдалось предыдущими многоспутнико-

выми миссиями, в частности, спутниками Cluster [Sergeev et al., 2003, 2006] и спутниками THEMIS [Grigorenko et al., 2014]. В таких событиях флэппинг ТС был связан с возбуждением изгибной ("kink") неустойчивости слоя в результате прохождения быстрых потоков. Однако, в предыдущих работах хоть и сообщалось о наблюдении утоньшения ТС с признаками формирования тонкого вложенного слоя, пространственные масштабы разведения спутников не позволяли наблюдать СТС на электронных масштабах. В данном событии благодаря малому пространственному разведению спутников MMS и высокому временно́му разрешению измерений мы получили возможность наблюдать флэппинг электронного СТС, вложенного в ТС.

На рисунке 5*а* показано распределение вероятности наблюдения СТС с данной полутолщиной электронного слоя L. Полутолщины большинства СТС из нашей базы данных составили ~15–60 км. На рисунке 5*б* показано распределение вероятности наблюдения СТС с данной величиной L/ρ_e, где ρ_e – гирорадиус тепловых электронов, вычисленный в момент наблюдения максимума плотности тока в СТС. В большинстве случаев, полутолщина СТС составляла порядка $(1–5)\rho_e$. В редких случаях (в 2 событиях пересечения) $L < \rho_e$. Однако, в этих случаях $L \sim (0.69$ и $0.97)\rho_e$, т.е. близка по величине к гирорадиусу тепловых электронов.

Для описания таких сверхтонких вложенных токовых слоев была предложена новая кинетическая самосогласованная 1D-модель анизотропного ТС, учитывающая как ионный ток, так и сильный электронный ток в центре слоя [Zelenyi et al., 2020]. Теория предсказывает пространственный скейлинг электронного слоя, который мы планируем сравнить с наблюдаемыми величинами L в последующих работах.

4. ВЫВОДЫ

Благодаря наблюдениям спутникового тетраэдра MMS с высоким пространственным и временны́м разрешением мы впервые наблюдали флэппинг вложенного электронного СТС, который был связан с "*kink*" – осцилляциями ТС во время прохождения ускоренного плазменного потока, движущегося в хвост. Плотность тока в СТС достигала нескольких десятков нА/м^2, при этом, ≥70% плотности тока генерировалось электронами. Использование нового метода определения толщины СТС, основанного только на измерениях магнитного поля, имеющих более высокую точность по сравнению с плазменными измерениями, позволило определить полутолщины (L) 32 СТС, наблюдаемых во время флэппинга. Установлено, что в большинстве случаев $L \sim (1–5)\rho_e$. Таким образом, наблюдения MMS впервые позволили наблюдать интенсивные сверхтонкие электронные слои, вложенные в ТС, сформированные на масштабах порядка нескольких гирорадиусов тепловых электронов, а в некоторых случаях и на меньших масштабах. В таких СТС часть электронной популяции может испытывать квазиадиабатическую динамику, что требует создания новых теоретических моделей СТС. В будущих работах мы планируем проверить эту гипотезу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Angelopoulos V., McFadden J.P., Larson D. et al.* Tail reconnection triggering substorm onset // Science. V. 321. № 5891. P. 931–935. 2008.

– *Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Palin L., Jacquey C., Zelenyi L.M.* THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. № 8. P. 6553–6568. 2014.

– *Grigorenko E.E., Shuvalov S.V., Malova H.V., Dubinin E., Popov V.Yu., Zelenyi L.M.* Imprints of quasi-adibatic ion dynamics on the current sheet structures observed in the Martian magnetotail by MAVEN // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 122. № 10. P. 10.176–10.193. 2017.

– *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V., Popov V.Y., Halekas J.S., Mitchell D.L., Dubinin E.* Thin current sheets of sub-ion scales observed by MAVEN in the Martian magnetotail // Geophys. Res. Lett. V. 46. № 12. P. 6214–6222. 2019.

– *Harvey C.C.* Spatial gradients and the volumetric tensor // Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. P. 307–322. 1998.

– *Lui A.T.Y.* Potential plasma instabilities for substorm expansion onsets // Space Sci. Rev. V. 113. № 1. P. 127–206. 2004.

– *Malova H.V., Popov V.Yu., Grigorenko E.E., Petrukovich A.A., Delcourt D., Sharma A.S., Khabarova O.V., Zelenyi L.M.* Evidence for quasi-adiabatic motion of charged particles in strong current sheets in the solar wind // The Astronomic. J. V. 834. № 1. P. 34-1–34-9. 2016.

– *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // Space Sci. Rev. V. 122. № 1. P. 29–38. 2006.

– *Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V., Popov V.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M.* Embedded current sheets in the Earth's magnetotail // J. Geophys. Res. V. 116. A00125. 2011. https://doi.org/10.1029/2010JA015749

– *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast Plasma Investigation for Magnetospheric Multiscale // Space Sci. Rev. V. 199. № 1. P. 331–406. 2016.

– *Robert P., Dunlop M.W., Roux A., Chanteur G.* Accuracy of current density determination // Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. P. 395–418. 1998.

– *Runov A., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* Current sheet structure near magnetic X-line observed by Cluster // Geophys. Res. Lett. V. 30. № 11. P. 33-1–33-4. 2003.

– *Russell C.T., Anderson B.J., Baumjohann W. et al.* The Magnetospheric Multiscale magnetometers // Space Science Reviews. V. 199. № 1. P. 189–256. 2016.

– *Sergeev V., Runov A., Baumjohann W. et al.* Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster // Geophys. Res. Lett. V. 30. № 6. P. 60-1–60-4. 2003.

– *Sergeev V.A., Sormakov D.A., Apatenkov S.V., Baumjohann W., Nakamura R., Runov A.V., Mukai T., Nagai T.* Survey of large- amplitude flapping motions in the midtail current sheet // Ann. Geophys. V. 24. № 7. P. 2015–2024. 2006.

– *Sönnerup B.U.Ö., Scheible M.* Minimum and Maximum Variance Analysis // Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. P. 185–220. 1998.

– *Speiser T.W.* Particle trajectories in model current sheets: 1. Analytical solutions // J. Geophys. Res. V. 70. № 17. P. 4219–4226. 1965.

– *Vasko I.Y., Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Malova H.V., Zhang T.L., Fedorov A.O., Popov V.Y., Barabash S., Nakamura R.* The structure of the Venusian current sheet // Planet. Space Sci. V. 96. P. 81–89. 2014.

– *Zelenyi L.M., Malova H.V., Grigorenko E.E., Popov V.Y., Dubinin E.M.* Universal scaling of thin current sheets // Geophys. Res. Lett. V. 47. e2020GL088422. 2020. https://doi.org/10.1029/2020GL088422

– *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y., Delcourt D.C., Ganushkina N.Y., Sharma A.S.* "Matreshka" model of multilayered current sheet // Geophys. Res. Lett. V. 33. L05105. 2006. https://doi.org/10.1029/2005GL025117

– *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., Sharma A.S.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // Nonlin. Proc. Geophys. V. 11. № 5/6. P. 579–587. 2004.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 592–598

УДК 523.62-726

РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО КАСКАДА ЗА ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

© 2021 г. Л. С. Рахманова[1], *, М. О. Рязанцева[1], **, Г. Н. Застенкер[1], Ю. И. Ермолаев[1]

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

**e-mail: rakhlud@gmail.com*

***e-mail: orearm@gmail.com*

Поступила в редакцию 11.03.2021 г.
После доработки 29.03.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Пересечение солнечным ветром околоземной ударной волны в ряде случаев приводит к существенным изменениям в развитии турбулентного каскада. Отдельные случаи, исследованные ранее на основе экспериментальных измерений характеристик турбулентности в магнитослое, пока не дали ответа на вопрос, какие факторы оказывают наибольшее влияние на модификацию турбулентного каскада за околоземной ударной волной. В настоящей работе рассмотрены несколько случаев регистрации спектров сжимаемой компоненты флуктуаций в магнитослое на двух разнесенных в пространстве спутниках при спокойных условиях в солнечном ветре, что позволяет оценить влияние границ магнитослоя и топологии ударной волны на динамику турбулентного каскада при движении плазмы за околоземной ударной волной. Показано, что непосредственно за квази перпендикулярной ударной волной в дневной части магнитослоя происходит существенное перераспределение энергии в турбулентном каскаде, затрагивающее магнитогидродинамические масштабы, при этом при дальнейшем распространении плазмы в сторону флангов свойства каскада восстанавливаются. В то же время, за квази параллельной ударной волной изменения характеристик турбулентного каскада при входе плазмы в магнитослой происходят только на субионных масштабах.

DOI: 10.31857/S0016794021050114

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие солнечного ветра (СВ) с магнитосферой Земли приводит к формированию отошедшей околоземной ударной волны (ОЗУВ). Область между ОЗУВ и магнитопаузой – магнитослой (МСЛ) – характеризуется, помимо прочего, более высоким уровнем компрессии плазмы, развитием различных волновых процессов и, как следствие, более высокими по мощности флуктуациями по сравнению с невозмущенным СВ перед ОЗУВ. Важной чертой космической плазмы, характерной и для МСЛ и СВ, является ее турбулентность. Турбулентный каскад в СВ исследовался с момента запуска первых спутников [см. обзоры Alexandrova et al., 2013; Bruno and Carbone, 2013], тогда как активное исследование турбулентности в МСЛ началось сравнительно недавно [например, обзоры Sahraoui et al., 2020; Rakhmanova et al., 2021]. Значительная часть работ по исследованиям турбулентности в СВ и МСЛ в последние десятилетия посвящена определению свойств турбулентного каскада на масштабах порядка гирорадиуса протона и менее, на которых важную роль приобретают кинетические процессы и происходит, как считается, нагрев плазмы.

Поскольку характеристики плазмы СВ и ММП существенно модифицируются при пересечении плазмы ОЗУВ, свойства турбулентного каскада также могут изменяться. Статистический анализ характеристик турбулентности плазмы в МСЛ на масштабах вблизи гирорадиуса протона (т.е. при переходе от МГД к кинетическому описанию плазмы) показал их отличие от наблюдений в невозмущенном СВ, а также динамику характеристик турбулентности при распространении плазмы в МСЛ от ОЗУВ к флангам [например, Huang et al., 2017; Рахманова и др., 2018; Rakhmanova et al., 2018; Li et al., 2020). В частности, по статистическим исследованиям флуктуаций магнитного поля, измеренным на спутниках миссии Cluster [Huang et al., 2017], и флуктуаций потока ионов, измеренным на спутнике Спектр-Р [Рахманова и др., 2018; Rakhmanova et al., 2018], было показано, что в подсолнечной области в МСЛ вблизи ОЗУВ на МГД-масштабах могут наблюдаться спектры, как правило аппроксимируемые степенной функцией $\sim f^{-1}$ (где f – частота флуктуаций, измеряемая в системе отсчета плазмы) вместо функции $f^{-5/3}$, характерной для развитой Колмогоровской турбулентности в невозмущенном

СВ. При этом указанный эффект становится менее выраженным при удалении от ОЗУВ в сторону магнитопаузы и в сторону флангов. На меньших – субионных – масштабах были показаны различия форм спектров, типичных для плазмы вблизи ОЗУВ и во внутренних областях МСЛ, что может свидетельствовать о различии в процессах диссипации энергии плазмы.

Однако, экспериментальное исследование отдельных событий, проведенное в последние годы [Рахманова и др., 2019; Rakhmanova et al., 2020], а также сравнение наблюдений на различных космических аппаратах, представленных в работах разных авторов [Rakhmanova et al., 2021], выявили различные сценарии модификации турбулентного каскада на ОЗУВ. Рассмотренные случаи наблюдались при различных условиях в СВ, а также при различном расположении спутников за ОЗУВ. Было выдвинуто предположение, что на характеристики турбулентного каскада за ОЗУВ и на его развитие при распространении плазмы в МСЛ могут влиять такие факторы, как тип крупномасштабного течения СВ, взаимная ориентация межпланетного магнитного поля (ММП) и нормали к ОЗУВ и расстояние от точки входа плазмы в МСЛ до подсолнечной точки ОЗУВ. Однако, степень, способ и условия влияния каждого из этих факторов выделить до сих пор не удавалось.

В настоящей работе на основе четырех случаев одновременной регистрации частотных спектров флуктуаций на двух спутниках – космическом аппарате Спектр-Р и одном из спутников миссии Themis – внутри МСЛ проводится анализ динамики характеристик турбулентности плазмы за ОЗУВ при спокойных условиях в СВ. Фиксирование одного из важных факторов – типа набегающего потока СВ – позволило изолированно проанализировать влияние топологии ОЗУВ и расстояния до нее на развитие турбулентного каскада внутри МСЛ.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

В работе использовались измерения потока ионов на спутнике Спектр-Р прибором БМСВ [Застенкер и др., 2013; Šafránková et al., 2013] с временны́м разрешением 0.031 с и модуля магнитного поля на спутниках миссии Themis приборами FGM [Auster et al., 2008] с временны́м разрешением 0.25 с. Высокое временно́е разрешение измерений позволяет анализировать флуктуации параметров в диапазоне частот, соответствующем переходу от МГД к кинетическим масштабам. Помимо этого, для проведения сопоставления между парой спутников были использованы измерения плазменных параметров с электростатических анализаторов *ESA* на спутниках Themis [McFadden et al., 2008] с временны́м разрешением 4 с. Выбирались периоды времени, когда спутники располагались на одном фланге МСЛ или на небольшом (в пределах 20 R_E) расстоянии в подсолнечной области. При этом проверялись условия в набегающем потоке СВ: были отобраны только те события, для которых поток СВ относился к типу "*Slow*" по каталогу Ермолаева и др. [2009], т.е. к медленному невозмущенному течению СВ. Каталог доступен на интернет-ресурсе (*ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/*). Для анализа отбирались интервалы длительностью не менее 20 мин, в течение которых не наблюдалось больших по амплитуде изменений параметров плазмы и\или модуля магнитного поля, а также поворотов вектора магнитного поля, которые могут свидетельствовать о пересечении плазменных структур.

На первом этапе проводилось сравнение временно́го хода потока ионов, измеренного на двух спутниках. На рисунке 1 приведен поток ионов, зарегистрированный 30 октября 2011 г. на спутниках Themis-A (черная линия, левая ось ординат) и Спектр-Р (серая линия, правая ось ординат). Взаимное расположение спутников приведено на рис. 2*a*. Измерения спутника Themis-A сдвинуты на время распространения плазмы – 10 мин. Themis-A находился вблизи подсолнечной части магнитопаузы, пересек ее в ~1:35 UT и вошел в магнитосферу. Спектр-Р находился на фланге, на расстоянии ~25 R_E вдоль оси X_{GSE} (*GSE* – солнечная эклиптическая система координат), вдали от обеих границ МСЛ. Углы θ_{BN} между локальной нормалью к ОЗУВ в точке входа плазмы в МСЛ и ММП для обоих спутников составляли 60°. Угол θ_{BN} вычислялся в точке входа плазмы в МСЛ, определенной с помощью трассировки спутника к ОЗУВ вдоль линий тока, вычисленных с использованием модели Спрайтера [Spreiter et al., 1966]. Подробно методика описана в работе [Shevyrev and Zastenker, 2005]. Таким образом, оба спутника находились за квази перпендикулярной ОЗУВ, но на разных расстояниях от подсолнечной точки. Наблюдается хорошее визуальное соответствие временно́го хода потока ионов на обоих спутниках, что свидетельствует о регистрации на них одного и того же объема плазмы. Вертикальными штриховыми линиями обозначен временно́й интервал длительностью около часа, использованный для дальнейшего анализа.

Для определения характеристик турбулентности использовался Фурье-анализ. При этом перед вычислением частотных спектров флуктуации параметров были нормированы на среднее значение соответствующего параметра на всем интервале. Указанная нормировка проводилась для сравнения мощности флуктуаций различных параметров. Следует отметить, что как флуктуации потока ионов, так и флуктуации модуля магнитного поля представляют собой флуктуации сжа-

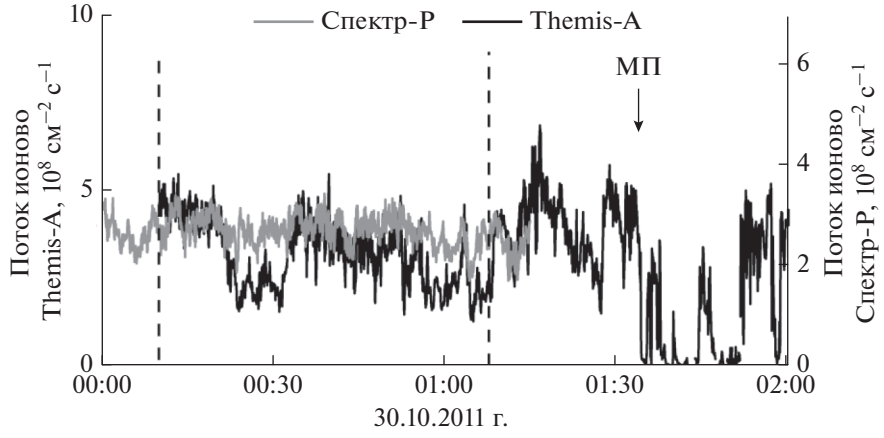


Рис. 1. Временно́й ход потока ионов в магнитослое, измеренный на спутнике Themis-A (черная линия, левая ось ординат) и на спутнике Спектр-Р (серая линия, правая ось ординат). Вертикальные штриховые линии обозначают границы интервала, выбранного для спектрального анализа.

тия [например, Alexandrova et al., 2008], и, соответственно, сравнение характеристик их частотных спектров физически оправдано. Подробнее возможность сравнения спектров флуктуаций потока ионов и модуля магнитного поля рассмотрена в работе [Rakhmanova et al., 2020], а непосредственное сравнение спектров разных величин на одном космическом аппарате приведены в работах [Chen, 2016; Chen and Boldyrev, 2017; Roberts et al., 2017]. На рисунке 2*б* приведены спектры флуктуаций потока ионов на спутнике Спектр-Р (серая линия) и модуля магнитного поля на спутнике Themis-A (черная линия). Оба спектра могут быть аппроксимированы двумя степенными функциями, сменяющими друг друга на некоторой частоте (частоте излома). При помощи линейной аппроксимации были определены показатели степенных функций (т.н. наклоны спектров) на МГД и кинетических масштабах (на частотах меньше и больше излома, соответственно). Спектр флуктуаций модуля магнитного поля, зарегистрированных спутником Themis-A, характеризуется наклоном -1.09 ± 0.08 на МГД-масштабах и -2.88 ± 0.01 на кинетических масштабах. Спектр флуктуаций потока ионов, зарегистрированных ниже по течению спутником Спектр-Р, характеризуется наклоном -1.50 ± 0.02 на МГД и -2.97 ± 0.01 на кинетических масштабах, соответственно. Хорошо видно, что в подсолнечной области свойства турбулентного каскада на МГД-масштабах сильно отличаются от предсказаний теории развитой турбулентности, то есть не следуют Колмогоровскому скейлингу, несмотря на удаленность спутника от ОЗУВ. На кинетических масштабах наклон спектра близок к типичному значению $-(2.7–2.9)$, наблюдающемуся в среднем в статистических исследованиях турбулентности в МСЛ [Huang et al., 2014; Rakhmanova et al., 2016], а также в СВ [Chen et al., 2012; Riazantseva et al., 2015], и близкому к некоторым теоретическим предсказаниям [например, Boldyrev and Perez, 2012]. При удалении плазмы от подсолнечной области наклон спектра на МГД-масштабах приближается к Колмогоровскому скейлингу, при этом наблюдается незначительное укручение кинетической части спектра. Как правило, считается, что частота излома спектра связана с доминирующим процессом диссипации энергии и соответствует определенной характерной плазменной частоте. Однако, однозначно определить, какой частоте соответствует излом до сих пор не удалось [например, Šafránková et al., 2016]. Определение положения частоты излома выходит за рамки данной работы, однако характерные частоты приведены для справки для каждого спектра на рис. 2 вдоль оси абсцисс. Линией из точек обозначена гирочастота протона F_C, частоты $F_G = V/2\pi\rho$ и $F_L = V/2\pi L$ (где V – потоковая скорость плазмы), определяемые ларморовским радиусом ρ и инерционной длиной L протона, обозначены штриховой и сплошной линией, соответственно. Черным цветом обозначены частоты для спутника Themis, серым – для спутника Спектр-Р. Поскольку на спутнике Спектр-Р измерения магнитного поля отсутствуют, для него приведена только последняя из перечисленных частот.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Аналогичным образом были проанализированы еще три события с различной топологией ОЗУВ и с различной локализацией космических аппаратов внутри МСЛ. При этом для каждого события проверялось визуальное соответствие временно́го хода потока ионов на двух спутниках,

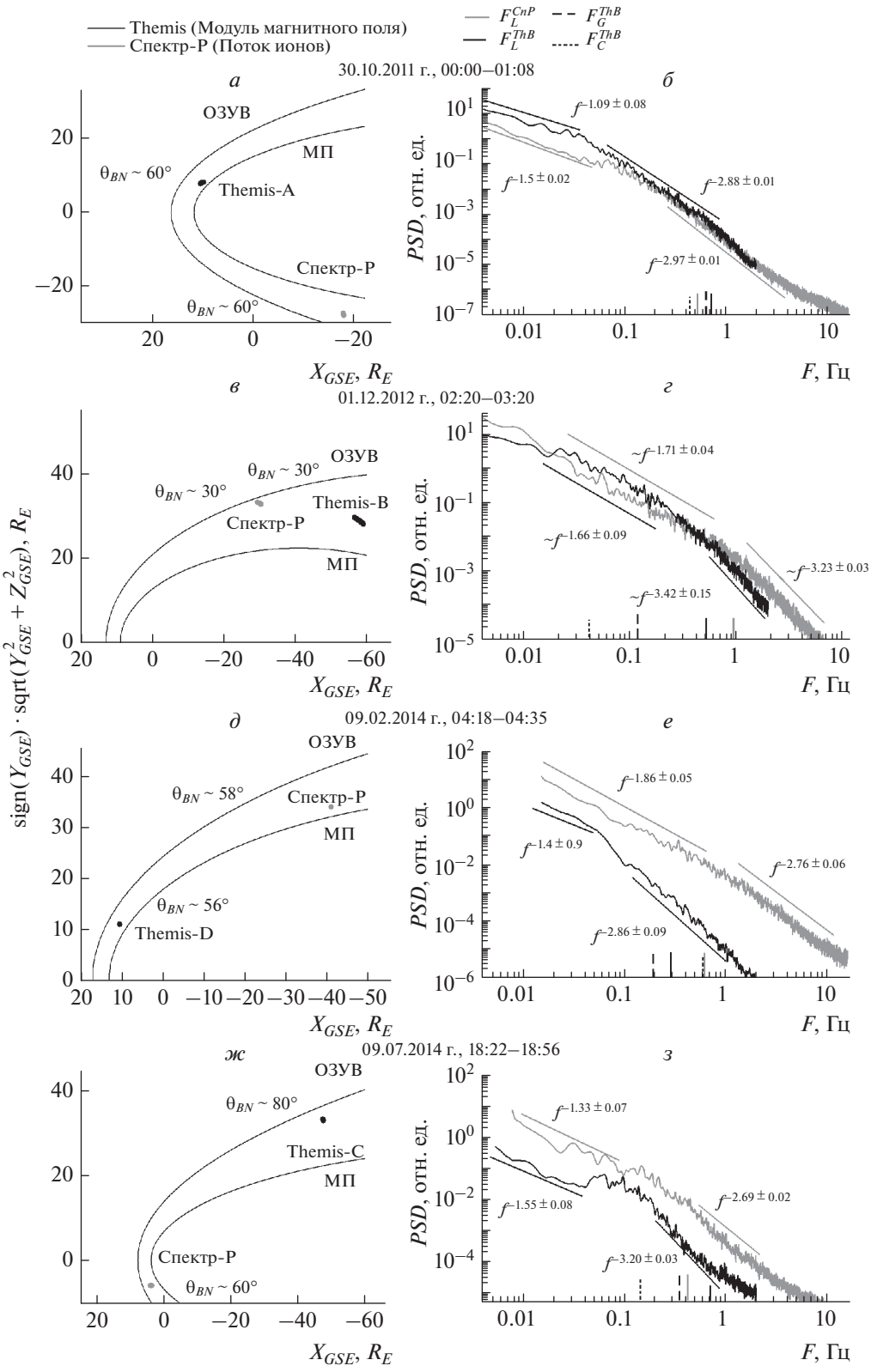


Рис. 2. Слева – расположение космических аппаратов, справа – спектры флуктуаций потока ионов (серая линия) и модуля магнитного поля (черная линия) для четырех рассмотренных событий.

Таблица 1. Характеристики спектров флуктуаций потока ионов по измерениям на спутнике Спектр-Р и модуля магнитного поля по измерениям на спутнике Themis, расположение спутников и значение угла θ_{BN} для рассмотренных событий

Событие	Спутник	Расположение	Угол θ_{BN}, °	Наклон спектра на МГД-масштабах	Наклон спектра на кинетических масштабах
30.10.2011 г.	Themis	МП, п\с	60	-1.09 ± 0.08	-2.88 ± 0.01
	Спектр-Р	Центр, ф	60	-1.50 ± 0.02	-2.97 ± 0.08
01.12.2012 г.	Themis	Центр, ф	30	-1.66 ± 0.09	-3.42 ± 0.15
	Спектр-Р	ОЗУВ, ф	30	-1.71 ± 0.04	-3.23 ± 0.03
09.02.2014 г.	Themis	МП, п\с	56	-1.4 ± 0.9	-2.86 ± 0.09
	Спектр-Р	МП, ф	58	-1.87 ± 0.05	-2.76 ± 0.06
09.07.2014 г.	Themis	Центр, ф	80	-1.55 ± 0.08	-3.20 ± 0.03
	Спектр-Р	Центр, п\с	60	-1.33 ± 0.07	-2.69 ± 0.02

чтобы исключить регистрацию принципиально разных объемов плазмы. На рисунках 2*в*, 2*д*, 2*ж* приведены расположения пар спутников в рассматриваемых событиях, на рис. 2*г*, 2*е*, 2*з* – сравнение спектров флуктуаций параметров в указанных событиях, соответственно. Черными линиями обозначены спектры флуктуаций модуля магнитного поля по измерениям спутников Themis, серыми – спектры флуктуаций потока ионов по измерениям спутника Спектр-Р. Угол θ_{BN}, характеризующий тип ОЗУВ, указан на панелях слева с расположением для каждого космического аппарата. Результаты аппроксимации наклонов спектров на МГД и кинетических масштабах приведены на панелях справа рядом с соответствующей кривой. Особенности расположения спутников для каждого события, а также характеристики спектров флуктуаций, приведены в табл. 1. В графе "Расположение" буквами "ф" и "п/с" отмечены фланговые и подсолнечные области, соответственно, "Центр" обозначает удаленность от границ МСЛ, "МП" и "ОЗУВ" означает близость к магнитопаузе или ОЗУВ, соответственно. При этом под расположением вблизи границ понимается ситуация, когда ее пересечение происходит в пределах 1 ч до\после анализируемого интервала, в противном случае говорится об удаленности спутника от границ.

Сравнивая характеристики спектров флуктуаций параметров для четырех событий при различном взаимном расположении спутников можно видеть, что три события, в которых один из спутников находился в подсолнечной области (события 1, 3 и 4), наблюдаются за квази перпендикулярной ОЗУВ и характеризуются заметным отклонением спектров на МГД-масштабах от Колмогоровского скейлинга. При этом, даже вблизи подсолнечной области спектры в двух из трех случаев отличаются от спектров с показателем -1, отмеченных в статистическом исследовании [Huang et al., 2017]. Поскольку авторы указанной работы рассматривали не флуктуации сжатия, а флуктуации альвеновской компоненты, то полученное различие может свидетельствовать о разнице свойств сжимаемой и несжимаемой компонент флуктуаций вблизи ОЗУВ. Статистический анализ Рахмановой и др. [2018] показал отличие спектров флуктуаций потока ионов от Колмогоровского вида только в областях вблизи ОЗУВ, тогда как в середине МСЛ и вблизи магнитопаузы спектры имели наклоны близкие к $-5/3$ на МГД-масштабах. В настоящей работе отклонения от Колмогоровского вида спектров в подсолнечной области наблюдаются как в середине МСЛ (событие 09.07.2014 г.), так и вблизи магнитопаузы (события 30.10.2011 г. и 09.02.2014 г.). Полученное отличие от результатов статистического исследования вероятней всего обусловлено тем, что большая часть рассматриваемых в работе [Рахманова и др., 2018] данных относилась к фланговому МСЛ.

Во фланговых областях все события за квази перпендикулярной ОЗУВ относятся к середине МСЛ или области вблизи магнитопаузы. Для указанных событий характерны спектры, близкие к Колмогоровским на МГД-масштабах. Из чего можно сделать вывод, что при движении плазмы от подсолнечной области к флангам турбулентность развивается, и, в результате, на флангах вдали от ОЗУВ наблюдаются спектры, близкие к предсказаниям теории развитой турбулентности на МГД-масштабах. Этот результат хорошо согласуется с результатами статистического исследования [Рахманова и др., 2018].

События, наблюдающиеся в подсолнечной области за квази перпендикулярной ОЗУВ, характеризуются наклонами спектров на кинетических масштабах, характерными для плазмы МСЛ и СВ – от -2.9 до -2.7. При этом для двух из трех событий (30.10.2011 г. и 09.02.2014 г.) характерно сохранение указанного наклона при движении

плазмы к флангам, т.к. наклоны спектров совпадают с учетом погрешностей их определения. Для одного из событий – 09.07.2014 г. – наблюдается заметное укручение спектра на кинетических масштабах при распространении плазмы в МСЛ – наклон изменяется от -2.69 ± 0.02 до -3.20 ± 0.03. Однако соответствующий спектр на рис. 2*з* демонстрирует присутствие широкого пика на частоте, близкой к циклотронной частоте протона, что свидетельствует о присутствии локальных волновых явлений, которые могут приводить к дополнительной диссипации энергии в этой области. Таким образом, при отсутствии локальных источников дополнительной диссипации энергии турбулентный каскад на кинетических масштабах не подвержен изменению при движении плазмы за квази перпендикулярной ОЗУВ от подсолнечной области к флангу.

Одно из четырех событий, представленное на рис. 2*в*, 2*г*, относится к магнитослою за квази параллельной ОЗУВ. Указанное событие более подробно рассматривалось в работе (Rakhmanova et al., 2020), однако в данном случае оно интересно для сравнения свойств спектров флуктуаций за квази параллельной и квази перпендикулярной ОЗУВ. Как видно, оба спутника находились во фланговой области МСЛ, один вблизи ОЗУВ, другой – дальше по течению в середине МСЛ. Оба спектра имеют Колмогоровский вид на МГД-масштабах и больший по модулю наклон на кинетических масштабах (по сравнению с наблюдаемыми в среднем для МСЛ и СВ) – -3.42 ± 0.15 вблизи ОЗУВ и -3.23 ± 0.03 в середине МСЛ. Таким образом, при спокойных условиях в СВ за квази параллельной ОЗУВ не наблюдается отличий спектров от предсказаний теорий развитой турбулентности на флангах МСЛ. При этом наблюдается существенное укручение спектров, свидетельствующее, вероятно, об увеличенном темпе диссипации энергии, обусловленной процессами, вовлеченными в локальный объем плазмы, причем вблизи ОЗУВ темпы диссипации несколько выше, чем вдали от нее. Полученный результат соответствует представленным ранее на основе статистики выводам [Rakhmanova et al., 2020].

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Анализ четырех событий регистрации турбулентных флуктуаций сжатия в МСЛ в двух разнесенных точках позволил выявить основные черты модификации турбулентного каскада на ОЗУВ и его дальнейшей динамики при спокойных условиях в набегающем потоке СВ.

1) За квази перпендикулярной ОЗУВ наблюдается существенное отклонение спектров флуктуаций на МГД-масштабах от Колмогоровского вида и восстановление Колмогоровского скейлинга спектров при распространении плазмы в сторону флангов вдали от ОЗУВ; при этом, как правило, наклоны спектров больше по модулю, чем наклон -1, полученный статистически для альвеновских флуктуаций в подсолнечной области МСЛ, что может свидетельствовать о различии в модификации сжимаемой и несжимаемой компоненты флуктуаций на ОЗУВ.

2) За квази перпендикулярной ОЗУВ на кинетических масштабах, как правило, наблюдаются спектры с характерным для флуктуаций плазмы и магнитного поля СВ и МСЛ наклоном – (2.7–2.9), при этом это значение сохраняется при распространении плазмы от подсолнечной области к флангам при отсутствии локальных волновых процессов, которые могут привести к усилению диссипации и укручению спектра.

3) За квази параллельной ОЗУВ во фланговых областях спектры соответствуют Колмогоровским вне зависимости от расстояния до ОЗУВ, при этом на кинетических масштабах, по-видимому, увеличиваются темпы диссипации, что приводит к существенному укручению спектров на различных расстояниях от ОЗУВ и от подсолнечной области.

Проведенное исследование впервые наглядно показывает, что при спокойных условиях в СВ за квази перпендикулярной ОЗУВ характеристики турбулентного каскада плазмы существенно изменяются на МГД-масштабах, при этом сохраняясь на субионных масштабах. Последующее выделение интервалов с одинаковой топологией ОЗУВ и расположением спутников, но различными условиями в набегающем потоке СВ необходимо для определения и разделения вкладов топологии ОЗУВ и характеристик СВ на развитие турбулентности плазмы в МСЛ.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарности своим коллегам из Института космических исследований (ИКИ РАН), Научно-производственного объединения им. С.А. Лавочкина (НПО Лавочкина) и Карлова университета в Праге (г. Прага, Чехия) за помощь в разработке, отладке, калибровке, полетном контроле, а также за сбор, передачу и первичную обработку научной информации с прибора БМСВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 19-02-00177 а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др.* Быстрые измерения параметров солнечного ветра с

помощью прибора БМСВ // Космич. исслед. Т. 51. № 2. С. 88–99. 2013.

– *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.

– *Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н., Веригин М.И.* Влияние магнитопаузы и головной ударной волны на характеристики турбулентности плазмы в магнитослое Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 6. С. 749–758. 2018.

– *Рахманова Л.С., Рязанцева М.О., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Чесалин Л.С.* Влияние характеристик турбулентности плазмы солнечного ветра на свойства турбулентного каскада в магнитослое // Космич. исслед. Т. 57. № 6. С. 461–468. 2019.

– *Alexandrova O., Lacombe C., Mangeney A.* Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth's magnetosheath: cluster observations // Ann. Geophys. V. 26. P. 3585–3596. 2008.
https://doi.org/10.5194/angeo-26-3585-2008

– *Alexandrova O., Chen C.H.K., Sorriso-Valvo L., Horbury T.S., Bale S.D.* Solar Wind Turbulence and the Role of Ion Instabilities // Space Science Reviews. V. 178. P. 101–139. 2013.

– *Boldyrev S., Perez J.C.* Spectrum of kinetic alfven turbulence // Astrophys. J. Lett. V. 758. № 2. L44. 2012.
https://doi.org/10.1088/2041-8205/758/2/L44

– *Bruno R., Carbone V.* The solar wind as a turbulence laboratory // Living Reviews in Solar Physics. V. 10. 2013.
https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2

– *Chen C.H.K., Salem C.S., Bonnel J.W., Moze F.S., Bale S.D.* Electron density fluctuation spectrum of solar wind turbulence between ion and electron scales // Phys. Rev. Lett. V. 109. № 3. P. 035001. 2012.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.035001

– *Chen C.H.K.* Recent progress in astrophysical plasma turbulence from solar wind observations // J. Plasma Phys. V. 82. ID. 535820602. 2016.
https://doi.org/10.1017/S0022377816001124

– *Chen C.H.K., Boldyrev S.* Nature of kinetic scale turbulence in the Earth's magnetosheath // Astrophys. J. 842, 122. 2017.
https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa74e0

– *Huang S.Y., Sahraoui F., Deng X.H., He J.S., Yuan Z.G., Zhou M., Pang Y., Fu H.S.* Kinetic turbulence in the terrestrial magnetosheath: cluster observations // Astrophys. J. V. 789. L28. 2014.
https://doi.org/10.1088/2041-8205/789/2/L28

– *Huang S.Y., Hadid L.Z., Sahraoui F., Yuan Z.G., Deng X.H.* On the existence of the Kolmogorov inertial range in the terrestrial magnetosheath turbulence // Astrophys. J. Lett. V. 836. № 1. L10. 2017.
https://doi.org/10.3847/2041-8213/836/1/L10

– *Li H., Jiang W., Wang C., Verscharen D., Zeng C., Russel C.T., Giles B., Burch J.L.* Evolution of the Earth's magnetosheath turbulence: a statistical study based on MMS observations // Astrophys. J. V. 898. L43. 2020.
https://doi.org/10.3847/2041-8213/aba531

– *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G.* Plasma fluctuations at the flanks of the Earth's magnetosheath at ion kinetic scales // Ann. Geophys. V. 34. P. 1011–1018. 2016.

– *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Verigin M.* Kinetic scale ion flux fluctuations behind the quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shock // J. Geophys. Res. Space Physis. V. 123. P. 5300–5314. 2018.
https://doi.org/10.1029/2018JA025179

– *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Yermolaev Y., Lodkina I.* Dynamics of plasma turbulence at Earth's bow shock and through the magnetosheath // Astrophys. J. V. 901. ID 30. 2020.
https://doi.org/10.3847/1538-4357/abae00

– *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. ID. 616635. 2021.
https://doi.org/10.3389/fspas.2020.616635

– *Riazantseva M.O., Budaev V.P., Zelenyi L.M., Zastenker G.N., Pavlos G.P., Šafránková J., Němeček Z., Přech L., Nĕmec F.* Dynamic properties of small scale solar wind plasma fluctuations // Philosophical Transactions of the Royal Society A. V. 373. 20140146. 2015.
https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0146

– *Roberts O.W., Narita Y., Li X., Escoubet C.P., Laakso H.* Multipoint analysis of compressive fluctuations in the fast and slow solar wind // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 122. P. 6940–6963. 2017.
https://doi.org/10.1002/2016JA023552

– *Šafránková J., Němeček Z., Přech L. et al.* Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and First Results // Space Science Reviews. V. 175. P. 165–182. 2013.

– *Šafránková J., Němeček Z., Němec F., Přech L., Chen C.H.K., Zastenker G.N.* Power spectral density of fluctuations of bulk and thermal speeds in the solar wind // Astrophys. J. V. 825. P. 121.
https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/2/121

– *Sahraoui F., Hadid L., Huang S.* Magnetohydrodynamic and kinetic scale turbulence in the near-Earth space plasmas: a (short) biased review // Rev. Mod. Phys. V. 4. ID. 4. 2020.
https://doi.org/10.1007/s41614-020-0040-2

– *Shevyrev N.N., Zastenker G.N.* Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shocks // Planet. Space Sci. V. 53. P. 95–102. 2005.
https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.033

– *Spreiter J.R., Summers A.L., Alksne A.Y.* Hydromagnetic flow around the magnetsphere // Planet. Space Sci. V. 14. P. 223–253. 1966.
https://doi.org/10.1016/0032-0633(66)90124-3

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 599–609

УДК 621.371/372

ПОГРЕШНОСТЬ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ МАКСИМУМА СЛОЯ *F*2 В АВТОМАТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ ИОНОГРАММ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ В УСЛОВИЯХ НИЗКОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. И. В. Крашенинников[1], *, Л. Н. Лещенко[1]

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

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

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.
После доработки 23.03.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Проанализированы погрешности в оценке параметров главного ионосферного максимума: плазменной частоты – *foF*2 и высоты – *hmF*2 автоматизированными системами обработки данных вертикального радиозондирования ионосферы на ст. ИЗМИРАН в 2018 г. – в период низкой солнечной активности. Исследовались результаты работы двух наиболее распространенных в мировой практике обсерваторских наблюдений состояния ионосферы программ: ARTIST 5 в составе ионозонда DPS-4 (комплекс DPS-ARTIST) и Autoscala 5.1, адаптированной для ионозонда “Парус-А” (комплекс Парус-Autoscala). В качестве эталона для сравнения результатов использовалась независимая система операторской обработки ионограмм на ионозонде “Парус-А”. Показано, что оценки *foF*2 автоматизированными системами достаточно достоверны со среднеквадратичным отклонением 0.1 МГц. Погрешности в оценке *hmF*2 существенно различаются для рассматриваемых комплексов и характеризуются наличием общего систематического отрицательного смещения, наиболее значимо выраженного в локально полуденное время и зависящего от сезона года. Статистические значения отклонений *hmF*2 существенно больше для системы DPS-ARTIST и принципиально сравнимы с результатами сопоставления с данными радара некогерентного рассеяния в MillstoneHill.

DOI: 10.31857/S0016794021050072

1. ВВЕДЕНИЕ

Основным источником корректно локализованных данных о положении главного ионосферного максимума – пика слоя *F*2 ионосферы являются ионозонды вертикального радиозондирования (ВЗ) ионосферы. Несмотря на то, что их функционирование может быть основано на различных типах локационных сигналов, интерпретация данных радиозондирования – ионограмм ВЗ выполняется в мировой практике, в основном, двумя программами автоматического распознавания регистрируемых следов отражения от ионосферы и последующего восстановления высотной зависимости электронной плотности. По степени применимости их можно расположить следующим образом: ARTIST, используемая только в ионозондах DPS-4 [Galkin et al., 2008], и более универсальная – Autoscala [Pezzopane, Scotto, 2004], адаптируемая для различных ионозондов [Pezzopane et al., 2010]. В каждой из программ можно выделить два базовых модуля: распознавание частотной зависимости группового запаздывания сигналов однократного отражения от ионосферы с выделением следов отражений от ионосферных слоев на ионограмме и инверсии нормализованной ионограммы в высотный профиль электронной плотности. В силу того, что ионограммы ВЗ формируются в условиях зависимости распределения ионосферной плазмы от гелиогеофизического фона, а также, учитывая факторы ионосферной изменчивости, неопределенности и динамических (волновых) возмущений, их структура может быть очень сложной. Задача распознавания образов, как правило, основана на наборе определенных стандартных образцов данных и при значительных отклонениях от них ионограмма может быть классифицирована как неподходящая для обработки или интерпретирована некорректно. При неправильном распознавании треков на ионограмме ионосферные параметры и, в частности, положение главного ионосферного максимума будет определено со значительной погрешностью, что в последующем может проявиться, например, в наличии система-

тической особенности в ионосферных моделях, основанных на статистических экспериментальных данных.

В работе [Pezzopane, Scotto, 2007] приведены результаты сопоставления точностных характеристик программ автоматической обработки ионограмм ARTIST (версия 4) и Autoscala для плазменной частоты в максимуме слоя $F2$ – $foF2$ на данных, полученных одним ионозондом – DPS-4 (Рим) в 2005–2006 гг. в условиях среднего уровня солнечной активности. Показано, что, в целом, обе программы имеют сравнимую эффективность в оценке данного параметра, различаясь в конкретных случаях вследствие особенностей в структуре исходных данных. Погрешности в оценке высоты максимума слоя $F2$ исследовались в работе [Chen et al., 1994] для системы DPS (Digisonde)-ARTIST для сезонов 1990 г. – максимума солнечной активности. Показано, что в сравнении с практически прямыми измерениями пика слоя $F2$ радаром некогерентного рассеяния (НР) в MillstoneHill, отмечается систематическое отрицательное отклонение значений, полученных из данных ионозонда Digisonde 256 с системой обработки ARTIST 4 с наибольшим значением для июня месяца ~–17 км. В публикации [Perrone et al., 2020], также на основе данных НР в MillstoneHill, но только в локально полуденное время, за период 2000–2016 гг. в спокойных условиях (селектированные данные), отмечается, что для результатов DPS-Autoscala усредненное расхождение в высоте максимума слоя $F2$ существенно меньше и составляет ~–1 км со стандартом ~11 км. Более расширенное исследование тех же данных на суточном интервале времени [Scotto and Sabbagh, 2020] дает большие оценочные значения для статистических параметров $hmF2$: среднее смещение ~–10 км со стандартом отклонения ~16 км для DPS-Autoscala и с несколько большей систематической погрешностью для комплекса DPS-ARTIST.

В данной работе представлены результаты анализа оценки параметров максимума слоя $F2$ ионосферы [$foF2$, $hmF2$] двумя системами автоматического масштабирования ионосферных параметров, функционирующими в составе ионозондов DPS-4 (DPS-ARTIST) и “Парус-А” (Парус-Autoscala) в ИЗМИРАН, для 2018 г. – года низкой солнечной активности.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В ИЗМИРАН ведутся регулярные обсерваторские наблюдения состояния ионосферы двумя ионозондами: “Парус-А” [Гивишвили, Лещенко, 2019], данные которого наряду с автоматической системой их интерпретации – Autoscala [Krasheninnikov et al., 2010] подвергаются независимой операторской обработке часовых регистраций, и DPS-4 с программой распознавания ионограмм ARTIST (версия 5) [Панченко, 2019]. Каждая система обработки данных ВЗ имеет в своем составе модуль восстановления высотной зависимости электронной плотности – $N(h)$-профиля [Scotto, 2009; Reinisch, Huang, 1983]. Разность во времени съема ионограмм составляет 1 мин, что можно рассматривать, как практически одновременную работу ионозондов. На рисунке 1 приведен пример ионограмм ВЗ, полученных двумя ионозондами и обработанных соответствующими программами распознавания. Видно, что они, в высокой степени, идентичны, что и проявляется в оценке $foF2$: 5.60 МГц в обоих случаях. Но в высоте максимума расхождение существенное: 198 км для системы DPS-ARTIST и 230 км – для Парус-Autoscala. Также можно видеть и заметное различие в высотных профилях электронной плотности, в частности, в области слоя $F1$, для которого высота максимума – $hmF1$ оценивается как 156 км системой DPS-ARTIST и 174 км – системой Парус-Autoscala. Операторская обработка ионограммы с программой оценки $N(h)$-профиля на основе метода [Titheridge, 1988] дает значение для $hmF2$ в 207 км и с более реалистичным высотным ходом электронной плотности в области слоя $F1$ для осеннего сезона с максимальной высотой – 158 км (рис. 2). (Для слоя $F1$ в данной ситуации более корректно говорить не о высоте максимума, а о максимальной высоте, поскольку слой является частично развитым).

Из рисунка 1 видны особенности алгоритмов работы программ автоматической обработки ионограмм ВЗ. Для алгоритма программы ARTIST характерно выделение трека всего следа обыкновенной ветви ионограммы (рис. 1, левая панель). Этому способствует технология работы ионозонда с раздельным излучением волн круговой поляризации, что видно по качественному разделению следов магнитоионных компонент зондирующих волн. Инверсия дискретизированных точек трека выполняется по классической схеме – от начала следа слоя E до последней точки отражения от слоя $F2$ и последующей модельной экстраполяцией на внешнюю часть ионосферы. Обращение к модельным представлениям ионосферы при расчете $N(h)$-профиля производится только при определении стартовой точки с учетом области ненаблюдаемой электронной концентрации (D-область) и E–F “долины” межслоевой ионизации.

В алгоритме Autoscala (версия 5.1) выделяются только треки магнитоионных компонент отражения от слоя $F2$ до точки смыкания со следами моды $F1$ (или слоя E при отсутствии $F1$) и определяется критическая частота слоя $F1$ [Pezzopane, Scotto, 2008]. Для работы программы не требуется иметь строгого разделения магнитоионных ветвей ионограммы в приемном устройстве иono-

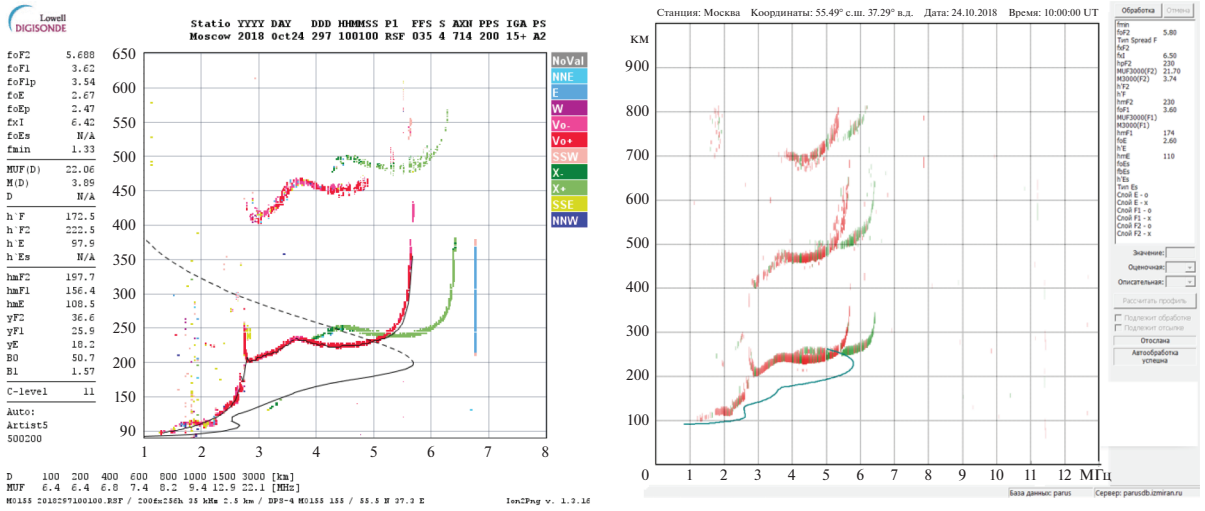


Рис. 1. Ионограммы ВЗ на ст. ИЗМИРАН 24.10.2018 г.: 10:01 UT – ионозонд DPS-4 (левая панель) и 10:00 UT – ионозонд "Парус-А" (правая панель) с высотными профилями электронной плотности, полученными автоматическими программами ARTIST и Autoscala.

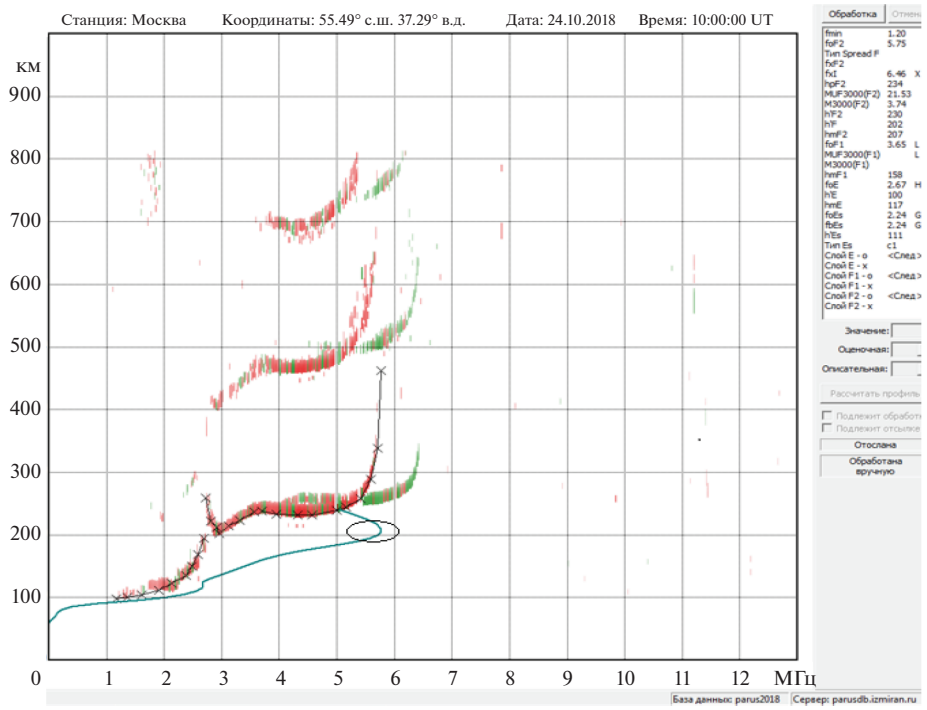


Рис. 2. Ионограмма ВЗ на ст. ИЗМИРАН 24.10.2018 г. 10:00 UT – ионозонд "Парус-А" с обработкой оператором и высотным профилем плазменной частоты. Разность в оценке высоты максимума слоя *F*2 составляет: +25 км для Autoscala и –10 км для ARTIST. Крестиками отмечены точки трека О-компоненты, выбранные оператором.

зонда. Она может функционировать даже при отсутствии такого разделения, что определяет ее универсальность и возможность адаптации к различным ионозондам [Pezzopane et al., 2010], в том числе и не имеющим ортогональных приемных антенн. Однако привлечение внешних модельных представлений более широкое. И поскольку модели медианные, то в конкретных условиях они могут иметь существенные отличия от текущих зависимостей ионосферных параметров,

Таблица 1. Стандарт отклонения от медианных значений *hmF*2

	ARTIST	Autoscala	Оператор
Январь	17.6	20.7	13.1
Апрель	17.3	20.7	17.0
Июль	19.3	19.1	18.2
Октябрь	16.5	17.3	14.5

Таблица 2. Медианные отклонения параметров максимума слоя *F*2

Месяц	ARTIST		Autoscala	
	Δf_p, МГц	Δh_p, км	Δf_p, МГц	Δh_p, км
Январь	−0.1	−9.0	−0.1	0.0
Апрель	0.0	−13.0	−0.1	−7.0
Июль	0.0	−17.5	−0.1	−11.0
Октябрь	0.0	−9.0	−0.1	−1.0

что, в частности, можно видеть из хода электронной плотности на высотах слоя *F*1 (рис. 1). Сравнивая его с результатами операторской оценки *N*(*h*)-профиля (рис. 2) и программы ARTIST (рис. 1) можно заключить: слой в целом выглядит преувеличенным в своем развитии для данного сезона (такая форма слоя *F*1 более характерна для летнего сезона) и имеет завышенную максимальную высоту слоя *F*1 – *hmF*1 (174 км против 156 км – рис. 1 и 158 км – рис. 2).

В операторской обработке данных, здесь и далее рассматриваемой как эталон, распознавание следов по ионосферным областям и выделение треков выполняется квалифицированным оператором в соответствии с правилами URSI по интерпретации ионограмм [Руководство, 1978]. Восстановление высотного профиля выполняется программой MPOLAN, являющейся модификацией программы POLAN [Titheridge, 1988] с добавлением модели СМИ-88 для описания *D*- и нижней части *E*-слоев ионосферы, как областей ненаблюдаемой электронной плотности (рис. 2). В алгоритме POLAN имеется существенное отличие от программ восстановления *N*(*h*)-профиля ARTIST и Autoscala: всегда выполняется процедура экстраполяции высотного профиля электронной плотности до высоты максимума слоя *F*2, как обязательно развитого слоя, на основе его аналитического представления слоем Чепмена (отмечено овалом на рис. 2).

Массив анализируемых данных составили часовые ионограммы в средние месяцы сезонов 2018 г.: январь, апрель, июль и октябрь. Медианные значения *hmF*2 для каждого часа представлены на рис. 3, и видна общая закономерность: в околополуденное время имеется систематическое отрицательное отклонение результатов DPS-ARTIST для всех сезонов года. Наибольшее расхождение приходится на летний сезон – июль. Для данного месяца наблюдается значительное расхождение с эталонной обработкой и для комплекса Парус-Autoscala, хотя, в целом по году, оно статистически существенно менее значимо. Минимальное расхождение приходится на осенний сезон, когда структура ионограмм наиболее близка к классифицированным образам. Средние значения часовых среднеквадратичных отклонений от медианных значений приведены в табл. 1, что дает представление об устойчивости методов оценки параметра *hmF*2 – операторская обработка данных ВЗ дает минимальный статистический разброс на множестве измерений.

На рисунке 4 представлены распределения отклонений параметра *hmF*2 от эталона для зимнего (январь) и летнего (июль) сезонов года (как имеющие минимальные и максимальные статистические моменты 1-го порядка) в автоматических процедурах анализа данных ВЗ ионосферы. Числовые значения медианных отклонений *foF*2 и *hmF*2 сведены в табл. 2, где Δf_p относится к плазменной частоте, а Δh_p – к истинной высоте максимума слоя *F*2. Можно видеть существенные различия в оценке высоты главного ионосферного максимума двумя рассматриваемыми автоматическими средствами распознавания ионограмм ВЗ, в частности, систематическое значительное занижение *hmF*2 в локально полуденное время в результатах работы системы DPS-ARTIST, что особенно ярко выражено для летнего периода. Для комплекса Парус-Autoscala такое поведение отмечается только для летнего сезона и существенно менее значимо по величине эффекта. Распределение отклонений плазменной частоты в максимуме слоя *F*2 для июля 2018 г. – рис. 5, показывает наличие значимого локального максимума в результатах комплекса DPS-ARTIST для аргумента −0.5 МГц, что отсутствует для комплекса Парус-Autoscala.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отличительной особенностью отклонений высоты *hmF*2 от эталонных значений в июле месяце для DPS-ARTIST является не только большое значение медианы, но и сильная асимметрия функции распределения (рис. 4) со значительной долей случаев с аргументом, лежащим в интервале – 40–50 км. Асимметрия функции распределения является причиной значительного расхождения медианы и среднего отклонения: медиана – −18 км, среднее – −24 км. По-видимому, причиной является крайне сложная структура

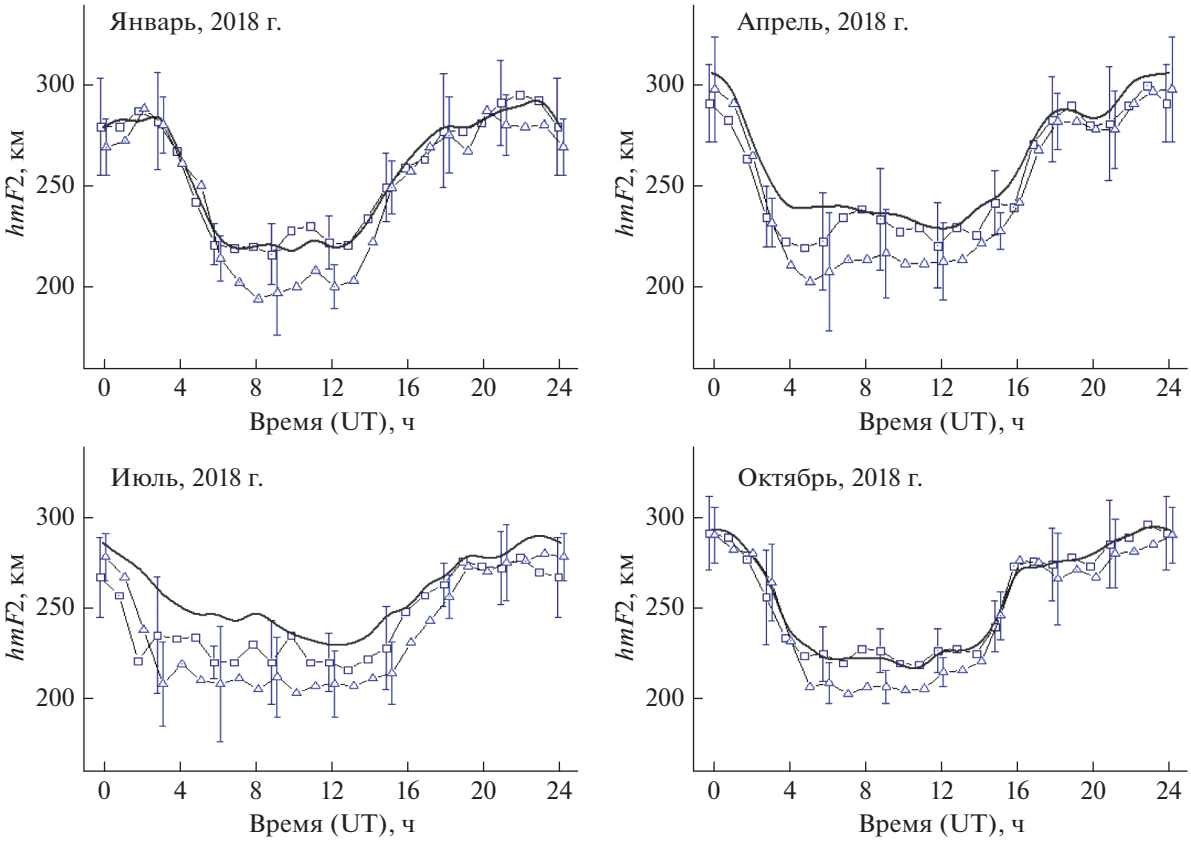


Рис. 3. Суточная зависимость медианных значений с доверительными интервалами высоты слоя *F*2, полученных в автоматизированных системах обработки ионограмм ВЗ для средних месяцев сезонов 2018 г.: полые квадратики – Autoscala, полые треугольники – ARTIST. Результаты операторской обработки представлены сплошными линиями.

ионограмм ВЗ в летнее околополуденное время при низкой солнечной активности, в которой след отражения от слоя *F*2 имеет малый частотный интервал существования, а зачастую он практически вырождается, например, при повышенных значениях геомагнитной возмущенности. Напротив, след отражения от слоя *F*1 является хорошо развитым, поскольку уровень солнечной и геомагнитной активности влияет на него значительно слабее, чем на слой *F*2. Пример такой ионограммы можно видеть на рис. 6 (левая панель) для 03:01 UT 10.07.2018 г., когда имело место локальное временно́е возрастание геомагнитной возмущенности (индекс *Kp* ~ 4 в интервале 00–06 UT), для которого ARTIST ошибочно принял след отражения от слоя *F*1 за трек 1*F*2 и, как следствие, определил высоту положения главного ионосферного максимума на 184 км и соответственно *foF*2 – 3.1 МГц. В режиме операторской обработки высота максимума слоя *F*2 имеет вполне корректное, несколько более высокое, чем в спокойных условиях, значение – 262 км и *foF*2 – 3.4 МГц. Статистически данное обстоятельство отражается и в наличии локального максимума в отклонениях плазменной частоты на рис. 5, левая панель с аргументом ~ –0.5 МГц. У программы Autoscala асимметрия функции распределения Δh_p для июля гораздо ниже (рис. 4, правая панель), но это не признак более достоверной работы со сложными ионограммами. Зачастую, как например, для случая рис. 6, левая панель, она может интерпретировать след необыкновенной компоненты как базовый трек О-компоненты и по нему получить завышенное значение *foF*2 или просто не дать никакого результата обработки.

Другой причиной, формирующей отрицательное значение медианы отклонений *hmF*2, может быть пренебрежение асимптотическим характером действующей высоты вблизи максимума слоя, в основе которого лежит фактор поглощения зондирующих радиоволн в ионосферной плазме [Дэвис, 1973], особенности которого при вертикальном радиозондировании рассмотрены в работе [Zawdie et al., 2017]. Его физические основы можно понять, анализируя соотношение для столкновительного механизма поглощения в изотропной плазме [Дэвис, 1973],

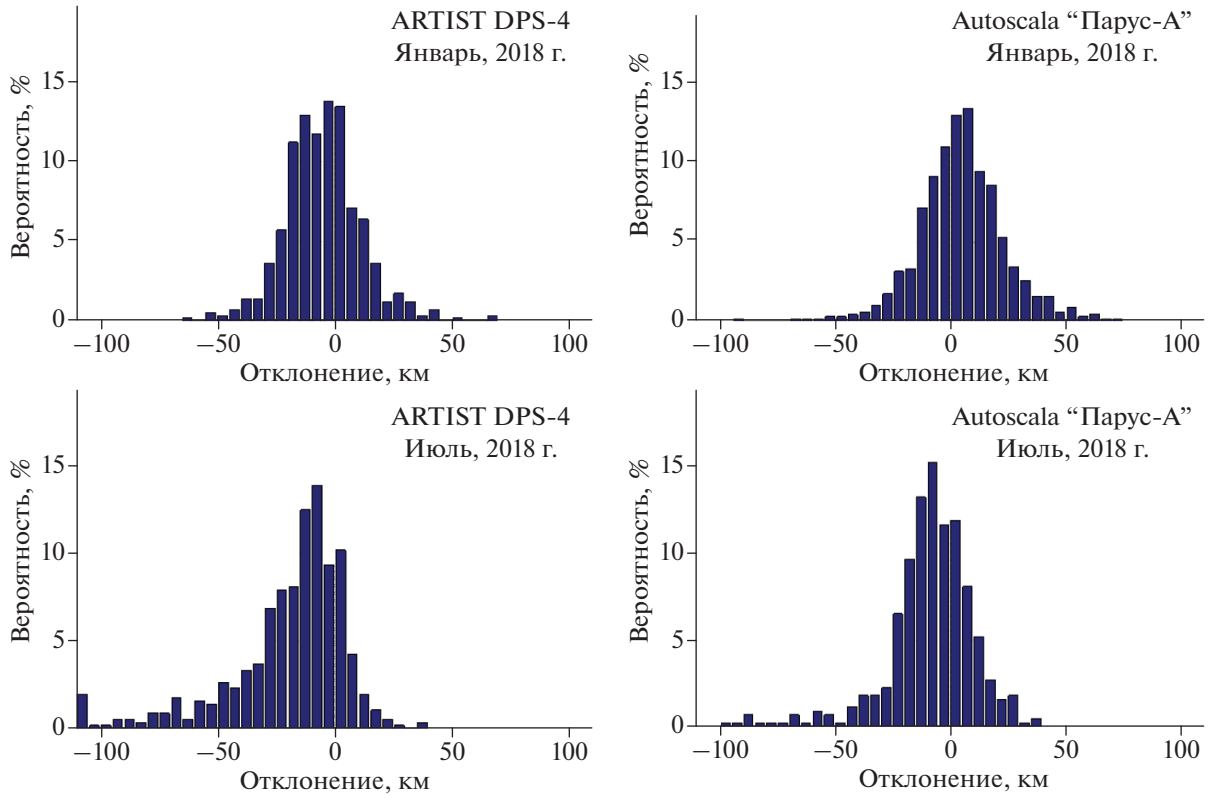


Рис. 4. Распределение отклонений высоты максимума слоя *F*2, полученных в автоматизированных системах DPS-ARTIST и Парус-Autoscala по отношению к операторской обработке ионограмм ВЗ для зимнего и летнего сезонов 2018 г.

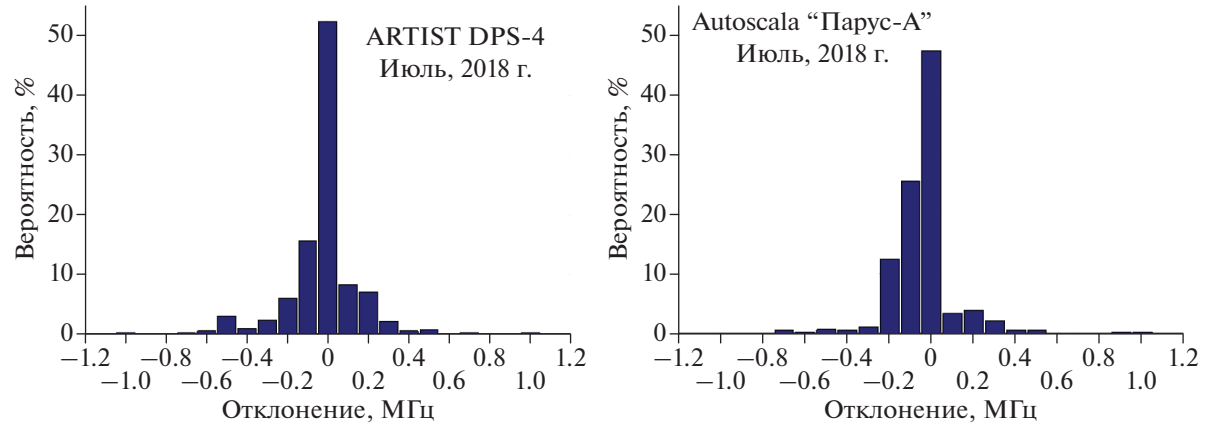


Рис. 5. Распределение отклонений плазменной частоты в максимуме слоя *F*2, полученных в автоматизированных системах DPS-ARTIST и Парус-Autoscala по отношению к операторской обработке ионограмм ВЗ ионозонда ”Парус-А” для летнего сезона 2018 г.

$$I \simeq \exp\left\{-k_0 \int_L \chi ds\right\}, \qquad (1)$$

где $\chi = XZ/2\mu$, $X = \omega_N^2/\omega^2$, $Z = \nu_e/\omega$, $\mu^2 = 1 - X$; $\omega_N = 2\pi f_N$ – циклическая плазменная частота; ν_e – эффективная частота соударений электронов с нейтральными молекулами и ионами газов ионосферной плазмы; L – лучевая траектория; μ – вещественная часть показателя преломления; k_0 – модуль волнового вектора. Для радиоволны рабочей частоты ионозонда, отражающейся от ионосферы, существует два выделенных участка вдоль лучевой траектории, на которых поглоще-

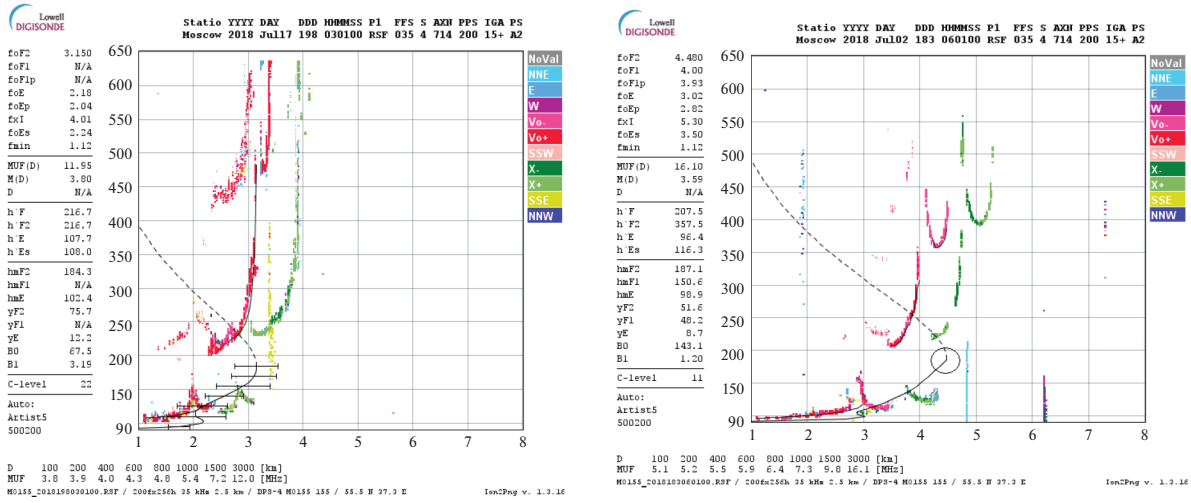


Рис. 6. Ионограммы ВЗ на ст. ИЗМИРАН, снятые ионозондом DPS-4: 17.07.2018 г. 03:01 UT (левая панель) с ошибочным результатом интерпретации *foF*2 и *hmF*2 и 02.07.2018 г. 06:01 UT (правая панель) – с явным разрывом производной плазменной частоты по высоте в точке, принимаемой за истинную высоту максимума слоя *F*2.

ние проявляется наиболее значимо: а) при прохождении слоя *D* и нижней части слоя *E*, где значения произведения эффективной частоты соударений и плазменной частоты электронов максимальны и б) вблизи точки отражения, где показатель преломления μ обращается в нуль. Если поглощение на первом участке уменьшается по мере увеличения частоты, то на втором – оно резонансно растет с приближением точки отражения к максимуму ионосферного слоя, в силу возрастания длины участка лучевой траектории с малым показателем преломления из-за слабого высотного градиента электронной плотности. Следовательно, в силу ограниченности излучаемой мощности не существует информативной частоты, для которой зондирующая радиоволна отражалась бы идеально в максимуме ионосферного слоя, где производная плазменной частоты по высоте обращается в нуль, т.е. критические частоты явно выраженных ионосферных слоев являются асимптотическими величинами. Это можно видеть на примере ионограммы, приведенной на рис. 6, левая панель, для *E*-слоя ионосферы, где имеется значительный частотный интервал между асимптотами конечного следа *E* и начального следа *F*1 мод. При инверсии данных ВЗ в $N(h)$-профиль отсутствующие частотные участки, такие, например, как от нуля до начальной частоты ионограммы, замещаются модельными представлениями, а от последней точки восстановленного профиля, в общем случае, необходимо выполнить операцию экстраполяции до точки разворота высотной зависимости электронной плотности. Такая экстраполяция может, например, выполняться в предположении аналитического представления плазменной частоты в окрестности пика слоем Чепмена [Дэвис, 1973]

$$f_{N_p}^2(h) = f_{N_{\max}}^2 \exp\left\{\frac{1 - z - \exp(-z)}{2}\right\}, \quad z = \frac{h - h_m}{y_m}, \quad (2)$$

где $f_{N_{\max}}^2$ – значение плазменной частоты в максимуме; h_m, y_m – высота и характерный масштаб слоя. Требуется построить функцию такую, чтобы функционал

$$I\left[f_N^2(h)\right] = \sum_{i=1}^{M} w_i \left[f_{N_p}^2(h_i) - f_{N_e}^2(h_i)\right]^2,$$

где w_i – весовые коэффициенты экспериментальных точек профиля $f_{N_e}^2(h_i)$ данного слоя, определяющие степень влияния слагаемого, имел минимальное значение. Величины весовых коэффициентов уменьшаются при удалении от последней экспериментальной точки $N(h)$-профиля анализируемого слоя.

Подобная процедура работает в программе MPOLAN, но, по-видимому, она отсутствует в программах ARTIST и Autoscala, в которых за максимум слоя принимается последняя точка высотного профиля, полученная по экспериментальным данным. На рисунке 6, правая панель, это проявляется в наличии явного разрыва производной плазменной частоты по высоте в точке, принимаемой за максимум слоя *F*2, где происходит соединение экспериментальных данных с аналитическим эмпирическим продолжением $N(h)$-профиля на высоты верхней ионосферы. Следствием являются заниженные значения *foF*2 и *hmF*2: 4.5 МГц и 187 км против 4.6 МГц и 227 км

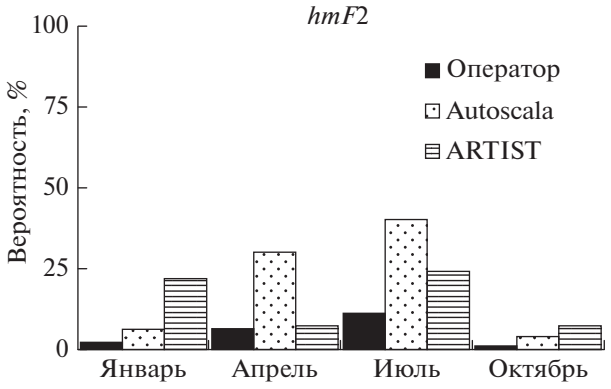


Рис. 7. Процентное содержание неподдающихся обработке ионограмм ВЗ автоматизированными системами DPS-ARTIST, Парус-Autoscala и операторской обработки данных ионозонда "Парус" по сезонам 2018 г.

в операторской обработке. Заниженные значения параметров максимума *F*2-слоя в данном случае дает и система Парус-Autoscala: 4.5 МГц и 187 км соответственно.

Важным аспектом работы автоматизированных систем распознавания ионограмм ВЗ является процентное содержание случаев успешной интерпретации следов отражений от ионосферы и последующей оценки ионосферных параметров. Вероятность корректной интерпретации данных ВЗ существенно зависит от сезона, от уровня солнечной активности и технических возможностей комплекса ионозонд – интерпретатор. Так, для условий среднего уровня солнечной активности усредненное за год значение надежности обработки оценивается в ~85–90% для DPS-ARTIST и DPS-Autoscala [Pezzopane, Scotto, 2007]. Наименьший показатель надежности систем ионозонд – интерпретатор имеет место в годы низкой солнечной активности, что видно из рис. 7– для летнего месяца процентное содержание необработанных данных ВЗ может достигать ~40% для системы Парус-Autoscala со средним значением надежности в ~80%. Из приведенных данных может показаться, что система DPS-ARTIST 5 имеет более высокий уровень надежности, но это не так. Как отмечалось в статьях [Pezzopane, Scotto, 2007; Scotto, Sabbagh, 2020], для системы DPS-ARTIST наблюдается существенно более высокий процент некорректной обработки ионограмм с результатами оценки *hmF*2, значительно выходящими за характерные для данного времени диапазона значений, что можно видеть, в частности, и из рис. 4 и рис. 5, левая панель для июля месяца 2018 г. В целом же, надежность рассматриваемых систем автоматической обработки примерно одинакова, что также соответствует выводам работ [Pezzopane, Scotto, 2007; Scotto, Sabbagh, 2020]. Основные причины провала работы автоматизированных систем обработки: слабое превышение критической частоты слоя *F*2 над *F*1 и ослабленная амплитуда трека 1*F*2, экранировка отражений от вышележащих слоев спорадическим слоем *Es* и фрагментарность следов ионограммы, обусловленная вариациями ионосферного ослабления зондирующих радиоволн, например, при ионосферных возмущениях. Опытный оператор в значительной степени может компенсировать ряд отрицательных факторов в ионограмме, что и отражается в уровне достоверности результатов операторской обработки данных ВЗ (рис. 7).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В задаче радиофизической диагностики ионосферы единственным методом практически прямого экспериментального измерения высоты максимума слоя *F*2 является метод некогерентного рассеяния (НР) радиоволн на свободных электронах плазмы, основанный на пропорциональности интенсивности обратного рассеянного сигнала от электронной плотности в области его формирования. Ионозонды ВЗ дают опосредованную величину *hmF*2 через процедуру инверсии ионограмм в высотный профиль электронной плотности. Результаты достаточно репрезентативного сравнения этих двух технологий в MillstoneHill, для одновременно работающих установок [Chen et al., 1994] для 1990 г. – года максимума солнечной активности – приведены в табл. 3 в виде среднего распределения отклонений ионозондовых данных от эталонных – радара НР. Сравнение с аналогичными распределениями комплекса DPS-ARTIST для 2018 г. (рис. 4) показывает, что средние значения отклонений составляют (табл. 3): для января (–4 км и –9 км), апреля (–14 км и –19 км) и июля (–17 км и –24 км) соответственно. В целом, они принципиально близки, хотя в условиях низкой солнечной активности системно несколько выше по абсолютной величине. Причиной является гелиофизический фактор: первые получены в максимуме, а вторые – в минимуме циклов солнечной активности. Как отмечалось выше, разность критических частот слоев *F*2 и *F*1 существенно больше в период высокой солнечной активности и соответственно след отражения от слоя *F*2 выражен более значимо, что и определяет его более корректную распознаваемость и, как следствие, более достоверную оценку параметров максимума слоя *F*2. Это позволяет заключить: а) рассматриваемая в качестве эталона в данной работе операторская обработка ионограмм с оценкой высотного профиля электронной плотности достаточно достоверна и б) система DPS-ARTIST дает систематически заниженные значения высоты главного ионосферного максимума. По-видимому, это связано, в значи-

тельной степени, с отсутствием операции экстраполяции рассчитанного $N(h)$-профиля на максимум слоя $F2$, а в околополуденное время в весенне-летний сезон еще и с некорректной интерпретацией следа отражения от развитого слоя $F1$.

Экспериментальные ионосферные параметры: $foF2$, $hmF2$ в локальных точках являются статистической основой для эмпирического моделирования ионосферы, по которым формируются сферические коэффициенты разложения для пространственно-временно́го распределения ионосферных параметров. В международной модели ионосферы IRI исторически $foF2$ – стандартный параметр ионозонда, а $hmF2$ определялась из $foF2$ и $M3000F2$ на основе приближенных соотношений [Bilitza et al., 1979]. Этот подход является базовой опцией представления высоты максимума слоя $F2$ – BSE-1979 [Bilitza et al., 2017]. В настоящее время, при наличии достаточно больших массивов данных о положении главного ионосферного максимума как из источников наземных (ионозонды и радары НР), так и спутниковых средств диагностики ионосферы, появляется возможность реализовать для $hmF2$ аналогичную с $foF2$ процедуру. В работе [Altadill et al., 2013] это было выполнено на базе данных только ионозондов ВЗ, а в публикациях [Shubin, 2015; Shubin, Gulayeva, 2021] – для обобщенных данных. Поскольку, как показано выше, комплекс DPS-ARTIST, дающий основной вклад в класс международных ионозондовых данных, может высоту слоя $F2$ заменять высотой слоя $F1$ (в меньшей степени это может быть и с программой Autoscala), то необходимо применять некий нижний порог для фильтрации допустимых значений $hmF2$. В модели [Shubin, 2015] такое ограничение составляют 180 км, а в дальнейших реализациях рассматриваемого подхода к моделированию ионосферы нижний предел допустимых значений был увеличен до 200 км – модель GDMI (Global Dynamic Model of the Ionosphere) [Шубин, Деминов, 2019; Shubin, Gulayeva, 2021]. Медианные суточные зависимости $foF2$ и $hmF2$ за июль 2018 г., как наиболее представительные из ансамбля анализируемых данных, приведены на рис. 8: сплошными квадратиками – экспериментальные результаты и сплошными линиями – рассчитанные в моделях IRI и GDMI. Модельные кривые построены для среднемесячных оптимизированных параметров числа солнечных пятен (SSN) R – R_m^g (IRI) и потока радиоизлучения $F10.7$ – F_m^g (GDMI) [Крашенинников и др., 2017], которые в условиях низкой солнечной активности близки к фактическим гелиофизическим параметрам. (Число солнечных пятен рассматривается в версии SSN2). Так, для января 2018 г. – $R_m^g = 14$, $F_m^g = 74$ (реальные сглаженные R и $F10.7$ – 14 и 74) и для июля 2018 г. – $R_m^g = 8$, $F_m^g = 70$ (реальные сглаженные – 7 и 70). В применении модели GDMI к медианным данным индекс геомагнитной возмущенности – Kp равнялся 2, что отражает его усредненное значение на месячном интервале.

Таблица 3. Средние и медианы отклонений в системе DPS-ARTIST

Месяц	1990 г.	2018 г.	
	$[\Delta h_p]_a$, км	$[\Delta h_p]_m$, км	$[\Delta h_p]_a$, км
Январь	–4.0	–9.0	–8.9
Апрель	–14.0	–13.0	–18.6
Июль	–17.0	–17.5	–24.3
Октябрь	–	–9.0	–8.2

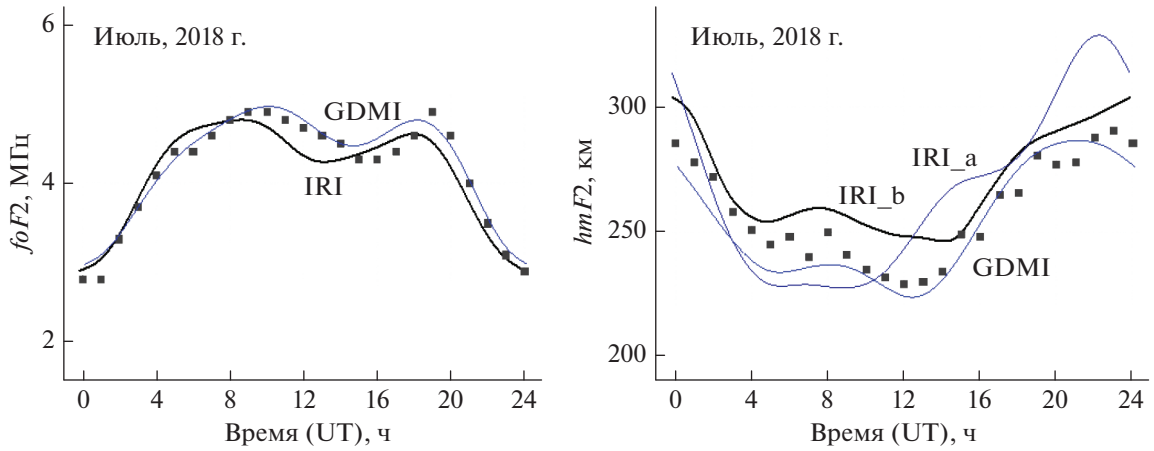


Рис. 8. Суточный ход медианных значений $foF2$ и $hmF2$ на ст. ИЗМИРАН и соответствующие модельные зависимости для июля 2018 г.: левая панель – IRI и GDMI в базовых опциях для плазменной частоты; правая панель – IRI_b – с базовой опцией (BSE-1979), IRI_b с опцией AMTB2013 и GDMI – для высоты максимума слоя $F2$ ионосферы.

Видно, что имеется общее сходство в характере и особенностях суточного хода модельных кривых и экспериментальных данных параметров максимума слоя *F*2. Так, обе модели достаточно достоверно описывают суточную зависимость *foF*2, что свидетельствует об общей корректности выбора управляющих параметров. Для *hmF*2 следует отметить значительное расхождение модельного представления IRI – IRI_a в варианте AMTB2013 [Altadill et al., 2013]. В базовой опции IRI – IRI_b имеет место общее положительное, а для модели GDMI – общее отрицательное отклонение от измеренных значений. Среднее систематическое смещение составляет: модель IRI ~ +12 км, модель GDMI ~ –4 км. Среднеквадратичное отклонение составляет: модель IRI ~ 13 км, модель GDMI ~ 10 км. То есть, в целом, прямой учет экспериментальных данных по высоте максимума слоя *F*2 дает существенное улучшение в точности его модельного представления для случая GDMI-модели, но значительно уступает базовому представлению для модели IRI – IRI_a [Altadill et al., 2013], по крайней мере, в период низкой солнечной активности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление результатов автоматической, в комплексах DPS-ARTIST и Парус-Autoscala, и операторской обработки ионограмм в условиях низкой солнечной активности – 2018 г. показывает следующее.

– Высота главного ионосферного максимума – *hmF*2 в автоматической системе DPS-ARTISTрассчитывается со значительным систематическим отрицательным отклонением, существенно зависящим от сезона и фактора геомагнитной активности, в частности, погрешность максимальна в околополуденное время в летний сезон.

– В целом, система Парус-Autoscala показывает меньшее отклонение от эталонных величин *hmF*2 и также имеет максимум погрешности в околополуденное время в летний сезон.

– Общий показатель надежности обработки ионограмм примерно одинаков для обоих комплексов.

– Использование в ионосферном моделировании массивов прямых экспериментальных данных по *hmF*2 позволяет существенно повысить точность пространственно-временно́го описания данного ионосферного параметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Гивишвили Г.В., Лещенко Л.Н.* Сетевой ионозонд ПАРУС-А: опыт эксплуатации // Системный мониторинг ионосферы. М.: ФИЗМАТЛИТ. С. 21–37. ISBN 978-5-9221-1878-1. 2019.

– *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 502 с. 1973.

– *Крашенинников И.В., Павлова Н.М., Ситнов Ю.С.* Модель IRI в задаче прогнозирования ионосферного прохождения радиоволн в условиях высокой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 6. С. 774–782. 2017.

– *Панченко В.А.* Ионозонд DPS-4. Десять лет в ИЗМИРАН. Системный мониторинг ионосферы. М.: ФИЗМАТЛИТ. С. 38–64. ISBN 978-5-9221-1878-1. 2019.

– Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. Перевод с англ. Второго издания “URSI Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction”. Ред. Н.В. Медникова. М.: Наука. 342 с. 1978.

– *Шубин В.Н., Деминов М.Г.* Глобальная динамическая модель критической частоты *F*2-слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 4. С. 461–473. 2019.

– *Altadill D., Magdaleno S., Torta J.M., Blanch E.* Global empirical models of the density peak height and of the equivalent scale height for quiet conditions. // Adv. Space Res. V. 52. P. 1756–1769. 2013.
https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.11.018

– *BilitzaD., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X.* International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V. 15. P. 418–429. 2017.
https://doi.org/10.1002/2016SW00159

– *Bilitza D., Sheikh N.M., Eyfrig R.* A global model for the height of the *F*2-peak using M3000 values from CCIR // Telecommun J. V. 46. P. 549–553. 1979.

– *Chen C.F., Reinisch B.W., Scali J.L. et al.* The accuracy of ionogram-derived *N*(*h*) profiles // Adv. Space Res. V. 14. № 12. P. 43–46. 1994.

– *Galkin I.A., Khmyrov G.M., Kozlov A.V., Reinisch B.W., Huang X., Paznukhov V.V.* The ARTIST 5 // Radio sounding and plasma physics. AIP Conf. Proc. V. 974. № 1. P. 150–159. 2008.
https://doi.org/10.1063/1.2885024

– *Krasheninnikov I., Pezzopane M., Scotto C.* Application of Autoscala to ionograms recorded by the AIS-Parus ionosonde // Comput. Geosci. V. 36. P. 628–635. 2010.

– *Perrone L., Mikhailov A.V., Scotto C., Sabbagh D.* Testing of the method retrieving a consistent set of aeronomic parameters with Millstone Hill ISR noontime *hmF*2 observations // IEEE Geosci. Remote S. 2020.
https://doi.org/10.1109/LGRS.2020.3007362

– *Pezzopane M., Scotto C.* Software for the automatic scaling of critical frequency *foF*2 and MUF(3000)F2 from ionograms applied at the Ionospheric Observatory of Gibilmanna // Ann. Geophys., Italy. V. 47. № 6. P. 1783–1790. 2004.

– *Pezzopane M., Scotto C.* Automatic scaling of critical frequency *foF*2 and MUF(3000)F2: A comparison between Autoscala and ARTIST 4.5 on Rome data // Radio Sci. V. 42. RS4003. 2007.
https://doi.org/10.1029/2006RS003581

– *Pezzopane M., Scotto C.* A method for automatic scaling of *F*1 critical frequency from ionograms // Radio Sci. V. 43. RS2S91. 2008.
https://doi.org/10.1029/2007RS003723

– *Pezzopane M., Scotto C., Tomasik Ł., Krasheninnikov I.* Autoscala: an aid for different ionosondes // Acta Geophys. V. 58. P. 513–526. 2010.

– *Reinisch B.W., Huang X.*Automatic calculation of electron density profiles from digital ionograms. Processing of bottomsideionograms // Radio Sci. V. 18. P. 477–492. 1983.

– *Scotto C.* Electron density profile calculation technique for Autoscala ionogram analysis // Adv. Space Res. V. 44. № 6. P. 756–766. 2009.

– *Scotto C., Sabbagh D.* The accuracy of real-time *hmF*2 estimation from ionosondes // Remote Sens. V. 12(17). P. 2671. 2020.
https://doi.org/10.3390/rs12172671

– *Shubin V.N.* Global median model of the F2-layer peak height based on ionospheric radio-occultation and ground-based Digisonde observations // Adv. Space Res. V. 56. P. 916–928. 2015.

– *Shubin V.N., Gulyaeva T.L.* Solar forcing on the ionosphere: Global model of the F2 layer peak parameters driven by re-calibrated sunspot numbers // Acta Astronaut. V. 179. P. 197–208. 2021.

– *Titheridge J.E.* The real height of ionograms: a generalized formulating // Radio Sci. V. 23. № 5. P. 831–849. 1988.

– *Zawdie K.A., Drob D.P., Siskind D.E., Coker C.* Calculating the absorption of HF radio waves in the ionosphere // Radio Sci. V. 52. P. 767–783. 2017.
https://doi.org/10.1002/2017RS006256

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 610–617

УДК 550.388.2

МОДЕЛЬ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ *E*-СЛОЯ ДЛЯ АВРОРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

© 2021 г. М. Г. Деминов[1], *, В. Н. Шубин[1], В. И. Бадин[1]

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

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

Поступила в редакцию 11.03.2021 г.
После доработки 14.03.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

На основе анализа моделей высыпаний авроральных электронов, границ дискретной и диффузной авроры, главного ионосферного провала, данных измерений критической частоты *E*-слоя *foE* создана новая модель *foE* для авроральной области. Эта модель является аналитической моделью. Она состоит из солнечного (foE_{sol}) и аврорального (foE_{avr}) компонентов. Солнечный компонент модели не зависит от геомагнитной активности и зависит от солнечной активности через индекс *F*, который определен потоком радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см за предыдущий день и за 3 оборота Солнца. Авроральный компонент модели не зависит от солнечной активности и зависит от геомагнитной активности через эффективный индекс *Kp**, в котором учтена предыстория изменения этой активности. С помощью дополнительного коэффициента в модели косвенно учтена зависимость относительного вклада foE_{sol} и foE_{avr} в суммарное значение *foE* от разности высот максимумов этих компонентов модели. С помощью дополнительной функции в модели качественно учтен эффект зимней аномалии в foE_{avr}. Получено, что для авроральной области в ночные часы ошибки новой модели *foE* гораздо меньше ошибок международной модели IRI (с опцией STORM-E) как для средней, так и для высокой геомагнитной активности. Так, на основе сопоставления с данными ионосферных станций получено, что для этих условий модель IRI в среднем занижает *foE* примерно в 2 раза. Для новой модели средний сдвиг *foE* относительно экспериментальных данных не превышает 20%.

DOI: 10.31857/S0016794021050059

1. ВВЕДЕНИЕ

Эмпирические модели критической частоты слоя ионосферы *foE* можно разделить на две группы: модели, в которых косвенно учтен только солнечный источник ионизации атмосферы, и модели, в которых дополнительно учитывается авроральный источник ионизации атмосферы, т.е. косвенно учтена ионизация атмосферы авроральной области высыпающимися из магнитосферы заряженными частицами. К первой группе относятся модели [Kouris and Muggleton, 1973a, b; Trost, 1979], на основе которых вычисляется *foE* в международной справочной модели ионосферы IRI-2000 [Bilitza, 2001], модель ИПГ [Нусинов, 1988], модель Titheridge [1996], на основе которой вычисляется *foE* в модели NeQuick [Nava et al., 2008]. Ко второй группе относятся справочная модель ионосферы СМИ [Chasovitin et al., 1987], модель проводимости и концентрации электронов ионосферы ICED [Tascione et al., 1988], модель STORM-E – поправка к *foE* на геомагнитную бурю [Mertens et al., 2013a, b], которая является частью современной модели IRI [Bilitza, 2018]. Ниже под *foE* по модели IRI понимается этот современный вариант модели IRI, в которой *foE* вычисляется с учетом поправки STORM-E. В этих моделях характеристиками геомагнитной активности являются трехчасовые индексы *Kp* или *ap*. Кроме того, модели *foE* высоких широт, предназначенные для практического использования, могут быть основаны на данных о высыпаниях авроральных частиц [Hardy et al., 1987; Zhang and Paxton, 2008], по которым вычисляются *foE*. К ним относятся, например, параметризованная модель ионосферы PIM [Daniell et al., 1995] и модель [Zhang et al., 2010].

Достаточно полные модели SIMP-1 и SIMP-2 (System of Ionosphere Monitoring and Prediction) были разработаны для обеспечения долгосрочного (1–12 мес.) и краткосрочного (1–24 ч) ионосферных прогнозов в создаваемой Ионосферной службе РФ [Деминов и др., 2019]. Модели SIMP-1 и SIMP-2 являются глобальными моделями концентрации электронов в ионосфере. Модель

SIMP-1 включает глобальную модель медианы *foE* [Бадин и др., 2013]. Модель SIMP-2 содержит авроральный компонент *foE*, который зависит от *ap*-индекса геомагнитной активности с учетом предыстории изменения этой активности, т.е. модель *foE* в SIMP-2 является динамической моделью [Деминов и др., 2019]. Следует отметить, что модель *foE* в SIMP-2 содержит границы аврорального овала и диффузных высыпаний электронов. В модели SIMP-2 экваториальная граница диффузных высыпаний электронов (ГДВ) совпадает с локализацией минимума главного ионосферного провала (ГИП), что обеспечивает согласование моделей *foE* и *foF*2. Это не противоречит экспериментальным данным, которые показывают, что обычно ГДВ расположена на экваториальной стенке ГИП, т.е. достаточно близко к минимуму ГИП [Гальперин и др., 1990]. Сопоставление данных измерений *foE* на ионосферных станциях для ночной авроральной области с результатами расчетов *foE* по моделям показало, что для этих условий SIMP-2 точнее моделей СМИ и IRI [Деминов и др., 2019].

Тем не менее, целесообразно развитие динамической модели *foE* для авроральной области. Одна из причин этого связана с новой моделью локализации ГИП [Деминов и Шубин, 2018]. Кроме того, в SIMP-2 не были учтены некоторые особенности вклада солнечного и аврорального компонентов в *foE*, включая эффект зимней аномалии в *foE* [Деминов и Деминова, 2019].

Ниже представлены результаты решения этой задачи. Последовательно приведены описание новой модели *foE* для авроральной области, обсуждение свойств этой модели и сопоставление данной модели с моделью IRI. Основные результаты суммированы в Заключении.

2. МОДЕЛЬ

Разработанная модель *foE* является аналитической моделью, которая состоит из солнечного (foE_{sol}) и аврорального (foE_{avr}) компонентов. Тем самым в модели косвенно учтены процессы ионизации атмосферы крайним ультрафиолетовым излучением Солнца и высыпающимися из магнитосферы авроральными частицами. Ниже последовательно представлены входные параметры и основные уравнения этой модели. Пояснения и обоснования этих уравнений приведены в разделе 3.

2.1. Входные параметры модели

Основными входными параметрами модели являются географические координаты пункта (широта и долгота), дата (год, месяц, день) и мировое время. По ним определяются дополнительные входные параметры модели: *ndoy* – день года, χ – зенитный угол Солнца, Ф – абсолютное значение исправленной геомагнитной широты, MLT – местное геомагнитное время, эффективные индексы солнечной (*F*) и геомагнитной (*Kp**) активности. Индекс солнечной активности

$$F = (F_1 + F_{81})/2, \quad (1)$$

где F_1 и F_{81} – величина потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в предыдущий день и среднее за 81 день значение этого потока, центрированное на предыдущий день. Индекс *Kp** определен по средневзвешенному по времени (с весовым коэффициентом $\tau = 0.6$) индексу геомагнитной активности $ap(\tau)$ [Аннакулиев и др., 1997; Деминов и Шубин, 2018]:

$$Kp^* = 2.1\ln(0.2ap(\tau) + 1), \quad (2)$$

где [Wrenn, 1987]

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \ldots),$$

ap_0, ap_{-1} и т.д. – значения *ap*-индекса в данный, предыдущий и т.д. трехчасовые интервалы. Тем самым с помощью индекса *Kp** учтена предыстория изменения геомагнитной активности.

2.2. Уравнения модели

Если известны солнечный (foE_{sol}) и авроральный (foE_{avr}) компоненты критической частоты *E*-слоя, то *foE* вычисляется по уравнению:

$$foE = [(c_1 foE_{sol})^4 + (c_2 foE_{avr})^4]^{1/4}, \quad (3)$$

где значения постоянных величин c_1 и c_2 зависят от отношения $r = foE_{avr}/foE_{sol}$:

$$c_1 = 1.0, \quad c_2 = 0.7, \text{ если } r \le 1,$$
$$c_1 = 0.7, \quad c_2 = 1.0, \text{ если } r > 1.$$

Частота foE_{sol} зависит от солнечной активности через индекс этой активности *F* и не зависит от геомагнитной активности. Частота foE_{sol} задана глобальной аналитической моделью [Titheridge, 1996], которая является частью модели NeQuick [Nava et al., 2008], за одним исключением: в разработанной модели использован индекс *F* по уравнению (1), в модели NeQuick использован средний за 12 месяцев индекс солнечной активности.

Частота foE_{avr} зависит от геомагнитной активности через индекс *Kp** и не зависит от солнечной активности. Эта частота максимальна для авроральной области. Поэтому границы этой области и широта максимума foE_{avr} являются важными элементами разработанной модели. Зависимости широт Ф (в градусах) максимума авроральных высыпаний (avr_max), экваториальной (eq) и полюсной (pol) границ аврорального овала (avr) и диффузных высыпаний электронов (dif) от местного геомагнитного времени MLT (в часах) и геомагнитной активности *Kp**:

$$\begin{gathered}\Phi_{avr_max} = 74 - 1.1K - 4\cos(drt),\\ \Phi_{pol_dif} = 77 + K/3 - 3(1 - K/9)\cos(drt),\\ \Phi_{eq_dif} = 64.5 - 2K + c(t),\\ c(t) = 3.84 - 5.6\cos(dr(t - 2.4))\\ + 0.7\cos(dr(2t - 0.8)),\\ \Phi_{pol_avr} = (\Phi_{avr_max} + \Phi_{pol_dif})/2,\\ \Phi_{eq_avr} = (\Phi_{avr_max} + \Phi_{eq_dif})/2,\\ \Phi_{max} = (\Phi_{pol_avr} + \Phi_{eq_avr})/2,\end{gathered} \quad (4)$$

где t = MLT, $dr = \pi/12$, Φ_{max} – широта максимума foE_{avr}, которая расположена в середине аврорального овала,

$$K = 1.2Kp^* - 0.5. \quad (5)$$

Знание перечисленных границ позволяет определить форму широтного распределения foE_{avr} для фиксированных значений MLT и Kp^*. Пусть C – максимум foE_{avr} на широте Φ_{max} для этих условий. Здесь и ниже foE_{avr} измеряется в МГц.

1. Если $\Phi < \Phi_{eq_avr}$, то

$$\begin{gathered}foE_{avr} = a + b(\Phi - \Phi_{eq_avr}),\\ a = C/2, \quad b = (a - 1)/(\Phi_{eq_avr} - \Phi_{eq_dif})\end{gathered} \quad (6)$$

при дополнительном условии: $b = 0.1$, если $b < 0.1$. Кроме того, $foE_{avr} = 0$, если $foE_{avr} < 0$ в этом уравнении.

2. Если $\Phi_{eq_avr} < \Phi < \Phi_{pol_avr}$, то

$$\begin{gathered}foE_{avr} = C(1 - x^2/2),\\ x = (\Phi - \Phi_{max})/(\Phi_{max} - \Phi_{eq_avr})\end{gathered} \quad (7)$$

при дополнительном условии: если $foE_{avr} < 1.2$ на широтах $\Phi > \Phi_{max}$, то $foE_{avr} = 1.2$.

3. Если $\Phi > \Phi_{pol_avr}$, то

$$\begin{gathered}foE_{avr} = a_1 - b_1(\Phi - \Phi_{pol_avr}),\\ a_1 = C/2, \quad b_1 = (a_1 - 1.2)/(\Phi_{pol_dif} - \Phi_{pol_avr})\end{gathered} \quad (8)$$

при дополнительных условиях: если $b_1 < 0.1$, то $b_1 = 0.1$; если $foE_{avr} < 1.2$, то $foE_{avr} = 1.2$.

Из уравнений (6)–(8) можно видеть, что обычно в авроральном овале foE_{avr} уменьшается от максимального значения $foE_{avr} = C$ в центре овала до $foE_{avr} = C/2$ на границах овала. К экватору от аврорального овала частота foE_{avr} уменьшается до $foE_{avr} = 1$ на широте $\Phi = \Phi_{eq_dif}$ и продолжает уменьшаться на более низких широтах. К полюсу от аврорального овала частота foE_{avr} уменьшается до $foE_{avr} = 1.2$ на широте $\Phi = \Phi_{pol_dif}$. В полярной шапке, т.е. на широтах $\Phi > \Phi_{eq_dif}$, частота $foE_{avr} = 1.2$ независимо от широты и местного времени. Дополнительные условия обеспечивают плавность изменения foE_{avr} с широтой для широкого набора возможных значений максимума foE_{avr} в центре аврорального овала, где $(foE_{avr})_{max} = C$. Уравнение для этого максимума:

$$\begin{gathered}(foE_{avr})_{max} = C = (C_1(t, K) + C_2(t, K))f(ndoy),\\ C_1(t, K) = (1.6 + 0.7\cos^2(\pi t/24))(1 + 0.1K),\\ C_2(t, K) = 0.4\cos^4(\pi(t + 6)/24)\exp(-(K - 3)^2),\\ f(ndoy) = 1 + 0.07\cos(2\pi ndoy/365.25),\end{gathered} \quad (9)$$

где, по-прежнему, t = MLT, индекс K определен уравнением (5), $ndoy$ – день года. Функция $f(ndoy)$ приведена для северного полушария. В этой функции для южного полушария необходимо изменить знак “плюс” на знак “минус”, т.е. функция $f(ndoy)$ максимальна местной зимой.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В модели вклад солнечного (foE_{sol}) и аврорального (foE_{avr}) компонентов в критическую частоту слоя foE определяется уравнением (3), где косвенно учтено несовпадение высот максимумов этих компонентов. Это обеспечено выбором вида коэффициентов c_1 и c_2 в уравнении (3), поскольку $c_1 = c_2 = 1$ при совпадении этих высот. Выбор вида этих коэффициентов скорее качественный. Он основан на полученных ранее результатах [Tascione et al., 1988; Деминов и Деминова, 2018]. Например, достаточно учитывать вклад в foE только одного преобладающего компонента, если разница между высотами максимумов foE_{sol} и foE_{avr} превышает 10 км [Tascione et al., 1988]. В данном случае при выборе вида коэффициентов c_1 и c_2 учтено, что высоты максимумов foE_{sol} и foE_{avr} совпадают нечасто.

Уравнение для широты экваториальной границы диффузных вторжений (ГДВ) электронов Φ_{eq_dif} в (4) практически совпадает с уравнением для широты минимума главного ионосферного провала (ГИП) по модели [Деминов и Шубин, 2018] для варианта, когда в модели минимума ГИП не учитывается дополнительная зависимость широты этого минимума от долготы. Включение в модель ГДВ дополнительного долготного эффекта требует специального экспериментального обоснования. Кроме того, широта ГДВ обычно соответствует полярной стенке, а не минимуму ГИП [Гальперин и др., 1990]. В данном случае при любом уровне геомагнитной активности в полночь широты ГДВ и минимума ГИП совпадают, в утренние и вечерние часы широта минимума ГИП примерно на 1.4 градуса меньше широты ГДВ.

В разработанной модели характеристикой геомагнитной активности является эффективный индекс Kp^*, в котором учтена предыстория изменения этой активности. Многие модели высыпаний авроральных электронов и связанных с ними

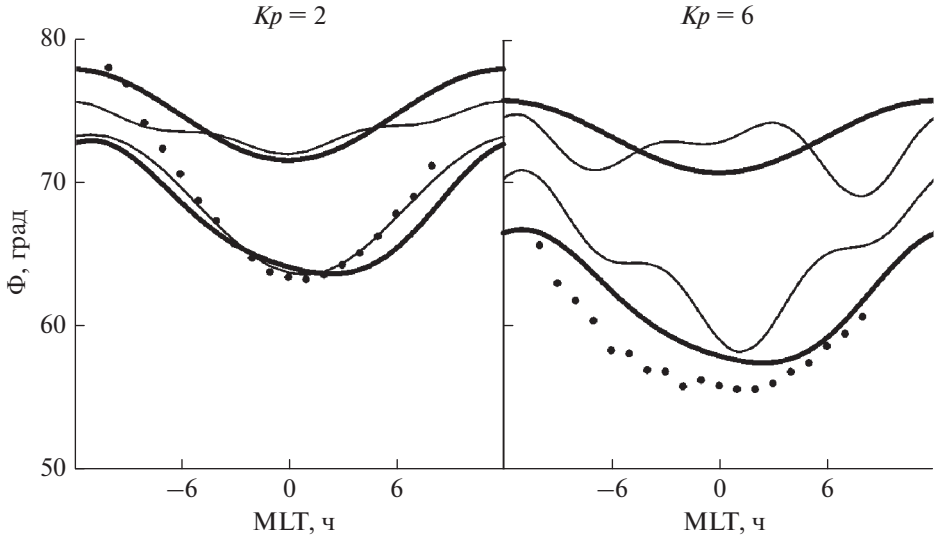


Рис. 1. Зависимости исправленных геомагнитных широт Φ границ аврорального овала от местного магнитного времени MLT по разработанной модели (толстые линии) и по эмпирическим моделям [Старков, 1994б] и [Carbary, 2005] – тонкие линии и точки.

авроральных свечений основаны на использовании в качестве этой характеристики *Kp*-индекса в трехчасовом интервале, который соответствует данному мировому времени [Hardy et al., 1987; Carbary, 2005; Zhang and Paxton, 2008]. Уравнение (5) дает приближенную связь между *Kp* и *Kp**, если в этом уравнении принять $K = Kp$. Это позволяет использовать индекс *K* для сопоставления данной модели, где *K* определяется уравнением (5), с полученными ранее результатами, где $K = Kp$. В данном случае уравнение для Φ_{avr_max} в (4) не противоречит моделям [Carbary, 2005; Zhang and Paxton, 2008] и, в значительной степени, получено на основе анализа этих моделей. Границы аврорального овала (Φ_{pol_avr} и Φ_{eq_avr}) в (4) вычисляются на основе известных широт Φ_{avr_max}, Φ_{pol_dif} и Φ_{eq_dif}. Тем не менее, эти границы не противоречат эмпирическим моделям [Старков, 1994б; Carbary, 2005], где учтена связь между индексами геомагнитной активности [Старков, 1994а]. Это следует из данных на рис. 1. В глобальной динамической модели критической частоты *F*2-слоя *foF*2 GDMF2 [Шубин и Деминов, 2019] использованы уравнение для широты минимума ГИП по модели [Деминов и Шубин, 2018] и уравнение для широты аврорального пика *foF*2. Выше отмечалось, что в разработанной модели широта ГДВ согласована с широтой минимума ГИП. Дополнительный анализ показал, что широта аврорального максимума *foE* (Φ_{max}) согласована с широтой аврорального пика *foF*2. Следовательно, в разработанной модели и в модели GDMF2 локализации основных авроральных структур согласованы между собой.

Функции $C_1(t, K)$ и $C_2(t, K)$ в уравнении (9) для аврорального максимума *foE* получены на основе вычислений $(foE_{avr})_{max}$ в приближении фотохимического равновесия по модели потоков авроральных электронов [Zhang and Paxton, 2008]. Эти вычисления уточнялись введением постоянного множителя, который подбирался из условия согласования $(foE_{avr})_{max}$ с данными измерений foE_{avr} для типичных средних условий.

Функция $f(ndoy)$ в уравнении (9) является скорее качественной и требует уточнения. Она отражает существование зимней аномалии в критической частоте *E*-слоя ночной полярной ионосферы [Деминов и Деминова, 2019]. Эта аномалия, по-видимому, обусловлена зависимостью потоков высыпающихся авроральных электронов от сезона через освещенность ионосферы [Newell et al., 2010].

Из приведенных результатов следует, что разработанная модель foE_{avr} в значительной степени построена на основе анализа моделей потоков высыпающихся авроральных электронов и аврорального свечения. Поэтому модель foE_{avr} требует проверки и уточнения на основе анализа данных измерений концентрации электронов на высотах области *E* ионосферы. Только после этого модель foE_{avr} можно будет назвать эмпирической моделью. Разработанная модель дает вероятную структуру такой эмпирической модели.

Во всех структурных элементах модели foE_{avr} в качестве характеристики геомагнитной активности использован эффективный индекс *Kp**. Этот индекс получен для минимума ГИП, поэтому он применим и для ГДВ. Эффективность исполь-

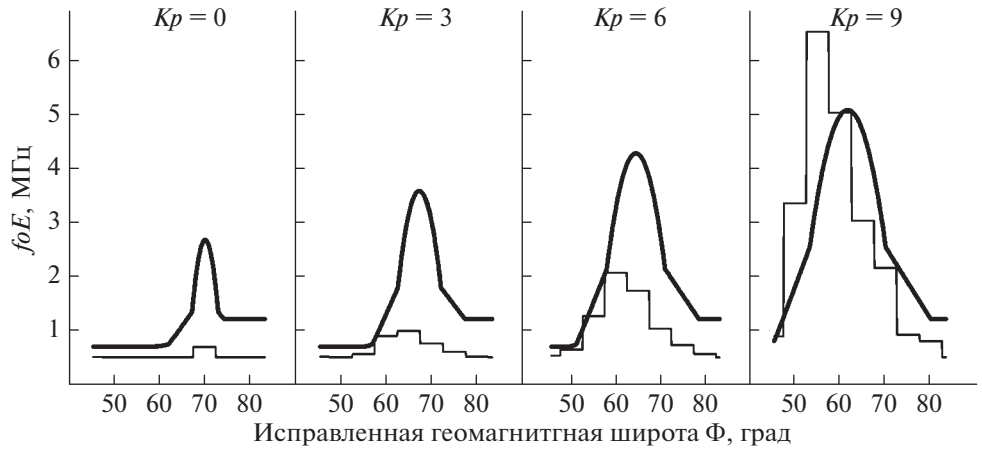


Рис. 2. Зависимости *foE* от широты Ф в полночь при средней солнечной активности и ряда значений геомагнитной активности (*Kp* = 0, 3, 6, 9) по разработанной модели (толстые линии) и по модели IRI (тонкие линии).

зования *Kp**, например, для границ аврорального овала требует специального рассмотрения. По-видимому, целесообразным является вариант, когда все границы в уравнениях (4) зависят от *Kp** через индекс *K*, но критическая частота foE_{avr} в уравнениях (6)–(9) зависит от *Kp*, т.е. в уравнении (9) индекс *K* = *Kp*. Этот вариант модели здесь не рассмотрен.

Выше отмечалось, что дополнительные условия в уравнениях (6)–(8) обеспечивают плавность изменения foE_{avr} с широтой. Эти же условия приводят к тому, что структурные границы описываются уравнениями (4) только в среднем. Например, в среднем на границе аврорального овала foE_{avr} = 1.2. Но для относительно низкого значения $(foE_{avr})_{max}$ в центре аврорального овала условие foE_{avr} = 1.2 может выполняться на широтах ближе к центру овала, что соответствует сужению аврорального овала. На рисунке 2 приведены некоторые особенности формы широтного распределения foE_{avr} по разработанной модели и по модели IRI [Bilitza, 2018], в которой *foE* вычисляется с учетом поправки STORM-E [Mertens et al., 2013a, b]. Данные на этом рисунке приведены для зимнего северного полушария в полночь для средней солнечной активности (*F* = 150) и ряда значений геомагнитной активности (*K* = *Kp* = 0, 3, 6, 9) в квазистационарном приближении, когда индексы солнечной и геомагнитной активности не изменяются со временем. Здесь принято, что *K* = *Kp* для согласования моделей. Следует отметить, что входным параметром модели STORM-E является *ap*-индекс геомагнитной активности, который в данном случае определяется по известному *Kp*-индексу с помощью соотношения, которое аналогично уравнению (2): $Kp = 2.1\ln(0.2ap + 1)$. Из данных на этом рисунке следует, что для спокойных условий (*Kp* = 0) на относительно низких широтах *foE* принимает самые низкие и почти постоянные значения (0.5 МГц по модели IRI и 0.7 МГц по разработанной модели), где *foE* определяется солнечным излучением, рассеянным геокороной: $foE = (foE)_{sol}$. Напомним, что в разработанной модели частота $(foE)_{sol}$ определяется с помощью модели NeQuick [Nava et al., 2008]. Из данных на рис. 2 видно, что для авроральной области разработанная модель дает непрерывную зависимость *foE* от широты, модель IRI дает ступенчатую зависимость с шагом по широте 5°. Обе модели дают увеличение *foE* и расширение области этого увеличения с ростом геомагнитной активности. В целом, для авроральной области разработанная модель дает более высокие значения *foE*, чем модель IRI, за исключением экстремально высокого уровня геомагнитной активности *Kp* = 9. Тем самым, в разработанной модели учтено, что высыпания электронов в авроральную область происходят всегда, в том числе при очень низкой геомагнитной активности. Кроме того, модель IRI показывает более сильное смещение широты максимума *foE* к низким широтам с ростом геомагнитной активности, чем разработанная модель.

Поправка к *foE* на геомагнитную бурю (STORM-E) введена только для ночных часов (18–24, 00–06 MLT) [Mertens et al., 2013a, b]. Поэтому частота *foE* по модели IRI с учетом этой поправки может быть применима для авроральной области только в ночные часы. Разработанная модель не имеет ограничения по местному времени. Тем не менее, ниже использованы данные только для ночных часов (18–06 MLT) для сравнения точностей модели IRI и разработанной модели.

На рисунке 3 показано сопоставление доступных экспериментальных данных *foE* в интервале

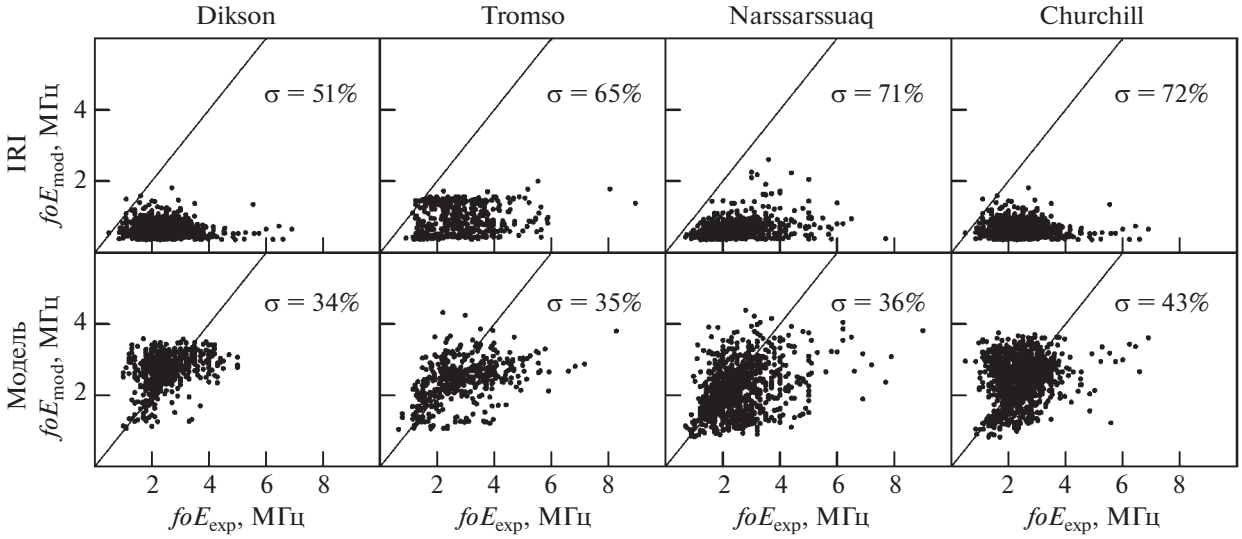


Рис. 3. Сопоставление доступных экспериментальных данных *foE* в интервале 1957–2012 гг. для 18–06 MLT (foE_{exp}) с результатами расчетов (foE_{mod}) по модели IRI (вверху) и разработанной модели (Модель, внизу) для ионосферных станций Dikson, Tromso, Narssarssuaq и Churchill.

1957–2012 гг. для 18–06 MLT (foE_{exp}) с результатами расчетов (foE_{mod}) по модели IRI и разработанной модели для ионосферных станций, которые в основном расположены в авроральной области: Dikson (73.5° N, 80.4° E, Φ = 69.1°), Tromso (69.7° N, 19.2° E, Φ = 66.7°), Narssarssuaq (61.2° N, 314.6° E, Φ = 65.5°), Churchill (58.8°, 265.8°, Φ = 68.3°), где в скобках приведены географическая широта, географическая долгота и исправленная геомагнитная широта Φ, которая вычислена по модели геомагнитного поля IGRF-2010 [Gustafsson et al., 1992; Alken et al., 2021]. Сплошные линии на этом рисунке соответствуют идеальному варианту совпадения результатов расчетов с экспериментальными данными: $foE_{mod} = foE_{exp}$. Точки – сопоставления foE_{mod} и foE_{exp} для конкретных случаев. На рисунке показаны каждые 15-е случаи таких сопоставлений из-за большого количества данных. Из данных на этом рисунке видно, что средние квадратические отклонения σ модели IRI от экспериментальных данных значительно (в 1.5–2 раза) больше отклонений разработанной модели от этих данных. Отношение $Re = (foE_{mod})_{mid}/(foE_{exp})_{mid}$ является дополнительной характеристикой соответствия модели экспериментальным данным, где $(foE_{mod})_{mid}$ и $(foE_{exp})_{mid}$ – средние значения *foE* по модели и экспериментальным данным для анализируемого массива данных конкретной станции. Для анализируемых станций *Re* примерно равно 0.3–0.5 для IRI и 0.8–1.1 для разработанной модели. Следовательно, для рассматриваемых условий модель IRI в среднем занижает частоту *foE* в 2–3 раза относительно экспериментальных данных. Для разработанной модели среднее отклонение *foE* от экспериментальных данных гораздо меньше, чем для IRI. Более наглядно это видно из данных на рис. 3, где частота *foE* по модели IRI систематически меньше экспериментальных данных, что приводит к высоким значениям σ для этой модели. В среднем изменчивость *foE* максимальна для ночной авроральной области. Достаточно высокие значения σ в этой области для разработанной модели отражают данное свойство ионосферы. Возможное уменьшение σ для рассматриваемых условий связано с переходом от *Kp** к другим, более детальным по времени индексам геомагнитной активности. Решение этой задачи выходит за рамки данной работы.

Среднеширотные станции могут попасть в авроральную область в периоды высокой геомагнитной активности. Для ночных часов (18–06 MLT) и $Kp > 5$ этому критерию обычно удовлетворяют станции Uppsala (59.8° N, 17.6° E, Φ = 56.5°), Leningrad (60.0° N, 30.7° E, Φ = 56.4°), Magadan (60.0° N, 151° E, Φ = 54.0°), Ottawa (45.4° N, 284.1° E, Φ = 55.2°). На рисунке 4 показано сопоставление доступных экспериментальных данных *foE* для $Kp > 5$ в интервале 1957–2012 гг. для 18–06 MLT (foE_{exp}) с результатами расчетов (foE_{mod}) по модели IRI и разработанной модели для этих ионосферных станций. Отметим, что критерий $Kp > 5$ использовался для выбора данных станции в конкретную дату и мировое время. Для этого времени в данную дату определялись индексы *Kp* для IRI и *Kp** для разработанной модели. Точки на рис. 4 – сопоставления foE_{mod} и foE_{exp} для конкретных случаев. На рисунке показаны каждые 5-е случаи таких сопоставлений для наглядности. Из данных на

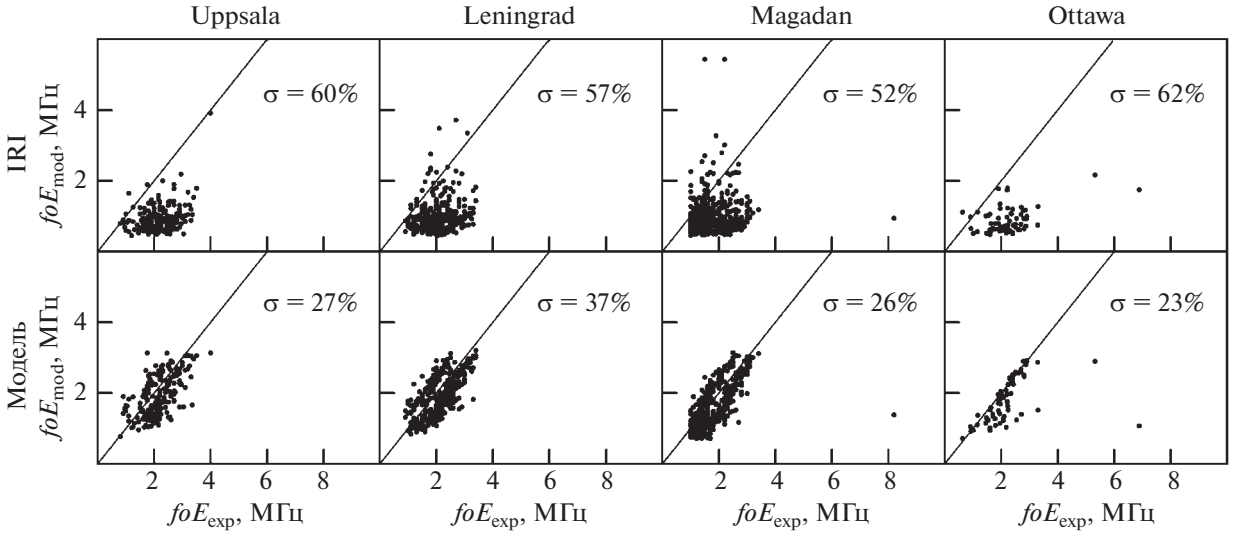


Рис. 4. Сопоставление доступных экспериментальных данных критической частоты слоя (foE_{exp}) в интервале 1957–2012 гг. для 18–06 MLT при высокой геомагнитной активности ($Kp > 5$) с результатами расчетов (foE_{mod}) по модели IRI (вверху) и разработанной модели (Модель, внизу) для ионосферных станций Uppsala, Leningrad, Magadan и Ottawa.

этом рисунке видно, что ошибки модели IRI значительно больше ошибок разработанной модели: величина σ для модели IRI примерно в 1.5–2.5 раза больше, чем для разработанной модели. Отношение $Re = (foE_{mod})_{mid}/(foE_{exp})_{mid}$ для анализируемых станций примерно равно 0.4–0.6 для IRI и 0.85–0.95 для разработанной модели. Следовательно, для рассматриваемых условий модель IRI в среднем занижает частоту *foE* в 2 раза относительно экспериментальных данных, что приводит к относительно большим ошибкам этой модели. Объединяя результаты, приведенные на рис. 3 и 4, можно утверждать, что для ночных часов в авроральной области модель IRI в среднем занижает *foE* примерно в 2 раза как при средней, так и при высокой геомагнитной активности. Для разработанной модели средний сдвиг *foE* относительно экспериментальных данных не превышает 20%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе анализа моделей высыпаний авроральных электронов, границ дискретной и диффузной авроры, главного ионосферного провала, данных измерений критической частоты *E*-слоя *foE* создана новая модель *foE* для авроральной области. Эта модель является аналитической моделью. Она состоит из солнечного (foE_{sol}) и авроральный (foE_{avr}) компонентов. Тем самым в модели косвенно учтены процессы ионизации атмосферы крайним ультрафиолетовым излучением Солнца и высыпающимися авроральными электронами. Свойства этой модели перечислены ниже.

1. Солнечный компонент модели не зависит от геомагнитной активности и зависит от солнечной активности через индекс этой активности *F*, который определен потоком радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см за предыдущий день и за три оборота Солнца. Этот компонент модели, за исключением индекса *F*, совпадает с моделью NeQuick.

2. Авроральный компонент модели не зависит от солнечной активности и зависит от геомагнитной активности через эффективный индекс *Kp**, в котором учтена предыстория изменения геомагнитной активности. Увеличение *Kp** приводит к увеличению (foE_{avr}) и расширению авроральной области.

3. С помощью дополнительного коэффициента в модели косвенно учтена зависимость относительного вклада foE_{sol} и foE_{avr} в суммарное значение *foE* от разности высот максимумов этих компонентов модели.

4. С помощью дополнительной функции в модели качественно учтен эффект зимней аномалии в foE_{avr}, т.е. асимметрии зима/лето в этом компоненте модели.

5. Для ночных часов в авроральной области ошибки новой модели *foE* гораздо меньше ошибок международной модели IRI (с опцией STORM-E) как для средней, так и для высокой геомагнитной активности. Так, на основе сопоставления с данными ионосферных станций получено, что для этих условий модель IRI в среднем занижает *foE* примерно в 2 раза. Для новой модели средний сдвиг *foE* относительно экспериментальных данных не превышает 20%.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят WDC for Solar-Terrestrial Physics, Великобритания, за данные *foE* ионосферных станций и индексы солнечной активности (http://www.ukss-dc.ac.uk/wdcc1/); WDC for Geomagnetism, Япония, за данные *ap*-индекса (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-05-00050 (по части учета геомагнитной активности) и при поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 20-72-10023 (по части учета солнечной активности).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Аннакулиев С.К., Афонин В.В., Деминов М.Г., Карпачев А.Т. Эмпирическая формула для положения главного ионосферного провала в период магнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 3. С. 202–206. 1997.

– Бадин В.И., Деминов М.Г., Деминов Р.Г., Шубин В.Н. Модель медианы критической частоты Е-слоя для авроральной области // Солнечно-земная физика. Вып. 22. С. 24–26. 2013.

– Гальперин Ю.И., Сивцева Л.Д., Филиппов В.М., Халипов В.Л. Субавроральная верхняя ионосфера. Новосибирск: Наука, 192 с. 1990.

– Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Вклад солнечной и авроральной ионизации атмосферы в критическую частоту Е-слоя ночной авроральной области // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 6. С. 853–858. 2018.

– Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Зимняя аномалия в критической частоте Е-слоя ночной полярной ионосферы // Космич. исслед. Т. 57. № 1. С. 32–38. 2019.

– Деминов М.Г., Михайлов А.В., Михайлов В.В., Шубин В.Н., Цыбуля К.Г. Ионосферное моделирование и прогнозирование // Системный мониторинг ионосферы. Сборник научных трудов / Ред. Н.Г. Котонаева. М.: ФИЗМАТЛИТ. С. 286–343. 2019.

– Деминов М.Г., Шубин В.Н. Эмпирическая модель положения главного ионосферного провала // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 366–373. 2018.

– Нусинов А.А. Детерминированная модель среднеширотного и экваториального Е-слоя (описание и сравнительные характеристики точности) // Ионосферные исслед. № 44. С. 94–99. 1988.

– Старков Г.В. Статистические зависимости между индексами магнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 1. С. 129–131. 1994а.

– Старков Г.В. Математическое описание границ авроралного свечения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 3. С. 80–86. 1994б.

– Шубин В.Н., Деминов М.Г. Глобальная динамическая модель критической частоты *F*2-слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 4. С. 461–473. 2019.

– Alken P., Thebault E., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. 2021. https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x

– Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000 // Radio Sci. V. 36. P. 261–275. 2001.

–Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018.

– Carbary J.F. A *Kp*-based model of auroral boundaries // Space Weather. V. 3. S10001. 2005. https://doi.org/10.1029/2005SW000162

– Chasovitin Yu.K., Shirochkov A.V., Besprozvannaya A.S. et al. An empirical model for the global distribution of density, temperature and effective collision frequency of electrons in the ionosphere // Adv. Space Res. V. 7. P. 49–52. 1987.

– Daniell R.E., Brown L.D., Anderson D.N. et al. Parameterized ionospheric model: A global ionospheric parameterization based on first principles models // Radio Sci. V. 30. P. 1499–1510. 1995.

– Gustafsson G., Papitashvili N.E., Papitashvili V.O. A revised corrected geomagnetic coordinate system for epochs 1985 and 1990 // J. Atmos. Terr. Phys. V. 54. P. 1609–1631. 1992.

– Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Raistrick R., McNeil W.J. Statistical and functional representations of the pattern of auroral energy flux, number flux, and conductivity // J. Geophys. Res. V. 92. № A11. P. 12275–12294. 1987.

– Kouris S.S., Muggleton L.M. Diurnal variation in the E-layer ionisation // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. P. 133–139. 1973a.

– Kouris S.S., Muggleton L.M. World morphology of the Appleton E-layer seasonal anomaly // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. 141–151. 1973b.

– Mertens C.J., Xu X., Bilitza D., Mlynczak M.G., Russell III J.M. Empirical STORM-E model: I. Theoretical and observational basis // Adv. Space Res. V. 51. P. 554–574. 2013a.

– Mertens C.J., Xu X., Bilitza D., Mlynczak M.G., Russell III J.M. Empirical STORM-E model: II. Geomagnetic corrections to nighttime ionospheric region electron densities // Adv. Space Res. V. 51. P. 575–598. 2013b.

– Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 70. P. 1856–1862. 2008.

– Newell P.T., Sotirelis T., Wing S. Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurorae // J. Geophys. Res. V. 115. A03216. 2010. https://doi.org/10.1029/2009JA014805

– Tascione T.F., Kroehl H.W., Creiger R. et al. New ionospheric and magnetospheric specification models // Radio Sci. V. 23. P. 211–222. 1988.

– Titheridge J.E. Re-modeling the ionospheric E region // Kleinheubacher Berichte. V. 39. P. 687–696. 1996.

– Trost T. Electron concentrations in the E and upper D region at Arecibo // J. Geophys. Res. V. 84. P. 2736–2742. 1979.

– Wrenn G.L. Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // J. Geophys. Res. V. 92. P. 10125–10129. 1987.

– Zhang Y., Paxton L.J. An empirical *Kp*-dependent global auroral model based on TIMED/GUVI FUV data // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 70. P. 1231–1242. 2008.

– Zhang Y., Paxton L.J., Bilitza D., Doe R. Near real-time assimilation in IRI of auroral peak region density and equatorward boundary // Adv. Space Res. V. 46. P. 1055–1063. 2010.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 618–640

УДК 550.388,533.951,523.868

ОСОБЕННОСТИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ИНДУЦИРУЕМЫХ В ИОНОСФЕРЕ МОЩНЫМ ДЕКАМЕТРОВЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ ВО ВРЕМЯ УМЕРЕННЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ

© 2021 г. Л. Ф. Черногор[1], *, В. Л. Фролов[2, 3], **

[1]*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, г. Харьков, Украина*

[2]*Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (НИРФИ ННГУ), г. Нижний Новгород, Россия*

[3]*Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ), г. Казань, Россия*

**e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com*

***e-mail: frolov@nirfi.unn.ru*

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.
После доработки 06.10.2020 г.
Принята к публикации 28.01.2021 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований апериодических и квазипериодических возмущений в ионосфере, наблюдавшихся при воздействии мощным радиоизлучением стенда СУРА на ионосферную плазму в спокойных и магнитно-возмущенных условиях. Для диагностики использовался доплеровский радар вертикального зондирования, расположенный на расстоянии ~960 км от нагревного стенда. Регистрируемые апериодические возмущения, имевшие время запаздывания ~25 мин, скорее всего, связаны с генерацией ударно-волнового возмущения, относящегося к атмосферно-гравитационным волнам. Квазипериодические 12–15-минутные возмущения имели период, равный периоду цикла нагрева. В других случаях период возмущений равнялся периоду собственных колебаний воздуха в атмосфере. Скорость квазипериодических возмущений составляла 300–400 м/с. Обнаружены эффекты искусственной генерации плазменной турбулентности, совместного действия солнечного терминатора и мощного радиоизлучения, а также резонансные эффекты, связанные с воздействием на ионосферу радиоволной с частотой, равной четвертой гармонике гирочастоты электронов. Отмечается роль магнитной активности в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера, которая определила характер возмущений в ионосфере.

DOI: 10.31857/S0016794021040039

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействию мощного радиоизлучения с околоземной плазмой традиционно уделяется много внимания [Гуревич и Шварцбург, 1973; Gurevich, 1978, 1999; Гершман и др., 1984; Молчанов, 1985; Митяков и др. 1989; Гуревич и др., 2005; Беликович и др., 2007; Гуревич, 2007; Черногор, 2014; Фролов, 2015, 2017; Streltsov et al., 2018]. При этом детально исследуется большое количество физических эффектов, возникающих в пределах диаграммы направленности антенны нагревного стенда.

Воздействие мощным радиоизлучением на ионосферную плазму также является удобным инструментом для исследования взаимодействия подсистем в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера, генерации и распространения возмущений далеко за пределы диаграммы направленности излучающей антенны [Гармаш и Черногор, 1998; Черногор, 2014]. Действительно, нагрев электронов под действием периодического радиоизлучения приводит к слабому нагреву ионов и нейтралов на высотах, больших 300–400 км, генерации акустико-гравитационных волн в нейтральной атмосфере, модуляции этими волнами концентрации электронов и распространению примерно на 1–2 тыс. км перемещающихся ионосферных возмущений [Бурмака и др., 2009; Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Mishin et al., 2012; Черногор, 2013]. Так проявляется взаимодействие подсистем ионосфера–магнитосфера–атмосфера–ионосфера. Но возмущения могут распространяться не толь-

ко в горизонтальном, но и в вертикальном направлениях. К последним относятся, например, потоки тепла и плазмы вдоль магнитных силовых линий, а также определенные типы волновых возмущений, достигающие высот 800 км, а, возможно, и больших [Васьков и др., 1992, 1995]. Особый интерес представляет возможность генерации квазипостоянных вариаций геоэлектрического и геомагнитного полей, а также достаточно низкочастотных электромагнитных волн, проникающих в магнитосферу и способных вызвать высыпание высокоэнергичных электронов из радиационного пояса и, как следствие этого – дополнительную ионизацию атмосферы [Гармаш и Черногор, 1998; Черногор и Фролов, 2013б; Черногор и др., 2014; Черногор, 2014; Фролов и др., 2019]. Так может реализовываться взаимодействие подсистем по схеме с обратной связью: ионосфера–магнитосфера–радиационный пояс–атмосфера–ионосфера [Черногор и Фролов, 2013б; Черногор и др., 2014; Черногор, 2014].

Взаимодействие подсистем в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера носит сложный характер и в настоящее время изучено еще недостаточно полно как в экспериментальном, так и в теоретическом плане. Требуется постановка целенаправленных экспериментов, и вместе с этим – поиск оптимальных режимов излучения нагревных стендов. Особый интерес представляет изучение взаимодействия подсистем в средних широтах, где в естественных условиях оно не так явно выражено, как в высоких широтах.

Усиление взаимодействия подсистем в средних широтах можно ожидать в течении слабых и умеренных магнитных бурь, когда система Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера "активируется", становится метастабильной и ее легче перевести в нестабильное состояние, воздействуя относительно слабыми потоками мощного радиоизлучения [Черногор и Фролов, 2013б; Черногор и др., 2014; Черногор, 2014]. Как известно, в период геокосмических бурь на порядок увеличивается электрическое поле ионосферно-магнитосферного происхождения (в средних широтах от 0.1–0.3 до 1–5 мВ/м), в радиационном поясе накапливаются высокоэнергичные (с энергией порядка 1–100 кэВ) электроны, которые затем высыпаются в ионосферу на протяжении последующих 10–15 сут, поддерживая ее возмущенное состояние (см., например, [Buonsanto, 1999; Соколов, 2011; Черногор и Домнин, 2014]).

Настоящая измерительная кампания преследовала следующие цели:

1. Изучение влияния умеренных магнитных бурь на взаимодействие мощного радиоизлучения с ионосферной плазмой, способное вызвать крупномасштабные возмущения в ионосфере.

2. Подтвердить эффект генерации крупномасштабных возмущений с периодом, равным периоду циклов нагрева.

3. Изучить возможности генерации или усиления квазипериодических возмущений с периодом, не равным периоду цикла излучения нагревного стенда.

4. Выявить апериодическую реакцию ионосферы на включение радиоизлучения в режиме моноимпульсов.

5. Изучить эффект генерации (усиления) плазменной турбулентности под действием мощного радиоизлучения.

6. Выявить крупномасштабные эффекты при излучении мощной радиоволны вблизи четвертой гармоники гирочастоты электронов.

7. Оценить зависимость эффективности генерации крупномасштабных возмущений от мощности стенда.

8. Изучить совместное действие солнечного терминатора и мощного радиоизлучения на эффективность генерации крупномасштабных возмущений в ионосфере.

Достижение перечисленных выше целей оказалось возможным в измерительной кампании, проведенной 20–28 августа 2013 г. на среднеширотном стенде СУРА, когда воздействие на ионосферу осуществлялось в различных режимах излучения волны накачки на фоне развивающихся в это время трех умеренных геомагнитных бурь.

Целью настоящей работы является анализ результатов измерений крупномасштабных апериодических и квазипериодических возмущений в *F*-области ионосферы, сопровождавших воздействие мощным радиоизлучением на околоземную плазму во время умеренных геомагнитных бурь, обсуждение эффектов искусственной генерации плазменной турбулентности, совместного действия солнечного терминатора и мощного радиоизлучения, а также эффектов, связанных с воздействием на ионосферу радиоволной с частотой, равной четвертой гармонике гирочастоты электронов. Отмечается подготовительная роль магнитной активности в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера, определившей характер возмущений в ионосфере.

Основные закономерности квазипериодических возмущений, возбуждаемых на ионосферных высотах, описаны ранее в работах [Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014], возможность возникновения крупномасштабных апериодических возмущений в нижних слоях ионосферы рассматривалась в работах [Черногор и Фролов, 2013б; Черногор и др., 2014; Черногор, 2014].

Таблица 1. Параметры магнитных бурь

Параметр	21 августа 2013 г.	23–25 августа 2013 г.	27 августа 2013 г.
$Dst_{\min}$, нТл	–45	–70	–110
p_{sw}, нПа	2.5	2.7	4.4
$Dst^*_{\min}$, нТл	–53	–76	–123
E, Дж	2×10^{15}	3×10^{15}	5×10^{15}
Δt, час	3.5	6	4
P, Вт	1.6×10^{11}	1.4×10^{11}	3.5×10^{11}

2. СОСТОЯНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

2.1. Общие сведения

20, 21 и 27 августа 2013 г. имело место резкое увеличение примерно на порядок концентрации частиц n_{sw} в солнечном ветре продолжительностью ~10 ч. Вариации температуры T_{sw} этих частиц достигали 3×10^5 K. Увеличение n_{sw} и T_{sw} привело к всплескам давления частиц в солнечном ветре, а также к увеличению мощности ε_A, внедряемой в магнитосферу Земли, и росту индексов AE, Kp и Dst, характеризующих уровень геомагнитной активности.

Первая магнитная буря началась около 12:00 UT 20 августа 2013 г. Ее развитие продолжалось до 02:00 UT 21 августа 2013 г. В интервале времени 02:00–05:00 UT имела место главная фаза бури, для которой $Bz_{\min} \approx -9$ нТл, $\varepsilon_{A\max} \approx 10$ ГДж/с, $AE_{\max} \approx 600$ нТл, $Kp = 4+$, $Dst_{\min} = -45$ нТл. Далее регистрировалась фаза восстановления магнитной бури.

Главная фаза следующей магнитной бури наблюдалась в интервале с 18:00 UT 22 августа 2013 г. до 03:00 UT 23 августа 2013 г. При этом $Bz_{\min} \approx -5$ нТл, $\varepsilon_{A\max} \approx 5$ ГДж/с, $AE_{\max} \approx 750$ нТл, $Kp_{\max} = 4+$, $Dst_{\min} = -70$ нТл. Фаза восстановления бури продолжалась до середины суток 26 августа 2013 г.

Главная фаза третьей магнитной бури началась в 16:00 UT и закончилась в 20:00 UT 27 августа 2013 г. Для этой бури $Bz_{\min} \approx -10$ нТл, $\varepsilon_{A\max} \approx 10$ ГДж/с, $AE_{\max} \approx 920$ нТл, $Kp_{\max} = 5$, $Dst_{\min} = -110$ нТл. Фаза восстановления бури продолжалась до 09:00 UT 29 августа 2013 г.

2.2. Энергетика магнитных бурь

Энергию магнитных бурь можно оценить по приведенному в работах [Gonzalez, 1994; Черногор и Домнин, 2014] соотношению:

$$E_{st} = \frac{3}{2} E_m \frac{\left|Dst^*_{\min}\right|}{B_0},$$

где $E_m = 8 \times 10^{17}$ Дж – энергия дипольного магнитного поля Земли, $B_0 \approx 3 \times 10^{-5}$ Тл – значение индукции геомагнитного поля на экваторе. Скорректированное значение $Dst^*_{\min}$ определялось как:

$$Dst^*_{\min} = Dst_{\max} - bp_{sw}^{1/2} + c.$$

Здесь $b = 5 \times 10^5$ нТл/Па$^{1/2}$, $c = 20$ нТл, p_{sw} – давление солнечного ветра в Па. При продолжительности главной фазы магнитной бури ΔT ее мощность дается очевидным соотношением:

$$P = \frac{E_{st}}{\Delta T}.$$

Основные параметры, описывающие энергетику магнитных бурь, приведены в табл. 1, из которой видно, что энергия всех бурь была порядка 10^{15} Дж, а их мощность – 10^{11} Вт. Такие бури, согласно классификации [Черногор и Домнин, 2014], относятся к умеренным. Они способны привести подсистемы в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера в метастабильное состояние, ионосфера при этом еще несильно возмущается. Все это создает благоприятные условия для оказания влияния на взаимодействие между подсистемами путем нагрева ионосферы мощным радиоизлучением.

3. СРЕДСТВА, МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

3.1. Нагревный стенд СУРА

Стенд СУРА расположен в 100 км восточнее г. Нижний Новгород, его географические координаты: 56°09′ N, 46°06′ E. Во время рассматриваемых в работе экспериментов три или, в отдельных случаях, два модуля стенда работали синфазно. При этом максимальная эффективная мощность PG излучения волны накачки изменялась в пределах 40–110 МВт. Во всех экспериментах диаграмма направленности антенны стенда была наклонена к югу на 12°. Использование в измерениях волн обыкновенной поляризации приводило к усилению генерации искусственных ионосфер-

ных возмущений за счет эффекта “магнитного зенита”, когда радиоволна с учетом ее рефракции в ионосфере распространяется вдоль силовых линий геомагнитного поля на уровне верхнего гибридного резонанса, что вызывает усиление ее взаимодействия с плазмой и приводит к более эффективному нагреву [Гуревич и др., 2005].

Конкретные режимы излучения волны накачки приведены ниже для каждого анализируемого в работе случая.

3.2. Доплеровский радар

Радар вертикального зондирования использовался для регистрации ионосферных возмущений, вызванных нагревом ионосферы мощным радиоизлучением стенда СУРА, находящимся на расстоянии 960 км от радара.

Радар расположен вблизи г. Харьков (Украина) на территории Радиофизической обс. Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина, ее координаты: 49°38′ N, 36°20′ E. Основные параметры радара: диапазон частот f = 1–24 МГц, импульсная мощность радиопередающего устройства – 1 кВт, длительность зондирующего импульса – 500 мкс, частота повторения импульсов – 100 Гц, полоса пропускания фильтра радиоприемного устройства – 10 Гц. Антенная система представляет собой вертикальный ромб с коэффициентом усиления $G \approx 1–10$ в зависимости от частоты зондирующей волны. При таком потенциале радара отношение сигнал/помеха для обыкновенной волны q в ночное время может достигать $10^5–10^6$. В дневное время q обычно на 1–2 порядка меньше. Погрешность оценки доплеровского смещения частоты f_d около 17 мГц. Радар сопряжен с персональным компьютером, образуя программно-аппаратный комплекс, ведущий измерения и предварительную обработку отраженного от ионосферы сигнала в реальном времени.

Во время экспериментов измерения выполнялись на частотах зондирования 3200 и 4200 кГц. Радиоволна на частоте 3200 кГц часто экранировалась слоем E_s, поэтому в работе проиллюстрированы и более детально представлены результаты измерений для радиоволны с f = 4200 кГц.

Высотная протяженность отраженного зондирующего сигнала близка к 150 км. Поэтому используется стробирование по высоте с дискретностью $\Delta z'$ = 75 км в диапазоне действующих высот z' = 75–450 км, которому соответствует диапазон истинных высот 75–250 км, а дискретность отсчетов высоты $\Delta z \approx 30–35$ км. При этом выделяется основной канал, в котором амплитуда сигнала имеет максимальные значения.

3.3. Методы обработки данных

Первичная обработка. Комплексная амплитуда биений колебаний опорного генератора и отраженного сигнала записывалась в цифровом виде (частота опроса 10 Гц) на носитель информации, затем при помощи преобразования Фурье вычислялись доплеровские спектры в диапазоне возможных доплеровских сдвигов от –2.5 до +2.5 Гц на интервале времени 60 с.

Вторичная обработка. Анализ динамических спектров показал, что сигнал, как правило, имел одномодовую структуру, и эта мода соответствовала обыкновенной волне. Одномодовая структура сигнала позволила получить временны́е зависимости вариации доплеровского смещения частоты $f_d(t)$, которые далее подвергались системному спектральному анализу, использующему взаимодополняющие оконное преобразование Фурье, адаптивное преобразование Фурье и вейвлет-преобразование с базисной функцией Морле.

При анализе полученных данных в качестве дополнительной информации привлекались временны́е зависимости нормированной амплитуды отраженного сигнала, а также данные расположенного рядом цифрового ионозонда.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

4.1. Временны́е вариации доплеровских спектров 21 августа 2013 г.

В этот день режим излучения нагревного стенда был следующим. С 07:00 и до 07:50 UT стенд работал в циклическом режиме [5 мин излучения, 5 мин пауза] (далее используется обозначение [+5 мин, –5 мин]) на частоте f = 4785 кГц с эффективной мощностью PG = 80 МВт. В интервале времени 08:15–13:30 UT при подобных f и PG использовался режим [+15 мин, –15 мин]. С 14:00–14:20 UT волна накачки излучалась в режиме, [+1 мин, –1 мин] с f = 5828 кГц и PG = 110 МВт. Далее режим излучения волны накачки был следующим: с 14:20 и до 15:50 UT [+15 мин, –15 мин], с 15:55 и до 16:08 UT [непрерывно], с 16:08–16:20 UT, с 16:40 и до 17:00 UT, с 18:40 и до 19:00 UT [+1 мин, –1 мин] и в интервале времени 17:00–18:35 UT [+5 мин, –5 мин] при неизменных частоте и эффективной мощности излучения. С 19:40 и до 21:55 UT стенд излучал на частоте f = 4300 кГц с PG = 70 МВт в режиме [+15 мин, –15 мин]. На рисунках 1–7 интервалы времени, когда работал стенд СУРА, выделены затемненными участками.

Ниже для описания наблюдаемых эффектов будут использоваться следующие обозначения: Δt – время запаздывания появления возмущений относительно времени начала излучения волны накачки; ΔT – длительность цуга наблюдаемых возмущений; T – их период; f_d – доплеровское

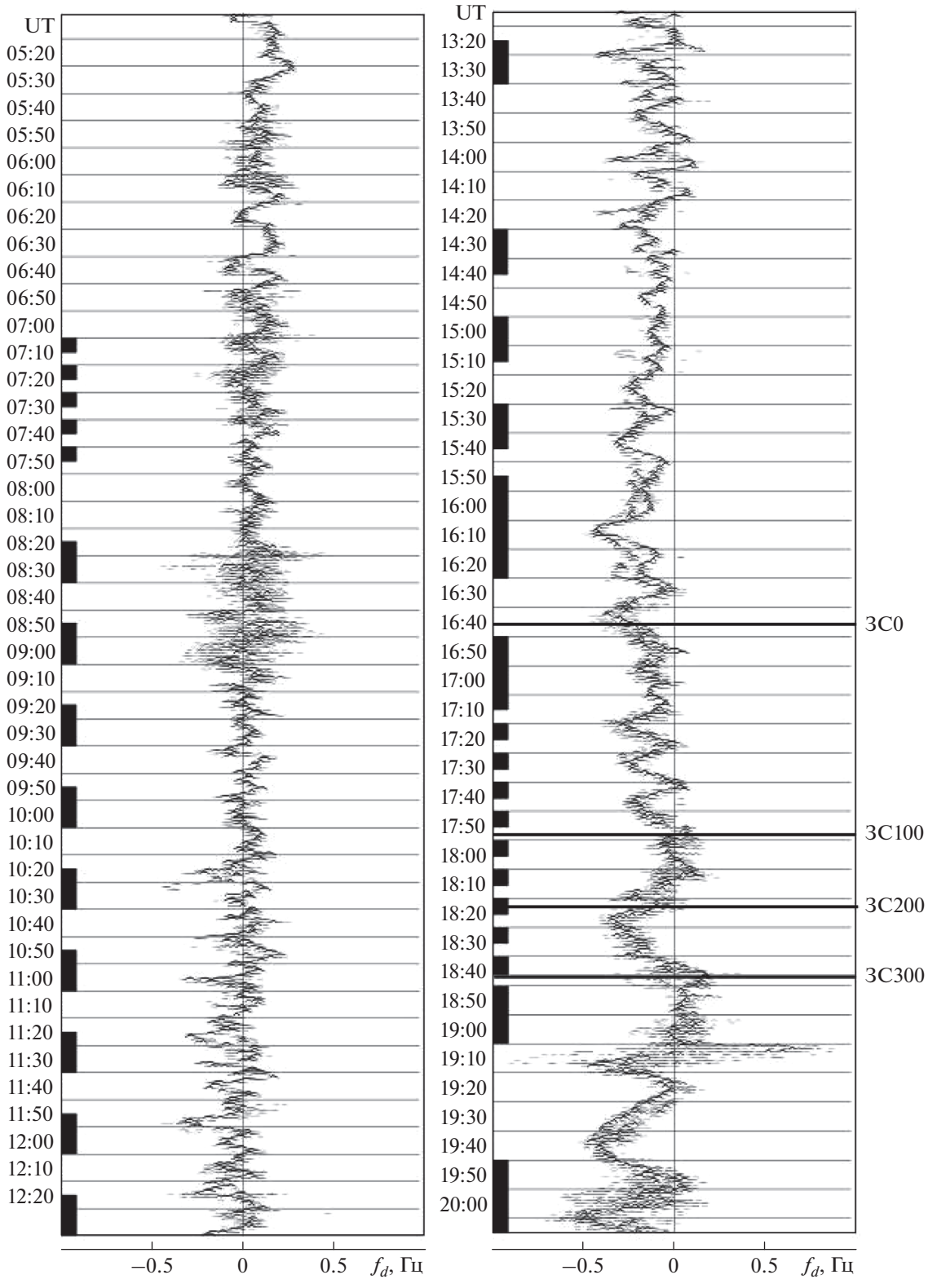


Рис. 1. Временны́е вариации доплеровских спектров 21 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км. Здесь и далее горизонтальными линиями отмечены моменты захода Солнца на высотах 0, 100, 200 и 300 км. Затемненными вертикальными линиями показаны интервалы времени излучения стенда Сура.

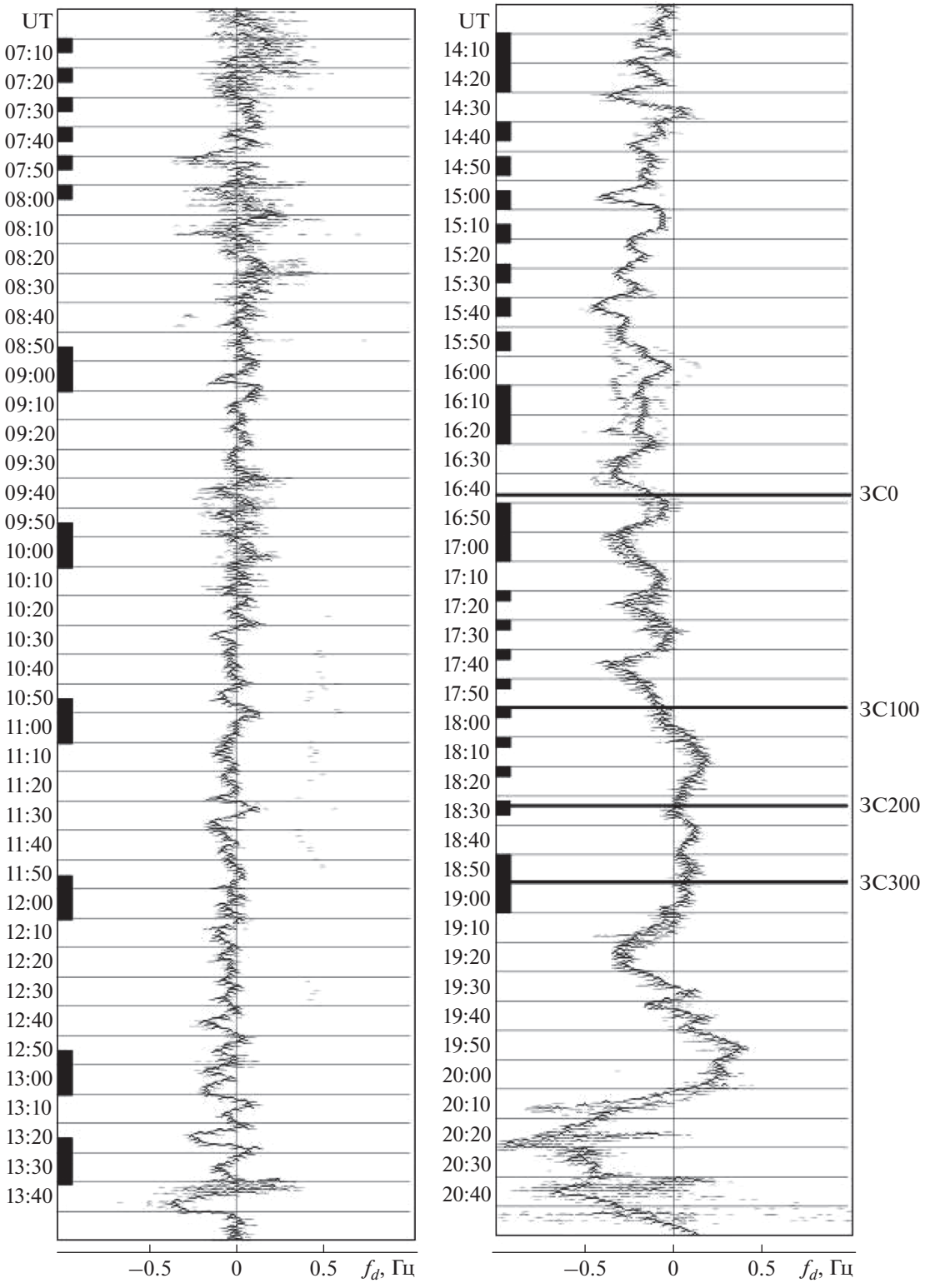


Рис. 2. Временны́е вариации доплеровских спектров 22 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

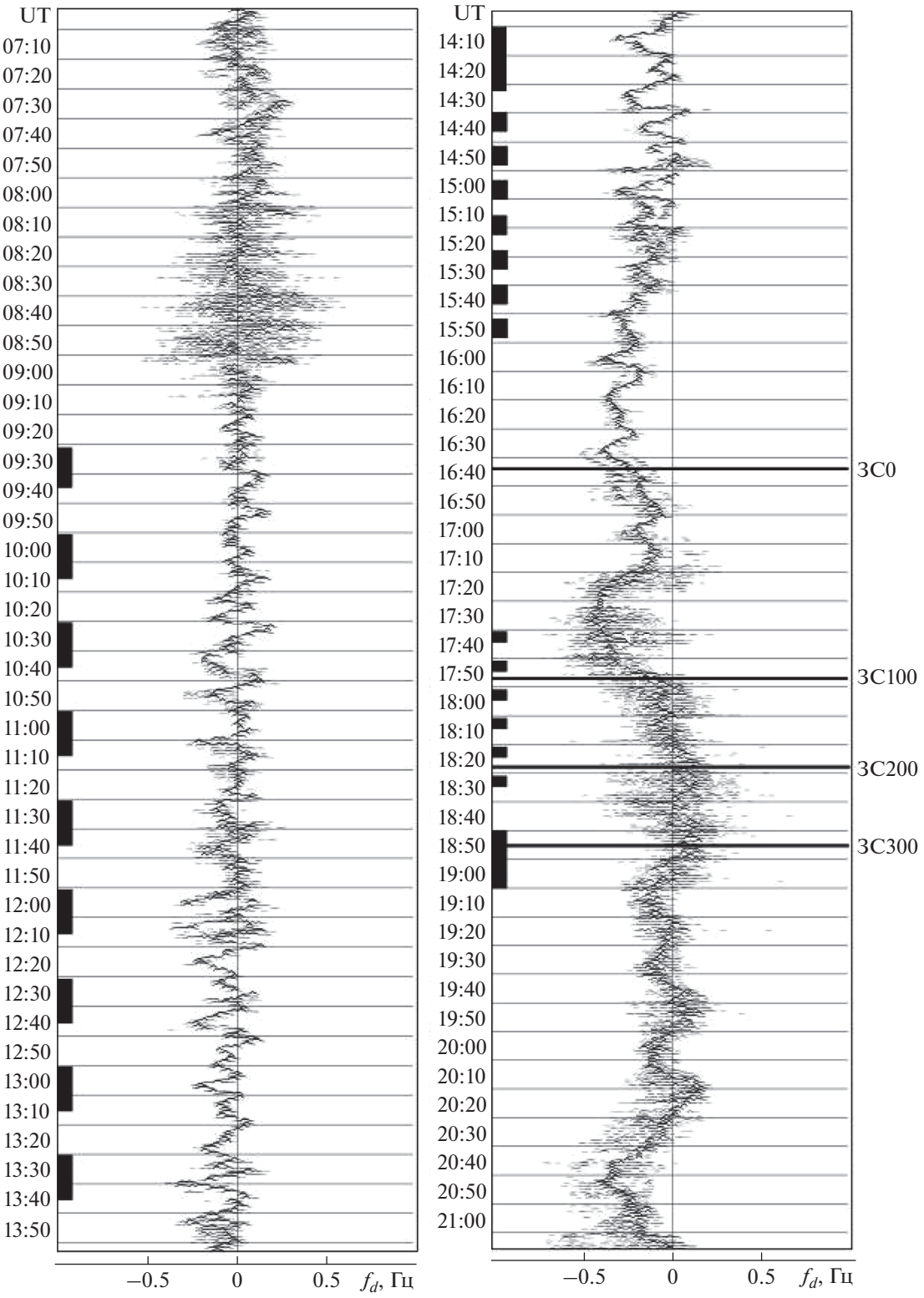


Рис. 3. Временны́е вариации доплеровских спектров 23 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

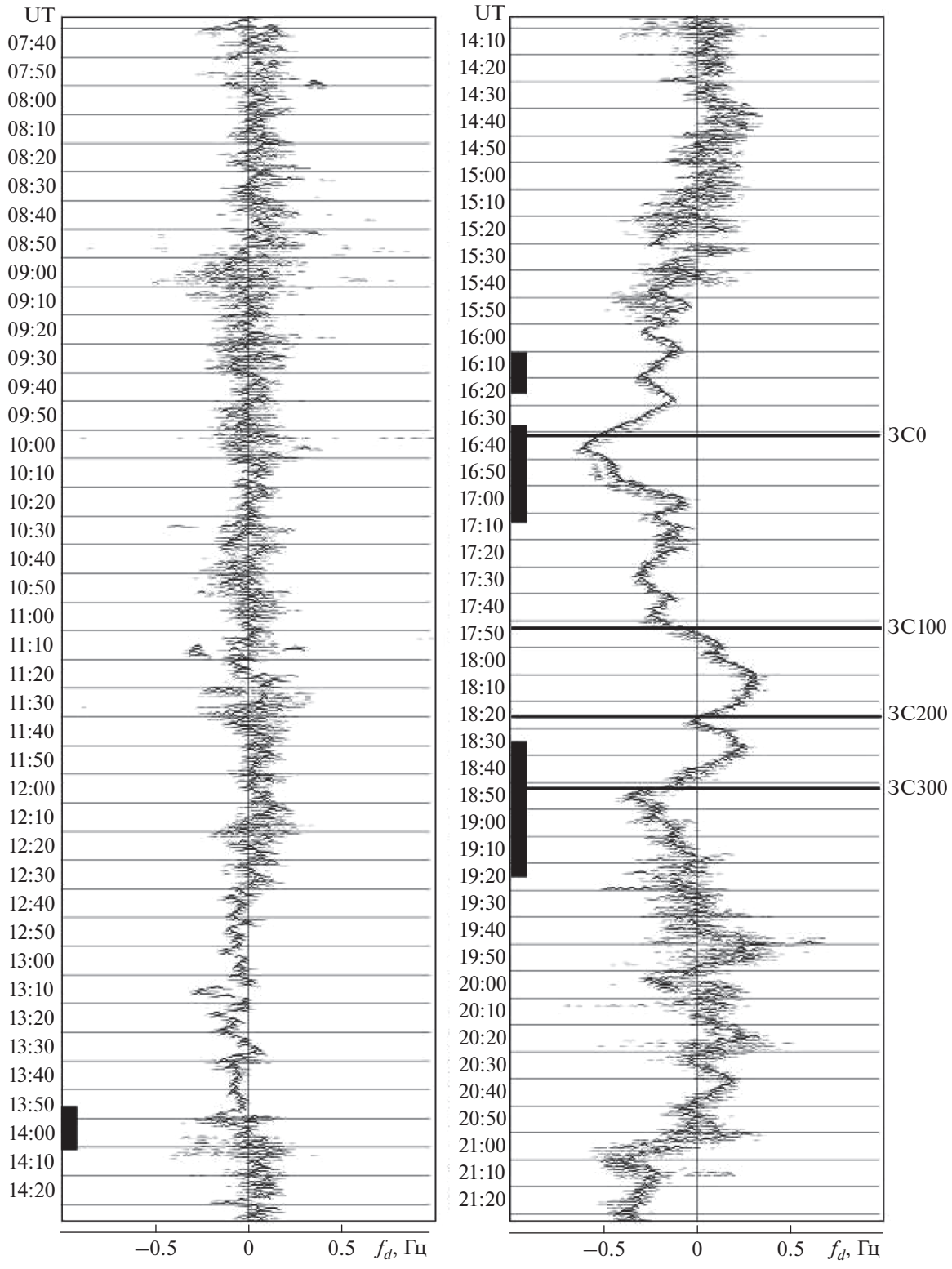


Рис. 4. Временны́е вариации доплеровских спектров 25 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

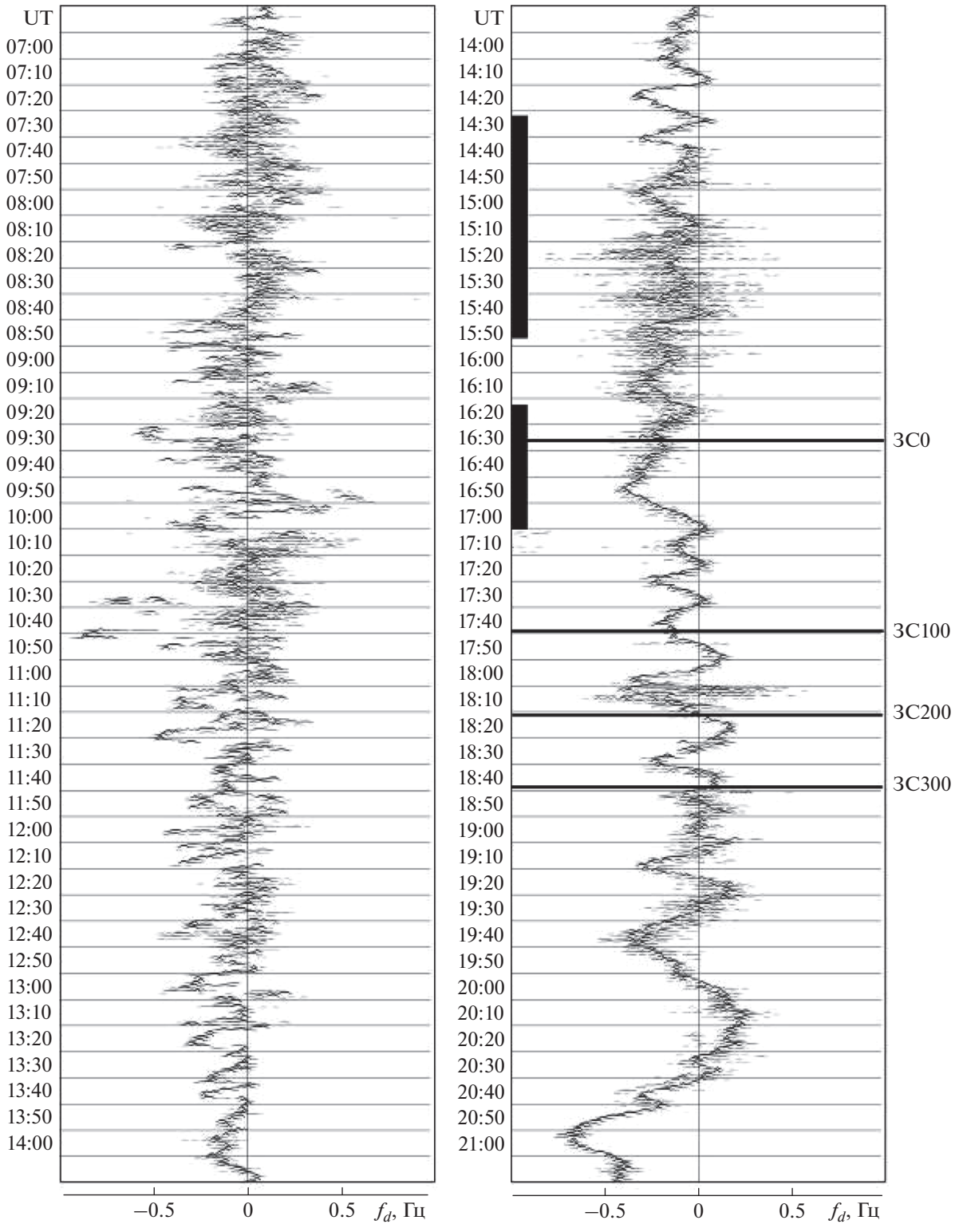


Рис. 5. Временны́е вариации доплеровских спектров 26 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

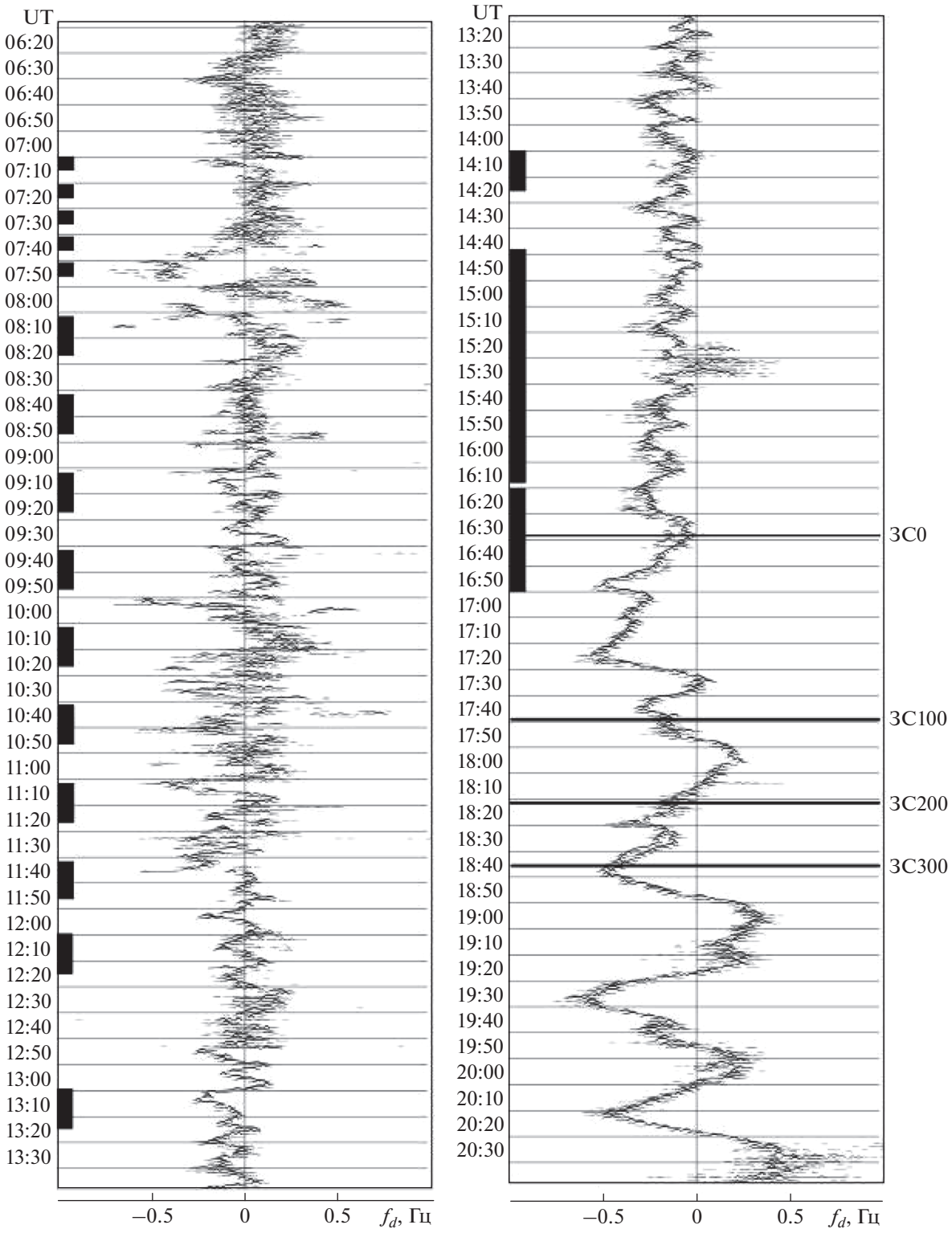


Рис. 6. Временны́е вариации доплеровских спектров 27 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

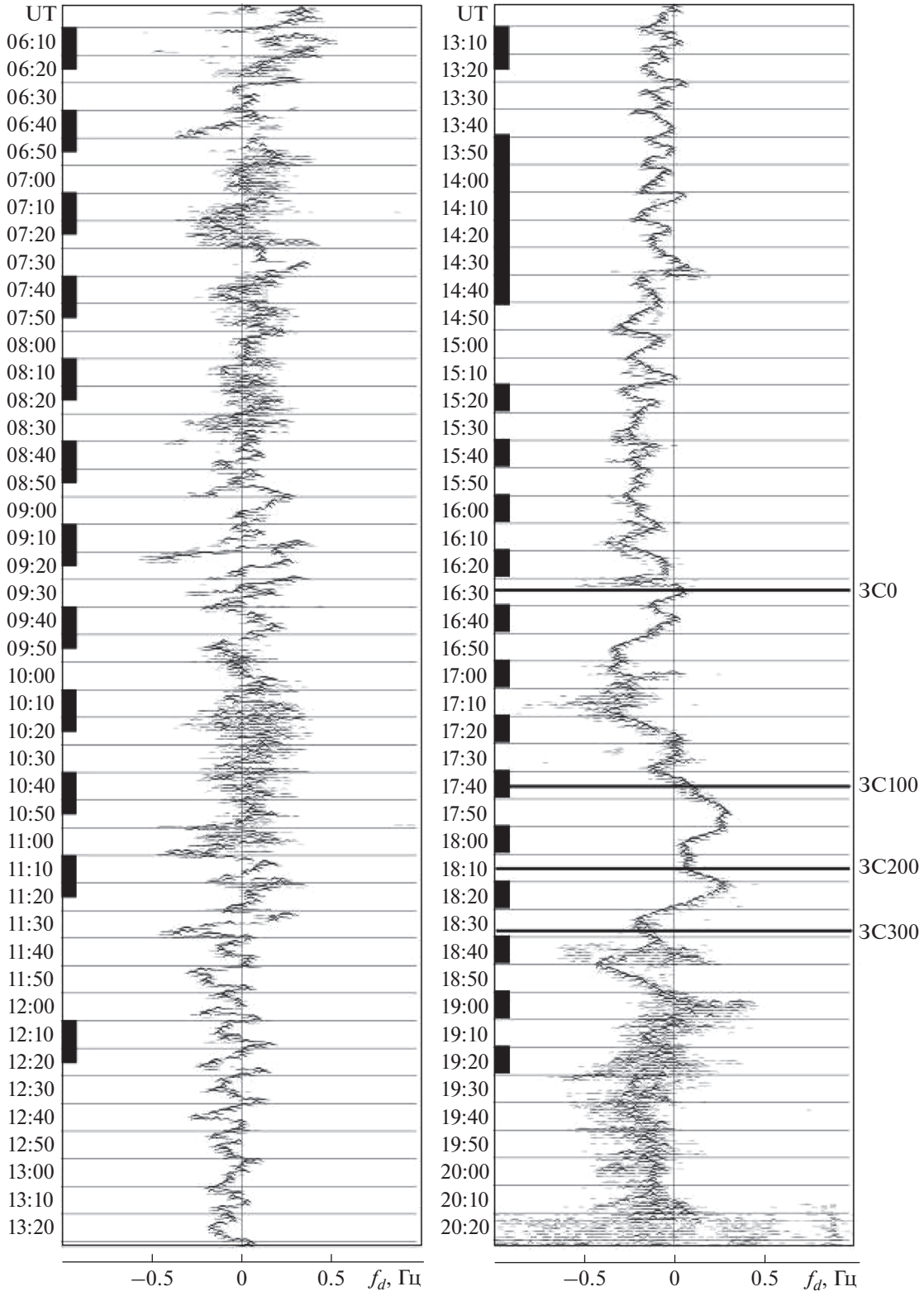


Рис. 7. Временны́е вариации доплеровских спектров 28 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

смещение частоты для наблюдаемых возмущений, f_{da} – его амплитуда.

При поиске возможной реакции ионосферы на воздействие мощным радиоизлучением отмечались любые изменения в характере вариаций доплеровских спектров.

До первого включения стенда существовали хаотические знакопеременные вариации доплеровского смещения частоты с характерным временем 15–20 мин (рис. 1). После первого включения стенда в 07:00 UT в режиме [+5 мин, –5 мин] в интервале времени 07:37–08:02 UT (с временем запаздывания $\Delta t \approx 37$ мин относительно начала сеанса) на частоте 4200 кГц возникло квазипериодическое колебание доплеровского смещения частоты f_d с периодом $T \approx 10$ мин, длительностью ΔT не менее 25 мин и с амплитудой $f_{da} = 0.1$ Гц.

С 08:15 и до 09:05 UT наблюдался “развал” доплеровских спектров на обеих частотах 3200 и 4200 кГц. Как указывалось выше, данные для частоты 3200 кГц в статье не приводятся ввиду их малой информативности. Начало этого процесса совпало со следующей серией циклов излучения нагревного стенда. Далее вплоть до 15:05 UT имели место достаточно хаотические вариации f_d. Как показал спектральный анализ, в интервале времени 10:00–14:30 UT в вариациях преобладали колебания с периодами 15 и 30 мин и амплитудами около 0.15 и 0.12 Гц соответственно.

После включения стенда в 14:20 UT с PG = = 110 МВт в режиме [+15 мин, –15 мин] в интервале времени 15:10–16:35 UT (с временем запаздывания $\Delta t \approx 45$ мин) наблюдались квазипериодические вариации f_d с периодом 15 мин, длительностью $\Delta T = 90$ мин и $f_{da} = 0.15$ Гц. Следующее одиночное включение стенда в 15:55 UT сопровождалось подавлением квазипериодических колебаний f_d в интервале времени 16:35–17:05 UT. Очередное колебание f_d с периодом 15 мин, продолжительностью 40 мин с $f_{da} = 0.16$ Гц имело место в интервале времени 17:05–17:45 UT.

После 18:00 UT регистрировались длиннопериодическое колебание с $T = 30$–40 мин и с амплитудой ~0.25 Гц.

4.2. Временны́е вариации доплеровских спектров 22 августа 2013 г.

После включения нагревного стенда в 07:00 UT на один час на частоте $f = 4785$ кГц с $PG = 80$ МВт в режиме [+5 мин, –5 мин] с временем запаздывания ~28 мин на частоте 4200 кГц появилось квазипериодическое колебание f_d с периодом 10 мин, которое в интервале времени 07:45–08:25 UT сменилось колебанием с $T = 20$ мин (рис. 2). Сигнал на частоте 3200 кГц в этом сеансе экранировался слоем E_s.

Начиная с 08:46 и до 13:01 UT, волна накачки излучалась на частоте $f = 4785$ кГц с $PG = 100$ МВт в режиме [+15 мин, –45 мин]. Такой режим отвечает, фактически, излучению моноимпульсов. После каждого включения стенда с временем запаздывания $\Delta t \approx 12$–40 мин возникали всплески доплеровского смещения частоты характерной формы: два положительных всплеска f_{d+}, разделенные, как правило, более “глубоким” отрицательным всплеском f_{d-}. Наиболее четко это видно в интервалах времени 08:50–09:05 UT, 10:15–10:30 UT, 11:12–11:36 UT и 13:06–13:25 UT. Всего имело место 8 похожих событий. Это позволило оценить статистические характеристики всплесков:

$$\overline{\Delta t} = 25.0 \pm 3.8 \text{ мин}, \quad \overline{\Delta T} = 16.0 \pm 0.8 \text{ мин},$$

$$\overline{f_{d+}} = 0.10 \pm 0.01 \text{ Гц}, \quad \overline{f_{d-}} = -(0.21 \pm 0.02) \text{ Гц}.$$

В 14:30 UT имело место включение стенда в режиме [+6 мин, –6 мин] . Примерно с 15:08 UT на частоте 4200 кГц в интервале времени 15:08–15:48 UT наблюдалось колебание с $\Delta t \approx 38$ мин, $T \approx 12$ мин, $f_{da} = 0.08$ Гц и $\Delta T \approx 40$ мин. На частоте 3200 кГц подобное колебание отмечалось с 15:17–16:20 UT. С 15:40 и до 16:40 UT в доплеровских спектрах наблюдалось три моды. С 16:00 и до 19:00 UT стенд излучал на частоте 4785 кГц с PG = 45 МВт. В интервалах времени 16:00–16:20 UT, 16:40–17:00 UT и 18:40–19:00 UT был режим [+1 мин, –1 мин], а с 17:00 и до 18:30 UT режим [+3 мин, –7 мин].

В интервале времени 16:15–17:45 UT на частоте 4200 кГц регистрировалось колебание с $T \approx 24$ мин и $f_{da} = 0.15$ Гц. После 17:50 UT на обеих частотах имели место длиннопериодические ($T \approx 60$–70 мин) колебания с $f_{da} \approx 0.3$ Гц.

4.3. Временны́е вариации доплеровских спектров 23 августа 2013 г.

Стенд излучал с 09:21 UT на частоте 5828 кГц в различных временны́х режимах (рис. 3). Нагрев ионосферы с 09:21–13:36 UT осуществлялся радиоизлучением с $PG = 40$ МВт в режиме [+15 мин, –15 мин]. На первый взгляд мощное радиоизлучение в этом интервале времени заметно не повлияло на ионосферные процессы в месте наблюдения. Однако спектральный анализ показал, что в спектре сигнала присутствовали колебания с периодами 15 и 30 мин и амплитудами около 0.08 и 0.10 Гц соответственно. Низкий уровень сигнала, как этого и следовало ожидать, определялся малой эффективной мощностью излучения волны накачки (40 МВт).

С 14:00–17:45 UT мощность излучения составляла PG = 100 МВт. Режим излучения был [+1 мин, –1 мин] с 14:00 и до 14:21 UT, [+6 мин, –6 мин] с 14:31 и до 16:00 UT, [+1 мин, –1 мин]

с 16:01 и до 17:30 UT и [+3 мин, –7 мин] с 17:31 и до 18:30 UT. После этого мощность излучения была уменьшена до 45 МВт.

В интервале времени 15:40 и до 16:35 UT отмечались квазипериодические вариации f_d с $T \approx 12$ мин, $\Delta T = 55$ мин и $f_{da} = 0.1$ Гц. После 17:05 UT доплеровские спектры стали диффузными и без каких-либо выделенных квазипериодических вариаций доплеровской частоты.

4.4. Временны́е вариации доплеровских спектров 25 августа 2013 г.

До 13:46 UT нагревный стенд не излучал, поэтому интервал времени с 07:00–13:46 UT использовался в качестве контрольного. Отметим, что с 07:30 и до 12:30 UT наблюдался "развал" доплеровских спектров, вызванный здесь естественными процессами в ионосфере (рис. 4).

Сразу после начала модификации ионосферы в 13:46 UT на частоте $f = 5828$ кГц с $PG = 100$ МВт, длившейся до 14:01 UT, на зондирующей частоте 4200 кГц произошел "развал" доплеровских спектров, который продолжался до 15:50 UT. Подобный эффект для радиоволны с частотой 3200 кГц имел место в интервале времени 14:25–15:35 UT.

После включения нагревного стенда в режиме излучения несущей на частоте 4785 кГц с $PG = 90$ МВт с 16:01 и до 16:16 UT (режим моноимпульсного излучения волны накачки) с временем запаздывания около 8 мин на обеих частотах зондированиях 3200 и 4200 кГц возник мощный апериодический процесс длительностью около 55 мин и изменением f_d от –(0.18 и до 0.63) Гц. Апериодический процесс представлял собой два положительных всплеска (в интервалах времени 16:09–16:25 UT и 16:50–17:00 UT), разделенных "глубоким" и продолжительным отрицательным всплеском. Подобные по форме, но с другими временны́ми параметрами, вариации $f_d(t)$ неоднократно наблюдались 22 августа 2013 г. (см. рис. 2).

Следующий цикл работы нагревного стенда на частоте $f = 4785$ кГц и $PG \approx 90$ МВт в режиме [+5 мин, –10 мин] имел место в интервале времени 16:28–17:03 UT. С 17:10–17:15 UT до 17:53 UT, т.е. с временем запаздывания $\Delta t \approx 42$–47 мин, в ионосфере над г. Харьков наблюдалось развитие колебательного процесса с амплитудой $f_{da} \approx$ ≈ 0.07 Гц, $T = 15$ мин и $\Delta T = 35$ мин.

Последнее в этот день включение стенда на той же частоте и эффективной мощности излучения волны накачки в режиме [+10 мин, –10 мин] имело место с 18:25 до 19:15 UT. После 18:40 UT, т.е. через 15 мин после включения стенда, доплеровские спектры на частотах 3200 и 4200 кГц стали диффузными. Несмотря на это, в спектре $f_d(t)$ проявлялось слабое колебание с $\Delta t \approx 50$ мин и $T =$ $= 20$ мин, которое обнаруживалось после спектрального анализа $f_d(t)$.

4.5. Временны́е вариации доплеровских спектров 26 августа 2013 г.

С 07:00 и до 14:22 UT нагревный стенд не излучал, поэтому этот интервал времени использовался в качестве контрольного. Отметим, что с 07:00 и до 16:30 UT наблюдался слой E_s, который почти все время экранировал зондирующий сигнал на частоте 3200 кГц.

С 14:22 и до 15:52 UT нагревный стенд излучал в режиме [+2 мин, –3 мин] с $PG = 40$ МВт с перестройкой по частоте в диапазоне от 5405 до 5505 кГц. При этом частота радиоволны была близка к четвертой гармонике гирочастоты электронов $4f_B$ в области взаимодействия мощной радиоволны с плазмой. Примерно в 15:02 UT, т.е. с временем запаздывания $\Delta t \approx 40$ мин, в течение 90 мин имел место "развал" спектров (рис. 5).

В интервале времени 16:12–07:00 UT нагревный стенд излучал по 2 мин последовательно на частотах 5395, 5375, 5395 и 5435 кГц в режиме [+10 с, –10 с]. С 16:55 и до 17:42 UT, т.е. через 43 мин после начала работы стенда в этом режиме, в ионосфере усилилось колебание с $T \approx 15$ мин, $f_{dm} \approx 0.15$ Гц и $\Delta T \approx 50$ мин. Далее наблюдались процессы с постепенно увеличивающимся периодом от 25–80 мин.

4.6. Временны́е вариации доплеровских спектров 27 августа 2013 г.

Режимы работы нагревного стенда были следующими. С 07:00–14:15 UT стенд излучал на частоте 4785 кГц с $PG = 80$ МВт, причем в интервалах времени 07:00–07:46 UT и 08:01–11:46 UT в режимах [+5 мин, –5 мин] и [+15 мин, –15 мин] соответственно. С 12:00–14:15 UT стенд излучал в режиме [+15 мин, –45 мин] (режим моноимпульса). В интервале времени 14:39–16:07 UT стенд работал в режиме [+2 мин, –2 мин] с $PG = 110$ МВт с постепенно увеличивающейся частотой от 5395 до 5515 кГц вблизи частоты четвертой гармоники гирочастоты электронов. С 16:10–16:50 UT стенд излучал на частоте 5455 кГц с $PG = 110$ МВт в режиме [+10 с, –10 с].

В интервале времени 07:30–08:20 UT наблюдался "развал" доплеровских спектров на частоте 4200 кГц (рис. 6). На частоте 3200 кГц подобный эффект отмечался в интервале времени 07:20–07:45 UT. Следующий "развал" спектров на обеих частотах имел место с 09:50 до 11:35 UT. Заметим, что в достаточно хаотических вариациях доплеровских спектров спектральный анализ позволил выявить квазипериодические колебания с периодами 15 мин и 30 мин и амплитудами около 0.1 Гц,

которые наблюдались в интервале времени 08:50–12:20 UT.

Включения стенда в режиме “несущая” с 12:00 до 12:15 UT сопровождалось “развалом” доплеровских спектров, который наблюдался в интервале времени 12:20–12:43 UT. Работе стенда с 13:00 до 13:15 UT сопутствовало некоторое усиление вариаций доплеровских спектров в интервале времени 13:30–14:00 UT. Третье включение стенда с 14:00 и до 14:15 UT с временем запаздывания около 12 мин сопровождалось характерными всплесками: двумя в сторону больших значений, которые разделялись всплеском в сторону меньших значений. Если бы не было отрицательной “подставки”, вызванной суточным ходом доплеровского смещения частоты, и равной –0.2 Гц, наблюдалось бы два положительных всплеска, разделенных отрицательным всплеском. Подобная картина неоднократно наблюдалась 22 августа 2013 г. (см. рис. 2).

Начало работы стенда на частоте, близкой к четвертой гармонике гирочастоты электронов, с временем запаздывания около 5 мин сопровождалось “развалом” спектров на частоте 3200 кГц. Такой эффект наблюдался до 16:50 UT. При этом частичный “развал” спектров на частоте 4200 кГц наблюдался только в интервале времени 15:16–15:28 UT.

После 16:00 UT наблюдалось увеличение амплитуды колебаний от 0.15 и до 0.45 Гц и их периода от 20 и до 45 мин.

4.7. Временны́е вариации доплеровских спектров 28 августа 2013 г.

Режимы работы нагревного стенда были следующими.

В интервале времени 06:00–11:15 UT стенд излучал в режиме [+15 мин, –15 мин] на частоте f = = 4785 кГц с PG = 85 МВт. С 12:00 и до 13:15 UT стенд работал в режиме [+15 мин, –45 мин] (режим излучения моноимпульсов) с теми же f и PG.

С 13:39 и до 14:41 UT стенд излучал в режиме [+2 мин, –2 мин] с PG = 110 МВт с пошагово увеличивающейся частотой на 20 кГц от 5365 до 5545 кГц вблизи четвертой гармонике гирочастоты электронов. Наконец, с 15:09 и до 19:19 UT нагревный стенд излучал на частоте f = 4544 кГц с PG = 70 МВт в режиме [+10 мин, –10 мин].

Днем 28 августа 2013 г. имела место ионосферная буря, что привело к эффекту частичного “развала” доплеровских спектров на частоте 4200 кГц и к полному их “развалу” на частоте 3200 кГц. Лишь после 11:00 UT вариации доплеровского смещения частоты при f = 4200 кГц стали носить квазипериодический характер (рис. 7).

После включения стенда в режиме “моноимпульса” с 12:00 до 12:15 UT характер вариаций f_d несколько изменился в 12:25 UT возникло апериодическое колебание с двумя положительными всплесками, разделенными отрицательным выбросом. При этом $\Delta t \approx 25$ мин и $\Delta T \approx 15$ мин, заметно увеличивалась его амплитуда.

Следующее включение стенда в режиме “моноимпульса” с 13:00–13:15 UT сопровождалось с временем запаздывания около 15 мин появлением всплесков f_d характерной формы: два всплеска в сторону положительных значений, разделенных всплеском в сторону отрицательного значения. В интервале времени 13:30–14:30 UT регистрировалось квазипериодическое изменение $f_d(t)$ с периодом около 10–12 мин и амплитудой около 0.07–0.11 Гц.

Следующий цуг колебаний длительностью около 60 мин и периодом 15 мин наблюдался в интервале времени 14:30–15:30 UT с f_{da} = 0.11–0.15 Гц.

В 15:55 UT также начался квазипериодический процесс с $T \approx 12$ мин, который вскоре был разрушен. После 16:30 UT наблюдались колебания с $T \approx$ 20–30 мин и амплитудой около 0.1–0.2 Гц.

4.8. Временны́е вариации доплеровских спектров 29 августа 2013 г.

В этот день стенд СУРА не работал. Доплеровские измерения использовались в качестве контрольных.

В течение дня имели место типичные для F-области квазипериодические вариации f_d, которые, на первый взгляд, мало чем отличались от квазипериодических вариаций, вызванных воздействием на ионосферу мощным радиоизлучением. Именно это обстоятельство осложняет идентификацию волновых возмущений искусственного происхождения. Естественно, в этот день отсутствовали апериодические возмущения, которые четко наблюдались 22 августа 2013 г.

В интервале времени 16:20–18:20 UT уверенно наблюдалась реакция ионосферы на движение вечернего терминатора, заключающаяся в генерации как в этот день, так и в другие дни длиннопериодных ($T \approx$ 20–30 мин) интенсивных волновых процессов с амплитудой 0.3–0.4 Гц.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

В ходе измерительной кампании 20–29 августа 2013 г. был подтвержден ряд, описанных нами ранее эффектов [Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б, Черногор, 2014], а также обнаружены новые явления. К обнаруженным ранее относятся эффекты генерации колебаний с периодом, равным периоду цикла нагрев–пауза, и усиления естественных колебаний; к новым – апериодические всплески доплеровского смещения частоты, сопровождав-

Таблица 2. Параметры квазипериодических колебаний

Дата	Время существования	f_{da}, Гц	T, мин	f, кГц	δ_N, %
22 августа 2013 г.	15:10–16:00 UT	0.08	12	4200	1.1
23 августа 2013 г.	15:20–16:50 UT	0.1	12	4200	1.4
25 августа 2013 г.	17:15–17:50 UT	0.07	15	4200	1.2
22 августа 2013 г.	16:58–18:00 UT	0.2	15	4200	3.5
26 августа 2013 г.	16:50–17:40 UT	0.2	15	4200	3.5
28 августа 2013 г.	14:30–15:25 UT	0.11–0.15	15	4200	2.0–2.6

шие излучение нагревного стенда СУРА в режиме моноимпульсов. Обсуждение всех этих эффектов приведено ниже.

При идентификации волновых возмущений искусственного происхождения, основываясь на результатах ранее выполненных исследований [Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014], нами использовался ряд признаков, присущих искусственным возмущениям. К ним относятся: время запаздывания возмущений (их скорость распространения), увеличение скорости распространения при увеличении высоты (увеличении частоты зондирующей радиоволны), соответствие длительности волнового цуга длительности циклов нагрева, соответствие периодов возмущений периоду циклов нагрева, а также зависимость амплитуды возмущений от эффективной мощности излучения волны накачки. Рассмотрим подробнее полученные результаты.

5.1. Эффект генерации колебаний с периодом, равным периоду цикла нагрева

После включения нагревного стенда 22 августа 2013 г. в 14:00 UT в режиме [+6 мин, –6 мин] возникли квазипериодические колебания с периодом $T \approx 12$ мин и временами запаздывания 38 и 60 мин на частотах 4200 и 3200 кГц соответственно. При времени развития процесса Δt_0, намного меньшем времени запаздывания возмущений Δt, скорость распространения возмущений v составляет 420 и 270 м/с соответственно. Такие скорости при периоде возмущений $T \approx 12$ мин соответствуют атмосферным гравитационным волнам на высотах 180–200 и 130–150 км, где и отражались зондирующие волны в дневное время [Госсард и Хук, 1978]. Амплитуда относительных возмущений концентрации электронов (см., например, [Черногор, 2014]) равна:

$$\delta_N = \frac{cT}{4\pi L}\frac{f_{da}}{f},$$

где c – скорость света в вакууме, T – период колебания, L – характерный высотный масштаб (диапазон высот, дающий основной вклад в доплеровское смещение частоты), f – частота доплеровского радара.

Результаты оценки δ_N при $L \approx 30$ км и $f = 4200$ кГц для разных сеансов наблюдений приведены в табл. 2.

Аналогичное колебание наблюдалось 23 августа 2013 г. при включении нагревного стенда в таком же режиме (см. табл. 2).

При работе стенда СУРА 25 августа 2013 г. в режиме [+5 мин, –10 мин] наблюдалась генерация квазипериодического процесса с $T \approx 15$ мин, $f_{da} \approx 0.07$ Гц и $\Delta t \approx 42$–47 мин ($v \approx 380$–340 м/с). Важно, что длительность цуга колебаний $\Delta T \approx 35$ мин здесь соответствовала продолжительности цикла нагрева (35 мин). Это свидетельствует в пользу того, что цуг был сгенерирован работой нагревного стенда.

Таким образом, совпадение периода ионосферных возмущений с периодом циклов излучения стенда СУРА, соответствие длительности цуга колебаний длительности воздействия, увеличение v при увеличении высоты зондирования, величина скорости распространения волновых возмущений, δ_N и периодов, близких к тем, что описаны в работах [Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014], подтверждает тот факт, что квазипериодические (волновые) возмущения генерировались периодическим радиоизлучением нагревного стенда.

Как отмечалось ранее в [Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014], эффект генерации волновых возмущений заметно усиливался при мощности стенда больше 40 МВт и при периоде цикла больше примерно 10 мин, т.е. когда он превышал период Брента-Вяйсяля [Госсард и Хук, 1978; Брюнелли и Намгаладзе, 1988].

5.2. Эффект усиления естественных колебаний

О возможности усиления естественных волновых возмущений с периодом, не равным периоду цикла излучения нагревного стенда, упоминалось в работах [Черногор и др., 2011, 2014, 2019;

Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014]. В настоящей измерительной компании этот эффект наблюдался, по крайней мере, трижды.

1) 21 августа 2013 г. после включения стенда в 16:08 UT в режиме [+1 мин; −1 мин] на фоне движения вечернего солнечного терминатора в интервале 16:58–17:45 UT по сравнению с предыдущим получасовым интервалом усилилось квазипериодическое колебание с $T \approx 15$ мин (см. табл. 2). Амплитуда этого колебания была близка к амплитуде колебания с периодом 15 мин, наблюдавшегося с 15:05 и до 16:35 UT и вызванного работой стенда в режиме [+15 мин; −15 мин]. Амплитуда δ_N при этом была примерно в 3 раза больше амплитуды колебаний в этот же день и в соседние дни, генерируемых только радиоизлучением нагревного стенда. Естественно предположить, что имело место синергетическое воздействие на ионосферу двух источников энерговыделения: солнечного терминатора и мощного радиоизлучения.

2) Включение стенда 26 августа 2013 г. 16:12 UT в режиме [+10 с, −10 с] с временем запаздывания около 43 мин ($v \approx 370$ м/с) привело к усилению колебаний, генерируемых вечерним солнечным терминатором с $T \approx 15$ мин (см. табл. 2). Длительность цуга колебаний, равная 47 мин, практически совпала с длительностью циклов нагревного стенда (48 мин). Все параметры возмущения свидетельствуют о факте усиления за счет нагрева ионосферы естественного возмущения, вызванного движением терминатора.

3) После включения нагревного стенда 28 августа 2013 г. в 13:39 UT в режиме [+2 мин; −2 мин] с временем запаздывания около 51 мин ($v \approx 310$ м/с) в ионосфере усилилось квазипериодическое колебание с $T \approx 15$ мин длительностью около 60 мин, практически равной продолжительности циклов нагревного стенда (58 мин) (см. табл. 2). Во всех случаях фигурировал один и тот же период – 15 мин. Этот период близок к периоду собственных колебаний атмосферы на высотах слоя $F2$ ионосферы (периоду Брента-Вяйсяля).

Заметим, что перечисленные выше режимы излучения с короткими (≤2 мин) импульсами эквивалентны режиму непрерывного излучения с $\overline{PG} = PG/2$.

Механизм усиления естественных колебаний (волн) представляется следующим. В атмосферном волноводе, расположенному на высотах 150–250 км, возбуждаются и распространяются на расстояния ~1000 км прежде всего собственные моды, параметры которых зависят от параметров волновода, т.е. состояния атмосферы. Высокоэнергичные источники своим “ударным” воздействием возбуждают (подпитывают уже существующие) моды. В этих случаях период возбуждаемых волн не обязательно совпадает с периодом воздействующего источника. Подобный эффект был обнаружен авторами [Полякова и Ясюкевич, 2015], которые наблюдали усиление колебаний, генерируемых солнечным терминатором за счет энергии тропического циклона (тайфуна). Естественно, что при совпадении (или близости) периода собственных колебаний с периодом воздействующего источника эффективность генерации возрастает (см. подраздел 4.1).

5.3. Апериодический эффект

Наиболее четко апериодическая реакция ионосферы на включения радиоизлучения в режиме “несущая” наблюдалась 22 августа 2013 г. (см. рис. 2). Сменяющие друг друга положительные – отрицательные – положительные всплески (точнее приращения) доплеровского смещения частоты свидетельствуют сначала о росте концентрации электронов N в слое ионосферы толщиною $L \approx 30$–40 км вблизи высоты отражения зондирующей радиоволны, затем о ее уменьшении. Временно́й интервал между началом первого и концом второго положительных всплесков f_d был близок к продолжительности воздействия (15 мин). Похоже на то, что всплески N возникали при включении стенда, т.е. имел место эффект ударного воздействия при резком изменении мощности радиоизлучения [Черногор и др., 2014]. Этот эффект четко проявляется при моноимпульсном возмущении ионосферы длительностью 15 мин и не наблюдался при длительности воздействия 2 мин. Заметим, что апериодические всплески могли появляться, например, при режиме ±15 мин, но они маскировались квазипериодическими процессами с периодами 15 и 30 мин.

Оценим величину возмущения концентрации электронов в течении положительных всплесков, исходя из следующего соотношения (см., например, [Черногор, 2014]):

$$\delta_N = \frac{c\Delta t}{2L}\frac{\Delta f_{dm}}{f},$$

где Δf_{dm} – максимальное изменение f_d, Δt – продолжительность положительного всплеска. При $\Delta f_{dm} = \overline{f_{d+}} \approx 0.1$ Гц, $\Delta t \approx 4$ мин, $f = 4200$ кГц, $L \approx$ ≈ 30 км имеем $\delta_N \approx 2.9\%$.

Сменяющие друг друга положительные – отрицательные – положительные всплески свидетельствуют о том, что к месту диагностики возмущений пришел знакопеременный импульс возмущения концентрации электронов. Сначала фаза сжатия ($\Delta N > 0$) длительностью около 8 мин, а затем фаза разрежения ($\Delta N < 0$) такой же длительности. При времени запаздывания $\overline{\Delta t} \approx 25$ мин имеем кажущуюся скорость $v \approx 640$ м/с. В принципе, эта скорость близка к скорости атмосфер-

ных гравитационных волн в *F*-области ионосферы. В этом случае наблюдаемый знакопеременный процесс вызван перемещающимся ионосферным возмущением, возникшим под действием радиоизлучения нагревного стенда ударно-волновым возмущением атмосферно-гравитационной природы.

Двухфазное возмущение концентрации может представлять собой слабую квазистационарную ударную волну N с амплитудой около 2.9%, бегущую вдоль ионосферы от диаграммы направленности антенны нагревного стенда. Квазистационарность обеспечивается примерным уравновешиванием нелинейного укручения профиля волны диффузионным расплыванием возмущения ΔN.

Возможен и третий механизм апериодических вариаций $f_d(t)$. Знакопеременные изменения $f_d(t)$ вызваны знакопеременными движениями области отражения радиоволны с вертикальной скоростью

$$v_z = B_x E_y / B^2,$$

где $B_x = B\cos\theta$, $B \approx 5 \times 10^{-5}$ нТл – значение индукции главного магнитного поля, θ – угол наклона вектора индукции к горизонту, E_y – горизонтальная (зональная) составляющая электрического поля. При $\theta = 76°$ и $v_z = 4 - 7$ м/с имеем $E_y \approx 0.8$–1.4 мВ/м. Значение v_z оценено из $f_d \approx 0.1$–0.2 Гц. Появление таких значений $E_y \sim 1$ мВ/м может быть связано с умеренной геомагнитной бурей, имевшей место 22 августа 2013 г. Механизм генерации возмущений зональной компоненты может быть следующим. Нагрев электронов в пределах диаграммы направленности приводит к уменьшению коэффициента рекомбинации α_r электронов на высотах ~100–200 км, а значит — к резкому (с характерным временем $t_N = (2\alpha_r N)^{-1} \approx 3$–17 с) увеличению N на ~1–10% и такому же росту проводимости ионосферной плазмы. В результате ударного воздействия генерируется импульс квазистационарного электрического поля поляризации, способного распространяться в горизонтальном направлении. Характерной скоростью распространения может быть скорость медленных МГД-волн ($v \sim 10^2$–10^3 м/с) [Сорокин и Федорович, 1982]. В нашем случае $v \approx 640$ м/с.

5.4. Эффект генерации (усиления) плазменной турбулентности

Появление 21 августа 2013 г. через несколько минут после включения нагревного стенда в 08:15 UT плазменной турбулентности, регистрируемой по эффекту "развала" доплеровских спектров, возникновению отражений в высотном канале 75–150 км, а также по появлению диффузности на ионограммах вертикального зондирования в г. Харьков могут свидетельствовать о ее искусственном происхождении (см. рис. 1). Конечно, нельзя исключать и простого совпадения, когда "развал" спектра был бы вызван естественными процессами.

Второй раз плазменная турбулентность, регистрируемая на частоте 3200 кГц, появлялась через семь минут после включения нагревного стенда 26 августа 2013 г. в 14:22 UT. Такая турбулентность может вызываться плазменными неустойчивостями, которые возбуждаются, например, пульсирующими потоками энергичных электронов, высыпающимися из радиационного пояса Земли.

Механизмом турбулизации слоев ионизации в средних широтах может быть дополнительная ионизация атмосферы высокоэнергичными электронами, т.е. механизм связан с взаимодействием подсистем в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера. Локализация слоя по высоте обусловлена энергией высыпающихся электронов. Известно, что дополнительная ионизация в *E*- и *F*-областях ионосферы возникает при энергиях электронов 1–100 кэВ (см., например, [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]). Толщина слоя с дополнительной ионизацией при этом порядка 10 и 100 км в *E*- и *F*-областях соответственно. Так, слой E_s первого класса (по терминологии авторов [Беспрозванная и Щука, 1978]) по структуре схож с регулярным слоем *E*. Такой слой систематически проявляется в ионосфере высоких широт. Его особенности в высоких широтах хорошо изучены, чего не скажешь о слое E_s первого класса в средних широтах. Добавим, что сам факт высыпания энергичных электронов в средних широтах надежно установлен, но его свойства изучены значительно меньше, чем в высоких широтах. Это объясняется тем, что потоки частиц в средних широтах заметно меньше и система Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера в средних широтах более стабильная, чем в высоких широтах. Высыпания активируются во время умеренных магнитных бурь, о чем свидетельствуют результаты работ [Wratt, 1976; Tadokoro et al., 2007; Соколов, 2011; Марков и др., 2010, 2012], где наблюдались плотности потока электронов $\Pi_e \approx$ $\approx 10^8$–10^{10} м$^{-2}$ с$^{-1}$. Наши оценки Π_e близки к этим значениям (см., например, [Черногор, 2014]).

Добавим, что на спутнике DEMETER в полосе до 1200 км вдоль меридиана и до 400 км в поперечном к нему направлении регистрировались потоки высыпающихся электронов с энергиями порядка 100 кэВ и плотностью ~10^8–10^9 м$^{-2}$ с$^{-1}$, вызванные действием мощного радиоизлучения стенда СУРА [Марков и др., 2010, 2012; Фролов и др., 2019]. Есть причины, по которым высыпания электронов могут наблюдаться вдали от диаграммы направленности антенны. К ним относится генерация полей поляризации, сопровож-

дающих высыпания электронов [Cole, 1971; Park and Helliwell, 1971; Walker, 1978; Гармаш и Черногор, 1998]. Скорее всего, этот механизм имел место и в наших экспериментах, а его срабатыванию способствовала повышенная магнитная активность. Заметим, что выполненные в 2019 г. с помощью спутников NOAA исследования, показали присутствие высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли не только в ночных условиях, как это наблюдалось в [Фролов и др., 2019], но и в условиях освещенной Солнцем ионосфере.

Дозированное воздействие мощным радиоизлучением на среднеширотную ионосферу позволит лучше изучить особенности высыпания электронов в средних широтах и подтвердить определяющую подготовительную роль магнитных бурь.

5.5. Эффекты при излучении мощной радиоволны вблизи четвертой гармоники гирочастоты электронов

Излучение 26 и 27 августа 2013 г. радиоволны с частотой, близкой к четвертой гармоники гирочастоты электронов, сопровождалось "развалом" доплеровских спектров, вызванных, по-видимому, усилением рассеяния зондирующей радиоволны в результате генерации плазменной турбулентности (см. рис. 5–6). 28 августа 2013 г. подобный эффект также наблюдался на частоте 3200 кГц, но был выражен не так четко. В целом, в другие дни эффект лучше был выражен на частоте 3200 кГц. Его время становления 27 и 28 августа 2013 г. составляло около 7 мин. Важно, что продолжительность существования равнялась примерно 25 мин, что практически совпало с длительностью нагрева вблизи четвертой гармоники гирочастоты электронов. На частоте 4200 кГц этот эффект наблюдался не так уверенно. Это означает, что слой турбулентной плазмы, приводящий к "развалу" доплеровских спектров, был локализован вблизи высоты 100–120 км. Известно, что практически одновременно с генерацией искусственных неоднородностей на уровне отражения волны накачки в $F2$-слое ионосферы наблюдается развитие неоднородностей и на высотах E-области. И это не прорастание неоднородностей сверху, а прямая генерация в E-слое [Bakhmetieva et al., 2018].

Если только все три случая "развала" спектров после включения мощного радиоизлучения не являются совпадением, можно предположить, что излучение на частоте $4f_B$ стимулирует развитие еще недостаточно изученных процессов в системе Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера, одним из результатов которого является генерация слоя турбулентной плазмы. Разумеется, этот эффект требует дополнительных исследований [Белякова и др., 1991].

В работе [Черногор и Фролов, 2012] отмечалось, что при близости частоты волны накачки к частоте $4f_B$ эффективность генерации ВГВ возрастала. Естественно предположить, что при этом усиливалась и турбулентность в ионосфере, что и проявлялось в "развале" доплеровских спектров.

5.6. Зависимость эффективности генерации возмущений от эффективной мощности излучения волны накачки

При эффективной мощности излучения менее 40–50 МВт генерируемые в ионосфере возмущения малы и значения δ_N часто ~0.1%. Их удается обнаружить при помощи системного спектрального анализа [Черногор, 2014; Черногор и Домнин, 2014]. Приведем примеры обнаружения таких возмущений.

23 августа 2013 г. в интервале времени 09:21–13:36 UT стенд излучал в режиме [+15 мин, –15 мин] с $PG \approx 40$ МВт. Примерно через 40 мин после первого включения стенда в спектре вариаций доплеровского смещения частоты усилились гармоники с периодами 15 и 30 мин (см. рис. 9). Гармоники с $T = 15$ мин имела амплитуду около 0.05 Гц, чему соответствовало значение $\delta_N \approx 0.85\%$. Амплитуда гармоники с $T = 30$ мин была еще меньше (см. рис. 9). Времени запаздывания, равному 40 мин, соответствует скорость распространения волнового возмущения, равная 400 м/с. Важно, что длительность волнового цуга была близка к длительности излучения стенда в указанном режиме (4 ч 15 мин). Значения скорости, периода и продолжительности цуга свидетельствуют в пользу того, что возмущение было, скорее всего, сгенерировано мощным радиоизлучением.

Показательным примером роста интенсивности возмущений в ионосфере являются наблюдения 23 августа 2013 г. В интервале времени 13:50 и до 14:00 UT стенд работал с $PG \approx 40$ МВт, а с 14:00 и до 14:21 UT с $PG \approx 100$ МВт. Примерно в 14:45 UT произошло изменение характера временны́х вариаций f_d, точнее, имело место разрушение квазипериодического колебания, наблюдаемого на частоте 4200 кГц (см. рис. 3). По-видимому, при увеличении PG произошла генерация волнового возмущения в противофазе с существовавшим в естественных условиях колебанием. Если подавление колебания вызвано увеличением мощности стенда, то $\Delta t \approx 45$ мин, а $v \approx 355$ м/с. Такая скорость свойственна акустико-гравитационным волнам. Следовательно, есть основания считать, что увеличение PG с 40 до 100 МВт действительно привело к генерации колебания в противофазе с существовавшим естественным колебанием.

Отмеченные особенности согласуются с результатами наших более ранних наблюдений

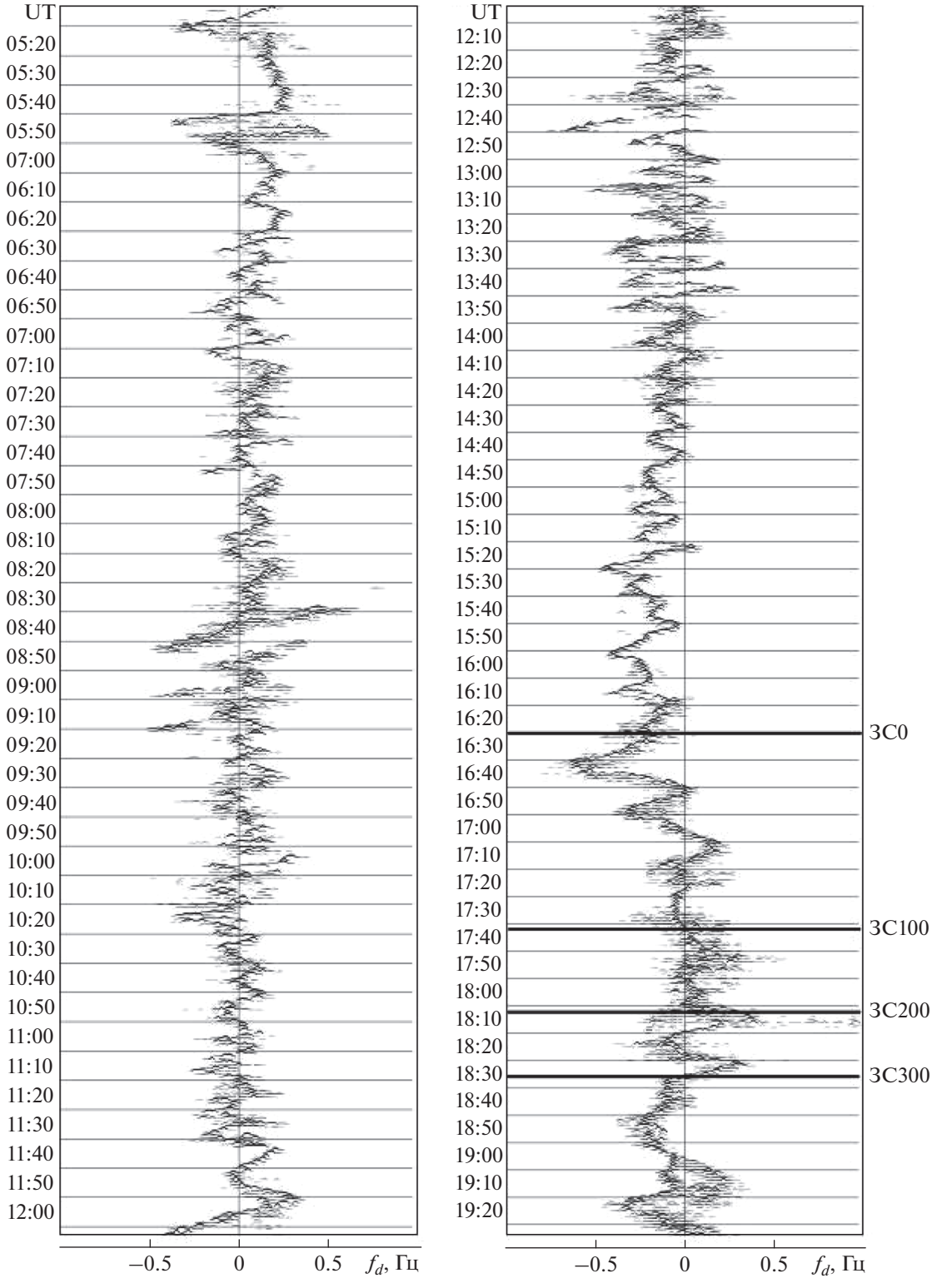


Рис. 8. Временны́е вариации доплеровских спектров 30 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц. Диапазон действующих высот 225–300 км.

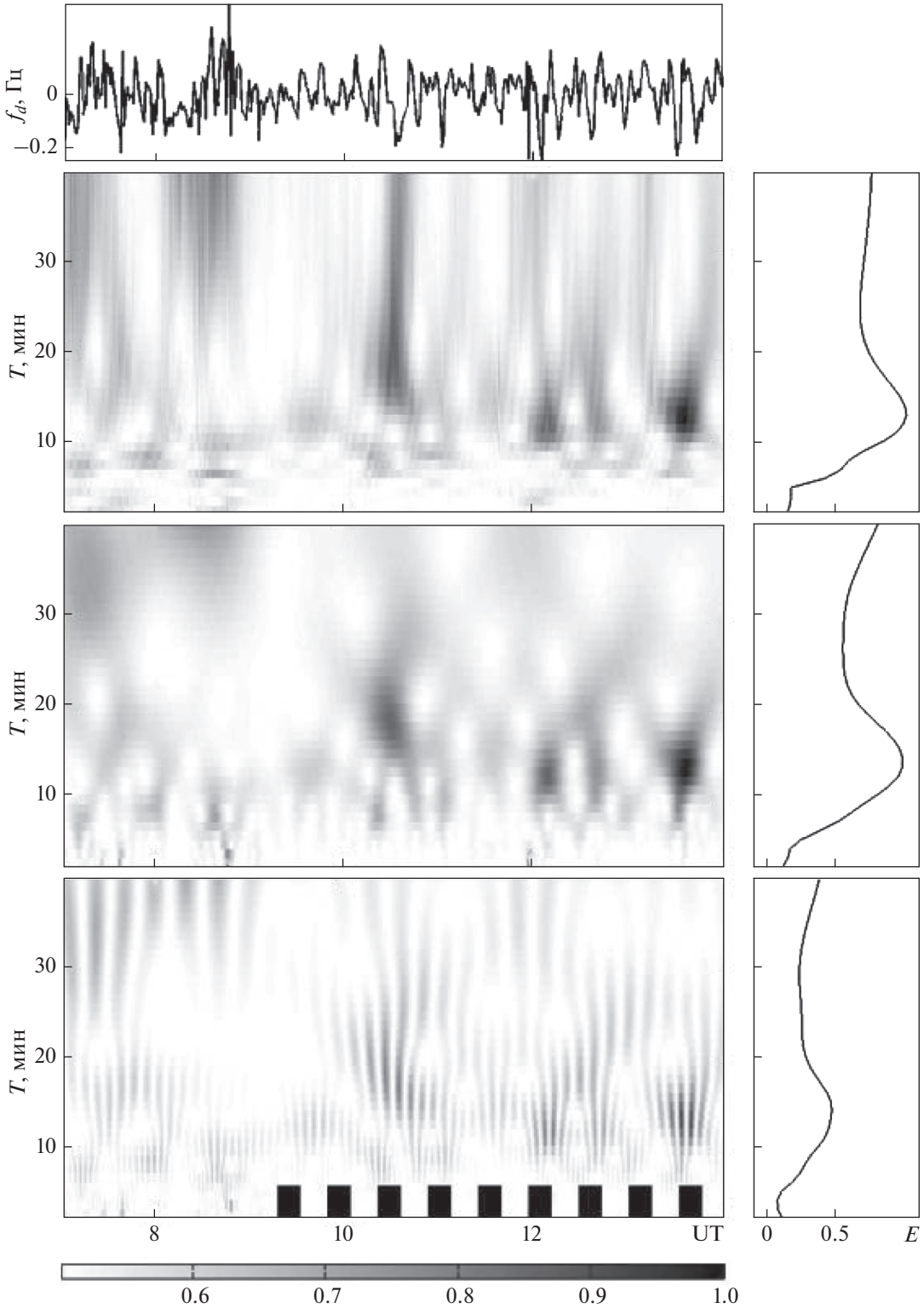


Рис. 9. Результаты системного спектрального анализа временны́х вариаций доплеровского смещения частоты 23 августа 2013 г. на частоте 4200 кГц (диапазон действующих высот 225–300 км): исходный сигнал; спектрограмма оконного преобразования Фурье; спектрограмма адаптивного преобразования Фурье; спектрограмма вейвлет-преобразования (панели сверху вниз). Справа показаны энергограммы соответствующих спектрограмм.

[Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014].

5.7. Влияние вечернего солнечного терминатора

Реакция ионосферы на движение солнечного терминатора начиналась примерно в 16:00 UT, т.е. еще до захода Солнца на уровне поверхности Земли. Это объясняется генерацией волновых возмущений, скорость распространения которых превышает скорость движения терминатора. В разные дни реакция, вообще говоря, отличалась. Общим является увеличение периода колебаний f_d до 30–40 мин, а также их амплитуды до 0.5 Гц (см., например, рис. 6). Такому значению f_{da} соответствует $\delta_N \approx 25\%$, что значительно превышает значение δ_N для волн, сгенерированных мощным радиоизлучением. Значительное усиление колебаний f_d, скорее всего, обусловлено сложением в фазе двух колебаний, а именно от солнечного терминатора и от магнитной бури 27 августа 2013 г. Как известно, магнитные бури сопровождаются внедрением энергии солнечного происхождения на широтах ~70° N и генерацией акустико-гравитационных волн. Их время распространения до широты наблюдения (~50° N) составляло не менее 1–2 ч.

Воздействие мощного радиоизлучения может приводить в одних случаях к усилению волновых возмущений, генерируемых солнечным терминатором, в других (при сложении колебаний в противофазе) – к их ослаблению или даже разрушению (см. рис. 7). Из рисунка 7 видно, что квазипериодический процесс, начавшийся в 16:00 UT, был разрушен возмущением от солнечного терминатора. Подобный эффект упоминался в работах [Черногор и др., 2011, 2014, 2019; Черногор и Фролов, 2011, 2012, 2013а, б; Черногор, 2014].

В пользу влияния удаленных на значительные расстояния высокоэнергичных источников на волновые возмущения от терминатора свидетельствуют также результаты работы [Полякова и Ясюкевич, 2015].

6. ВЫВОДЫ

1. На фоне умеренных магнитных бурь 21–27 августа 2013 г. обнаружены знакопеременные всплески, точнее приращения, доплеровского смещения частоты, сопровождавшие включения нагревного стенда в режиме несущей (режиме моноимпульсов) и имеющие среднее время запаздывания 25.0 ± 3.8 мин, длительность 16.0 ± 0.8 мин, амплитуду доплеровского смещения частоты 0.1–0.2 Гц и $\delta_N \approx 1.4$–2%. Такие всплески в магнитноспокойных условиях ранее нами не отмечались. Описаны механизмы генерации знакопеременных приращений доплеровской частоты. Можно предположить, что умеренные магнитные бури могли играть подготовительную роль в генерации знакопеременных апериодических возмущений.

2. Во всех трех случаях включения мощного радиоизлучения с частотой, близкой к четвертой гармонике гирочастоты электронов, наблюдался “развал” доплеровских спектров. Время развития процесса было около 7 мин. Продолжительность эффекта фактически совпала с продолжительностью нагрева. Конечно, для подтверждения факта не простого совпадения требуется проведение дополнительных экспериментов в периоды умеренных магнитных бурь. При других режимах излучения мощной радиоволны явная связь “развала” доплеровских спектров с включением нагревного стенда не была замечена.

3. Подтверждено, что волновые возмущения, генерируемые мощным радиоизлучением, обнаруживаются на расстоянии около 1000 км при эффективной мощности не менее 40 МВт. Дальнейшее увеличение эффективной мощности, как и следовало ожидать, приводило к усилению интенсивности волновых возмущений.

4. Подтверждено, что мощное периодическое радиоизлучение приводит к генерации волновых возмущений с периодом, равному длительности цикла нагрева.

5. В ряде случаев мощное радиоизлучение приводило к усилению естественных волновых возмущений, хотя периоды возмущений и цикла нагрева не совпадали. Предложено возможное объяснение этому факту. Подобный эффект обнаружен также при воздействии других мощных источников энерговыделения.

6. Магнитная буря могла приводить к усилению волновых возмущений, вызванных движением вечернего солнечного терминатора. Влияние умеренных магнитных бурь на эффективность генерации искусственных волновых возмущений, в отличие от эффективности генерации апериодических возмущений, не обнаружено. Этого и следовало ожидать при слабых и умеренных бурях. Влияние сильных магнитных бурь на упомянутую эффективность требует специальных исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Авторы выражают свою благодарность сотрудникам стенда СУРА за оказанную ими помощь в проведении экспериментальных исследований. Работа В.Л. Фролова выполнена по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Работа Л.Ф. Черногора частично поддержана государственной бюджетной НИР учреждений МОН Украины, государственной регистрации № 0119U002538, а также финансированием Национального фонда исследований Украины, проект № 2020.02/0015

"Теоретические и экспериментальные исследования глобальных возмущений естественного и техногенного происхождения в системе Земля–атмосфера–ионосфера".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Беликович В.В., Грач С.М., Каращтин А.Н., Котик Д.С., Токарев Ю.В.* Стенд "Сура": исследования атмосферы и космического пространства (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 50. № 7. С. 545–576. 2007.

– *Белякова В.Н., Березин И.В., Васьков В.В. и др.* Особенности возбуждения плазменной турбулентности полем мошной радиоволны в условиях кратного гирорезонанса // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 31. № 3. С. 466–471. 1991.

– *Беспрозванная А.С., Щука Т.И.* Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. Апатиты: ПГИ КФАН. С. 13. 1978.

– *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука. 521 с. 1988.

– *Бурмака В.П., Домнин И.Ф., Урядов В.П., Черногор Л.Ф.* Вариации параметров рассеянных сигналов и ионосферы, сопутствовавшие воздействию на плазму мощного радиоизлучения // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 52. № 11. С. 859–880. 2009.

– *Васьков В.В., Димант Я.С., Рябова Н.С., Клименко В.В., Дункан Л.М.* Тепловые возмущения магнитосферной плазмы при резонансном нагреве *F*-слоя ионосферы полем мощной радиоволны // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 32. № 5. С. 140–152. 1992.

– *Васьков В.В., Комраков Г.П., Рябова Н.А.* Тепловые возмущения околоземной плазмы, создаваемые мощным радиоизлучением комплекса Сура // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 35. № 5. С. 75–82. 1995.

– *Гармаш К.П., Черногор Л.Ф.* Эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // Успехи современной радиоэлектроники. № 6. С. 17–40. 1998.

– *Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я.* Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука. 392 с. 1984.

– *Госсард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М.: Мир. 532 с. 1978.

– *Гуревич А.В.* Нелинейные явления в ионосфере // УФН. Т. 177. № 11. С. 1145–1177. 2007.

– *Гуревич А.В., Зыбин К.П., Карлсон Х.С.* Эффект магнитного зенита // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 48. № 9. С. 772–787. 2005.

– *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 272 с. 1973.

– *Марков Г.А., Белов А.С., Комраков Г.П., Парро М.* Возбуждение каналированных КНЧ–СНЧ-излучений при воздействии на плазму F_2-области ионосферы полем мощной радиоволны // Физика плазмы. Т. 38. № 3. С. 244–250. 2012.

– *Марков Г.А., Белов А.С., Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Парро М.* Возбуждение магнитосферного мазера воздействием на ионосферу Земли мощным коротковолновым радиоизлучением наземного передатчика // ЖЭТФ. Т. 138. Вып. 6(12). С. 1037–1042. 2010.

– *Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н.* Возмущение ионосферы мощными радиоволнами // Итоги науки и техники. Сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. Т. 9. С. 1–140. 1989.

– *Молчанов О.А.* Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме. М.: Наука. 224 с. 1985.

– *Полякова А.С., Ясюкевич Ю.В.* Усиление возмущений полного электронного содержания в зоне действия тайфунов в ночное время // Международная байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. Труды XIV конференции молодых ученых "Взаимодействие полей и излучения с веществом", Иркутск. С. 181–183. 2015.

– *Рябов А.О., Фролов В.Л.* Искусственные высыпания энергичных электронов в магнито-сопряженной области при стимуляции ионосферы Земли мощными КВ радиоволнами стенда Сура // Тр. XXVI Всероссийской открытой научной конференции "Распространение радиоволн". Т. 2. С. 75– 8. 2019.

– *Соколов С.Н.* Магнитные бури и их эффекты в нижней ионосфере. Различия бурь разных типов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 6. С. 757–768. 2011.

– *Сорокин В.М., Федорович Г.В.* Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. М.: Энергоиздат. 136 с. 1982.

– *Фролов В.Л.* Пространственная структура возмущений плотности плазмы, индуцируемых в ионосфере при ее модификации мощными КВ-радиоволнами: обзор результатов экспериментальных исследований // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 2. С. 22–48. 2015.

– *Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Шорохова Е.А., Белов А.С., Парро М., Рош Ж.-Л.* Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации *F*2-области мощным радиоизлучением стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 59. № 3. С. 198–222. 2016.

– *Фролов В.Л.* Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского. 468 с. 2017.

– *Фролов В.Л., Акчурин А.Д., Болотин И.А., Рябов А.О., Бертлье Ж.-Ж., Парро М.* Высыпания энергичных электронов из радиационного пояса Земли, стимулированные модификацией среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62. № 9. С. 641–663. 2019.

– *Черногор Л.Ф.* Крупномасштабные возмущения в нижней ионосфере, вызванные воздействием мощного нестационарного радиоизлучения // Радиофизика и радиоастрономия. Т. 18. № 1. С. 49–64. 2013.

– *Черногор Л.Ф.* Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография. Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина. 448 с. 2014.

– *Черногор Л.Ф., Гармаш К.П., Фролов В.Л.* Крупномасштабные возмущения в нижней и средней ионосфере, сопровождавшие воздействие на нее радиоизлучением стенда "Сура" // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62. Вып. 6. С. 440–459. 2019.

– *Черногор Л.Ф., Домнин И.Ф.* Физика геокосмических бурь: Монография. Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина, 408 с. 2014.

– *Черногор Л.Ф., Фролов В.Л.* Особенности распространения акустико-гравитационных волн, генерируемых мощным периодическим радиоизлучением // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 56. № 4. С. 219–239. 2013а.

– *Черногор Л.Ф., Фролов В.Л.* Особенности волновых возмущений в ионосфере при периодическом нагреве плазмы радиоизлучением стенда Сура // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 56. № 5. С. 307–321. 2013б.

– *Черногор Л.Ф., Фролов В.Л., Барабаш В.В.* Апериодические крупномасштабные возмущения в нижней ионосфере: результаты ионозондовых наблюдений // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 57. № 2. С. 110–128. 2014.

– *Черногор Л.Ф., Фролов В.Л., Комраков Г.П., Пушин В.Ф.* Вариации спектра ионосферных волновых возмущений при периодическом нагреве плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 54. № 2. С. 81–96. 2011.

– *Черногор Л.Ф., Фролов В.Л.* Перемещающиеся ионосферные возмущения, генерируемые периодическим нагревом плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 55. № 1–2. С. 14–36. 2012.

– *Bakhmetieva N.V., Frolov V.L., Vyakhirev V.D., Kalinina E.E., Akchurin A.D., Zykov E.Y.* The lower ionosphere response to its disturbances by powerful radio waves // Adv. Space Res. V. 61. № 7. P. 1919–1930. 2018.
https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.07.022

– *Buonsanto M.J.* Ionospheric storms – A review // Space Sci. Rev. V. 88. № 3–4. P. 563–601. 1999.
https://doi.org/10.1023/A:1005107532631

– *Cole K.D.* Formation of field-aligned irregularities in the magnetosphere // J. Atmos. Terr. Phys. V. 33. № 5. P. 741–750. 1971.
https://doi.org/10.1016/0021-9169(71)90027-4

– *Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., Kroehl H.W., Rostoker G., Tsurutani B.T., Vasyliunas V.M.* What is a geomagnetic storm? // J. Geophys. Res.–Space. V. 99. № A4. P. 5771–5792. 1994.
https://doi.org/10.1029/93JA02867

– *Gurevich A.V.* Modern problems of ionospheric modification // Radiophys Quantum Electron. V. 42. № 7. P. 525–532. 1999. https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/1999R&QE...42..525G/doi:10.1007/BF02677558

– *Gurevich A.V.* Nonlinear phenomena in the ionosphere. New York, Heildelberg, Berlin: Springer – Verlag, 465 p. 1978.

– *Mishin E., Sutton E., Milikh G., Galkin I., Roth C., Förster M.* *F*2-region atmospheric gravity waves due to high-power HF heating and subauroral polarization streams // Geophys. Res. Lett. V. 39. № 11. L11101. 2012.
https://doi.org/10.1029/2012GL052004

– *Park C.G., Helliwell R.A.* The formation by electric fields of field-aligned irregularities in the magnetosphere // Radio Sci. V. 6. № 2. P. 299–304. 1971.
https://doi.org/10.1029/RS006i002p00299

– *Streltsov A.V., Berthelier J.-J., Chernyshov A.A., Frolov V.L., Honary F., Kosch M.J., McCoy R.P., Mishin E.V., Rietveld M.T.* Past, present and future of active radio frequency experiments in space // Space Sci. Rev. V. 214. № 8. P. 122. 2018.
https://doi.org/10.1007/s11214-018-0549-7

– *Tadokoro H., Tsuchiya F., Miyoshi Y., Misawa H., Morioka A., Evans D.S.* Electron flux enhancement in the inner radiation belt during moderate magnetic storms // Ann. Geophys. V. 25. № 6. P. 1359–364. 2007. www.ann-geophys.net/25/1359/2007/

– *Walker A.D.M.* Formation of whistler ducts // Planet. Space Sci. V. 26. № 4. P. 375–379. 1978.
https://doi.org/10.1016/0032-0633(78)90121-6

– *Wratt D.S.J.* Ionisation enhancement in the middle latitude D-region due to precipitating high energy electrons // Atmos. Terr. Phys. V. 38. № 5. P. 511–516. 1976.
https://doi.org/10.1016/0021-9169(76)90008-8

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 641–653

УДК 550.388

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПО ДАННЫМ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПРИ МНОЖЕСТВЕННОМ РАССЛОЕНИИ ОБЛАСТИ *E*

© 2021 г. П. Ф. Денисенко[1], *, В. В. Соцкий[1], **

[1]*Научно-исследовательский институт физики (НИИ физики ЮФУ), г. Ростов-на-Дону, Россия*

**e-mail: denis@sfedu.ru*

***e-mail: vvsotsky@sfedu.ru*

Поступила в редакцию 01.10.2020 г.
После доработки 14.12.2020 г.
Принята к публикации 28.01.2021 г.

Предложен способ определения высотных профилей электронной плазменной частоты по ионограммам вертикального зондирования с учетом дополнительных отражений сигналов от слоя *E*2 и от спорадического слоя *Es*. Рассмотрено два варианта расчетов профиля для области *E*: с использованием параболической модели электронной концентрации и с использованием профилей из модели IRI. Предложен способ корректировки моделей, учитывающий наличие слоев *E*2 и *Es*. Расчеты показывают, что учет расслоений *E*2, *Es* или их комбинации дает практически совпадающие профили в области *F* независимо от используемой модели для области *E*. Во всех расчетах, учитывающих слой *E*2, отсутствует долина электронной концентрации в межслоевой *EF*-области. При наличии данных о поглощении сигналов, отражающихся от слоя *E*, возможна дополнительная коррекция профилей из модели IRI по этим данным. Предложен способ такой коррекции с максимальным изменением профиля в области *D*. Проведенное тестирование методики по данным четырех наземно-ракетных экспериментов показывает хорошее согласие рассчитанных профилей, в том числе с учетом слоя *E*2, с ракетными измерениями электронной концентрации в области *E*.

DOI: 10.31857/S0016794021040052

1. ВВЕДЕНИЕ

Часто в области *E* диагностируются дополнительные слои *E*2 и *Es* [U.R.S.I. Handbook ..., 1978]. Ни в одном из известных методов восстановления высотных зависимостей электронной концентрации $n_e(h)$ (или $f_N(h)$-профилей, в терминах электронной плазменной частоты) из ионограмм вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы слой *E*2 не рассматривается как самостоятельный с собственными параметрами критической частоты *foE*2 и высоты максимума *hmE*2. В лучшем случае область *E* рассматривается как единое целое, состоящее из собственно регулярного слоя *E* и дополнительного расслоения *E*2. Спорадический слой *Es*, как правило, игнорируется. Между тем, слой *Es* может оказывать существенное влияние на ВЧ-радиоволны, в частности, он может поддерживать распространение собственных мод и может вызывать большие потери при распространении сигналов с отражением от области *F* [Handbook ..., 1998].

Целью работы является учет дополнительных расслоений в области *E* и оценка влияния данной процедуры на точность восстановления $f_N(h)$-профилей в области *F*. Рассматриваются и сопоставляются два базовых способа расчета $f_N(h)$-профилей в области *E*. В первом, наиболее распространенном в мире[1], слой *E* представляется в виде эквивалентного параболического распределения электронной концентрации, учитывающего ионизацию в области *E*, при расчетах профиля в области *F* [Reinisch and Xueqin, 1983]. Как отмечают авторы, их метод предназначен для определения $n_e(h)$-профиля в области *F* и не предназначен для исследования ионизации в нижней области *E*. Во втором [Денисенко и др., 2018; Денисенко и Соцкий, 2019] – для расчетов $f_N(h)$ в областях *D* и *E* используется корректируемая модель IRI-2016 [Bilitza et al., 2017]. Для декаметровых радиоволн, распространяющихся в ионосфере, на области *D* и *E* приходится ~80% общих

[1] В центре данных LGDC (The Lowell GIRO Data Center) накоплено более 17 миллионов ионограмм и $n_e(h)$-профилей, рассчитанных программой NHPC по данным мировой сети ионосферных станций ВЗ (http://giro.uml.edu/, http://giro.uml.edu/sao-explorer.html).

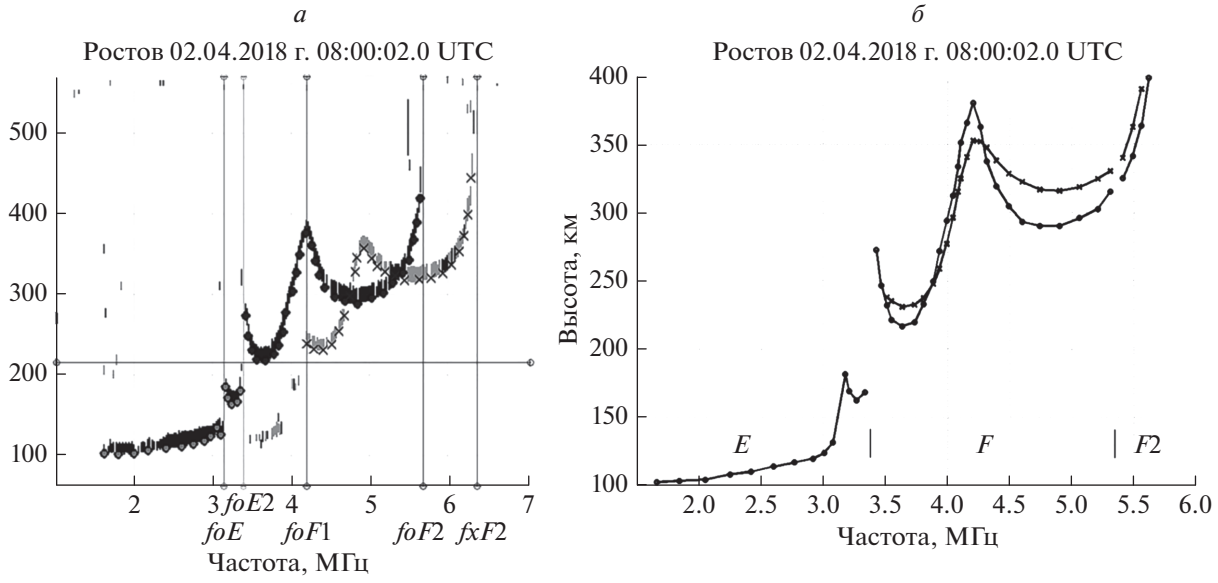


Рис. 1. Ионограмма с расслоением $E2$ в области E (*а*). Показаны точки оцифровки обоих следов. Разделение частотного диапазона на три интервала (*б*): первый – E-область, второй – F-область, третий – окрестность максимума слоя $F2$. Кривые с кружками – o-следы, линии с крестиками – x-следы ионограммы. Необыкновенный след представлен в функции эквивалентных частот $f \to f\sqrt{1 - f_H/f}$, где f_H – гирочастота электронов.

энергетических потерь. Поэтому в первом способе оценка поглощения радиоволн в ионосфере не предусмотрена. Второй способ дает значения поглощения, близкие к экспериментально наблюдаемым [Денисенко и др., 2018; Денисенко и Соцкий, 2019].

Отметим, что существование различных способов учета ионизации в нижней ионосфере обусловлено некорректностью обратной задачи [Денисенко и Соцкий, 1987; Danilkin et al., 1988]. Это означает, что в частотном интервале ионограммы $0 \le f \le f_{\min}$, в котором отсутствуют отражения сигналов вследствие их поглощения, возможно получение множества отличающихся друг от друга решений ($f_N(h)$-профилей). В этих случаях из физических предположений, а также в зависимости от целей дальнейшего применения рассчитанных из ионограммы $f_N(h)$-профилей, привлекается дополнительная информация о высотном ходе $f_N(h)$, позволяющая существенно сузить множество решений вплоть до единственного.

2. МЕТОД РАСЧЕТА $f_N(h)$-ПРОФИЛЕЙ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Все использованные в работе ионограммы, если не оговорено особо, зарегистрированы ионозондом “Парус” в п. Ростов (47.24° N, 39.63° E).

Для восстановления $f_N(h)$-профилей в F-области за основу взят модифицированный вариант методики [Денисенко и Соцкий, 2019]. Как и в публикации [Денисенко и Соцкий, 2019], весь частотный диапазон на ионограмме ВЗ (рис. 1*а*) условно разделяется на три интервала (рис. 1*б*): первый – E-область; второй – F-область; третий – окрестность максимума слоя $F2$, к которой относятся 3–5 отраженных сигналов каждой из поляризаций.

Действующие высоты o-следа $h'_o(f)$ из первого интервала используются для восстановления $f_N(h)$-профиля в областях D и E, включая дополнительные расслоения $E2$ и Es. Методика расчетов детально описана ниже.

Второй частотный интервал используется для восстановления $f_N(h)$-профиля в области F. В этой части ионосферы применяется кусочно-линейное представление высотной зависимости электронной концентрации. В отличие от метода, изложенного в работе [Денисенко и Соцкий, 2019], расчет $f_N(h)$-профиля для второго частотного интервала проводится по обоим следам ионограммы с использованием метода наименьших квадратов (МНК) [Худсон, 1970]. Решение находится путем минимизации суммы квадратов невязок расчетных и экспериментальных действующих высот отражения o-сигналов $h'_o(f)$ и x-сигналов $h'_x(f)$. Выбор МНК обусловлен следующими соображениями. За счет боковых отклонений лучей зондирующие o- и x-сигналы распространяются в разных пространственных секторах ионосферы. При наличии горизонтальных градиентов электрон-

ной концентрации *o*- и *x*-следы ионограммы будут отличаться от таковых для горизонтально стратифицированной среды. Дополнительным источником рассогласования рассчитываемых *o*- и *x*-следов являются ошибки оцифровки ионограммы и неадекватность принятой модели реальному высотному распределению плазменных частот. Поэтому рассчитанный $f_N(h)$-профиль представляет некий усредненный результат, отнесенный к пункту зондирования. Отметим, что при известных углах прихода отраженных от ионосферы лучей детальную диагностику градиентов можно провести с помощью методики [Zabotin et al., 2006; Жбанков и Заботин, 2009].

Действующие высоты обоих следов ионограммы из третьего частотного интервала используются для восстановления $f_N(h)$-профиля в окрестности максимума слоя *F*2.

В настоящей работе используется три вида аппроксимации высотной зависимости электронной концентрации $n_e(h)$ ($n_e \sim f_N^2$) в разных слоях ионосферы: кусочно-линейная, параболическая и квазигауссовская. Кусочно-линейная аппроксимация применяется в областях *D*, *E* и *F*. Параболическая зависимость принимается для слоя *E*

$$f_N^2(h) = (foE)^2\left[1-\left(\frac{hmE-h}{H_p}\right)^2\right] \qquad (1)$$

в интервале высот $h_0 \le h \le hmE$, где h_0 – высота начала ионосферы с плазменной частотой $f_{N0} = 0$; *hmE* – высота максимума; *foE* – критическая частота; H_p – полутолщина параболы. Квазигауссовское распределение описывает высотный ход электронной концентрации в окрестности максимума области *F*2

$$f_N^2(h) = (foF2)^2 \exp\left[-\left(\frac{hmF2-h}{H_g}\right)^2\right],$$

где *foF*2 и *hmF*2 – соответственно критическая частота и высота максимума слоя *F*2; H_g – шкала высоты.

Для определения парциального вклада любого высотного интервала $[h_1, h_2]$ в действующую высоту на частоте *f* используется преобразование

$$\delta h'(f) = \int_{h_1}^{h_2} \mu'[f, f_N(h)]\,dh = \int_{f_{N1}^2}^{f_{N2}^2} \mu'(f, f_N)\frac{dh}{df_N^2}\,df_N^2,$$

где μ' – групповой показатель преломления. Для сокращения записи зависимость μ' от гирочастоты электронов f_H и угла между волновым вектором и вектором напряженности геомагнитного поля опущена. Для μ' используется его представление из работы [Paul, 1967]. В зависимости от вида производной dh/df_N^2 получаем:

$$\begin{gathered}\delta h'(f) = \Delta h A_l(f, f_{N1}, f_{N2}),\\ \Delta h = h_2 - h_1 \text{ для линейного слоя,}\\ \delta h'(f) = H_p A_p(f, f_{Np}, foE)\\ \text{для параболического слоя,}\\ \delta h'(f) = H_g A_g(f, f_{Ng}, foF2)\\ \text{для квазигауссовского слоя.}\end{gathered} \qquad (2)$$

Здесь индексы "*l*, *p*, *g*" у величин *A* обозначают соответствующую модель слоя; f_{Np} и f_{Ng} – плазменные частоты в основании параболического и квазигауссовского слоев. Примеры получения конкретных выражений для величин *A* даны в работе [Денисенко и Соцкий, 2019].

Для определения параметров слоев минимизируется функционал

$$R(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{n}\left[h'(f_i) - h'_{\text{calc}}(f_i, \mathbf{x})\right]^2, \qquad (3)$$

где *n* – число отсчетов действующих высот, по набору **x** линейных и одного нелинейного параметра (критической частоты); индекс "calc" обозначает вычисляемые значения действующих высот. Минимизация (3) при фиксированном нелинейном параметре сводится к стандартной схеме МНК [Худсон, 1970]. Для получения оптимального решения критическая частота варьируется в допустимых пределах, и находится минимум миниморум выражения (3). Затем определяются невязки

$$\Delta h'(f_i) = h'(f_i) - h'_{\text{calc}}(f_i), \quad i = 1, 2, \ldots, n, \qquad (4)$$

и находится среднеквадратичное отклонение (СКО) экспериментальных действующих высот от расчетных

$$S = \left[\sum_{i=1}^{n}\left[\Delta h'(f_i)\right]^2 / n\right]^{1/2}, \qquad (5)$$

которое определяет качество решения.

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ $f_N(h)$-ПРОФИЛЕЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОСТОГО СЛОЯ *E*

Для параболической модели слоя *E* действующие высоты *o*-сигналов, отражающиеся от него, представляются в виде

$$h'_o(f_i) = h_0 + H_p A_p(f_i, f_{N0}, foE), \quad i = 1, 2, \ldots, n. \qquad (6)$$

При фиксированном значении *foE* переопределенная ($n > 2$) система линейных уравнений (6) решается методом наименьших квадратов, и находятся параметры h_0 и H_p.

Большое отклоняющее поглощение вблизи максимума слоя *E* не дает возможности определить точное значение критической частоты *foE*.

Таблица 1. Сравнение параметров полного профиля для двух моделей простого слоя *E*

Модель слоя *E*	h_0, км	*foE*, МГц	*hmE*, км	S_E, км	*foF*2, МГц	*hmF*2, км	*So*, км	*Sx*, км
Парабола	98.4	1.85	109.5	2.8	5.37	232.8	1.8	2.4
Коррекция IRI	65.0	1.88	109.9	4.3	5.37	231.7	1.7	2.4

Можно только утверждать, что она находится в интервале частот $foE_{\max} < foE < foF_{\min}$. Здесь $foE_{\max}$ – максимальная рабочая частота *o*-сигналов для области *E*, $foF_{\min}$ – минимальная рабочая частота для области *F*. Вариации критической частоты *foE* в интервале $foE_{\max} < foE < foF_{\min}$ с решением системы (6) позволяют найти минимальное СКО (5) S_E с соответствующими ему значениями *foE*, h_0, H_p, $hmE = h_0 + H_p$, определяющими весь $f_N(h)$-профиль (1).

Коррекция модели IRI для нижней ионосферы в настоящей работе осуществляется следующим образом. В первом приближении для условий эксперимента (географические координаты, мировое время UT) задаются значения высоты максимума $hmE_{\text{IRI}} = 110$ км и критической частоты $foE_{\text{IRI}} = 0.5(foE_{\max} + foF_{\min})$. Для этих исходных данных модель IRI дает таблицу высот с постоянным шагом Δh_{IRI} от начала ионосферы h_0 до высоты hmE_{IRI} и соответствующую таблицу плазменных частот $f_{N,\text{IRI}}$ от $f_{N0} = f_{N,\text{IRI}}(h_0)$ до $f_{N\max} = f_{N,\text{IRI}}(hmE_{\text{IRI}})$. Назовем этот $f_{N,\text{IRI}}(h)$-профиль базовым.

Между двумя соседними точками таблицы принимается линейное по высоте распределение электронной концентрации. Для волн, вертикально падающих на ионосферу, парциальный вклад *j*-го интервала в действующую высоту *o*-сигнала на частоте f_i определяется выражением (2)

$$\delta h'_{o,j}(f_i) = \Delta h A_{l,j}(f_i, f_{Nj-1}, f_{Nj}).$$

Действующая высота для каждой частоты может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} h'_o(f_i) &= h_0 + \sum_{j=1}^{r(i)} \delta h'_{o,j}(f_i) = \\ &= h_0 + \Delta h \sum_{j=1}^{r(i)} A_{l,j}(f_i, f_{Nj-1}, f_{Nj}) = h_0 + \Delta h M_{l,i}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $i = 1, 2, \ldots, n$; $r(i)$ – номер интервала, на котором отражается *i*-ый сигнал. Определение величины $M_{l,i}$ очевидно. Индекс "*l*" подчеркивает линейную аппроксимацию электронной концентрации между соседними точками таблицы IRI. Представив выражение (7) в виде переопределенной системы уравнений

$$M_{l,i}\Delta h = h'_o(f_i) - h_0, \quad i = 1, 2, \ldots, n, \quad (8)$$

находим с помощью МНК единственную неизвестную Δh. В результате определяются новая скорректированная по действующим высотам ("деформированная" по высоте) таблица $f_N(h)$ и соответствующее СКО S_E (5).

Для определения оптимального значения *foE* используется следующий прием. Модель IRI в нижней ионосфере имеет максимальный градиент df_N/dh на высоте $h_D \approx 95$ км. Часть ионосферы, находящаяся выше этого уровня, дает главный вклад в групповое запаздывание сигналов. Поэтому при изменении критической частоты на величину ΔfoE коррекции подвергается модель IRI именно в интервале высот $h_D < h \le hmE$. С этой целью к плазменным базовым частотам модели $f_{N,\text{IRI}}$ добавляется (вычитается) поправка вида

$$\Delta f_N = \Delta foE \left(\frac{h - h_D}{hmE - h_D} \right)^2, \quad (9)$$

где $\Delta foE < foF_{\min} - foE_{\text{IRI}}$. Как следует из (9), максимальное изменение плазменной частоты происходит на высоте максимума слоя *E*, минимальное (нулевое) – на высоте h_D. Варьируя теперь критическую частоту foE_{IRI} с соответствующим изменением плазменных частот по формуле (9) и решая каждый раз систему уравнений (8), по минимальному значению S_E находим табличную зависимость $f_N(h)$, наилучшим образом согласующуюся с действующими высотами ионограммы. Полученное решение с критической частотой $foE = foE_{\text{IRI}} + \Delta foE$ и высотой максимума $hmE = h_0 + (n_E - 1)\Delta h$, где n_E – число точек в таблице IRI, является оптимальным.

Расчет профилей выше слоя *E* проводится по скорректированным на нижнюю ионосферу действующим высотам сигналов, отраженных от области *F*. Результаты восстановления полных профилей из ионограммы, изображенной на рис. 2*а*, представлены на рис. 2*б* и в табл. 1. Использованы обозначения: *So* и *Sx*–среднеквадратичные отклонения (5) соответственно для действующих высот *o*- и *x*-следов ионограммы в области *F*. Из графиков и таблицы видно, что ключевые параметры (критические частоты и высоты максимумов слоев) либо совпадают, либо близки. Параболическая модель дает меньший, чем скорректированная модель IRI, вклад в групповые пути сигналов, отраженных в области *F*. Поэтому соответствующий $f_N(h)$-профиль имеет хотя и мало отличающиеся, но большие истинные высоты.

На рисунке 3 в качестве примера представлены частотные (эквивалентные) зависимости невязок

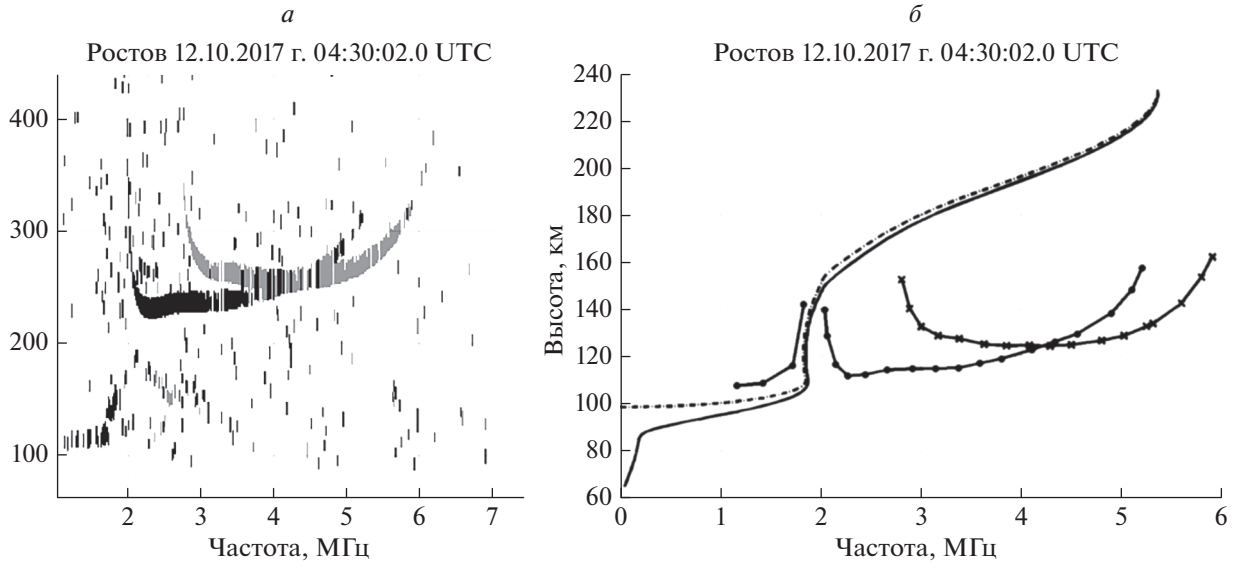


Рис. 2. Ионограмма (*а*) и вычисленные по ней полные $f_N(h)$-профили (*б*): сплошная линия – коррекция модели IRI в области *E*; штрихпунктирная линия – параболическая зависимость $n_e(h)$ в области *E*. Кривые с кружками – *o*-след; кривые с крестиками – *x*-след. Действующие высоты обоих следов в области *F* уменьшены в два раза.

действующих высот (4) для *o*- и *x*-следов в области *F*. Видно, что невязки для сигналов разных поляризаций изменяются в "противофазе". Средние по всему частотному интервалу значения невязок близки по абсолютной величине и противоположны по знаку. Обращает внимание увеличение невязок на частотах, близких к критической частоте *foF*2. Сигналы разных поляризаций вблизи максимума ионосферы имеют максимальное пространственное расхождение, что обеспечивает максимальную чувствительность к горизонтальным градиентам. Таким образом, восстановленный $f_N(h)$-профиль, действительно, "усреднен" по пространственному сектору радиозондирования.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ $f_N(h)$-ПРОФИЛЕЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО СЛОЯ *E*2

Ионограмма с наличием слоя *E*2 представлена на рис. 1*а*. Первый интервал (*E*-область) рабочих частот *o*-следа ионограммы (рис. 1*б*) разбивается на две группы отсчетов. К первой группе относится начальный отрезок ионограммы (n_1 отсчетов), включая точку перегиба на частоте, которая принимается условно в качестве критической частоты *foE* (рис. 1*а*). Вторая группа из n_2 отсчетов относится к области *E*2 с критической частотой *foE*2. Рассмотрено два варианта расчетов. В первом – обе группы данных объединяются, и расчеты проводятся так же, как для простого слоя *E* со значением критической частоты *foE*, равным *foE*2. Во втором варианте последовательно восстанавливается сначала слой *E* (с критической частотой *foE* из ионограммы на рис. 1*а*), а затем слой *E*2 (с критической частотой *foE*2), который представляется параболической моделью.

Рассмотрим второй вариант расчетов с использованием коррекции IRI-профиля. Задача решается в два этапа. На первом этапе по действующим высотам отражений $h'_o(f), f \le foE$ сигналов первой группы проводится расчет $f_N(h)$-профиля в области *E*. Используется алгоритм коррекции базового профиля модели IRI, описанный в разделе 3. Отличие заключается только в том, что начальное значение $foE_{\mathrm{IRI}} = foE$, и табличные значения $f_{N,\ \mathrm{IRI}}(h)$ корректируются по формуле (9) для положительного значения ΔfoE. Поскольку в этом случае новая критическая частота всегда превышает foE_{IRI}, то приходится ограничивать измененную сетку плазменных частот значением foE_{IRI}. После пересчета величин $M_{l,\,i}, i = 1, 2, ..., n_1$ (7) и решения системы уравнений (8) МНК находятся новый высотный шаг таблицы Δh и соответствующее СКО (5) S_{E1}. Путем вариаций ΔfoE находятся минимальное значение S_{E1}, соответствующие ему *hmE*, шаг таблицы Δh и $f_N(h)$-профиль ниже высоты *hmE*. Последняя точка профиля $f_{N\max} = f_N(hmE) = foE_{\mathrm{IRI}}$ служит начальной точкой для расчетов профиля в слое *E*2.

На втором этапе по действующим высотам отражений $h'_o(f)$, $foE \le f \le foE2$ сигналов второй группы проводится расчет $f_N(h)$-профиля в слое *E*2. Для него в интервалах плазменных частот $foE \le f_N \le foE2$ и высот $hmE \le h \le hmE2$ принимается параболическое распределение

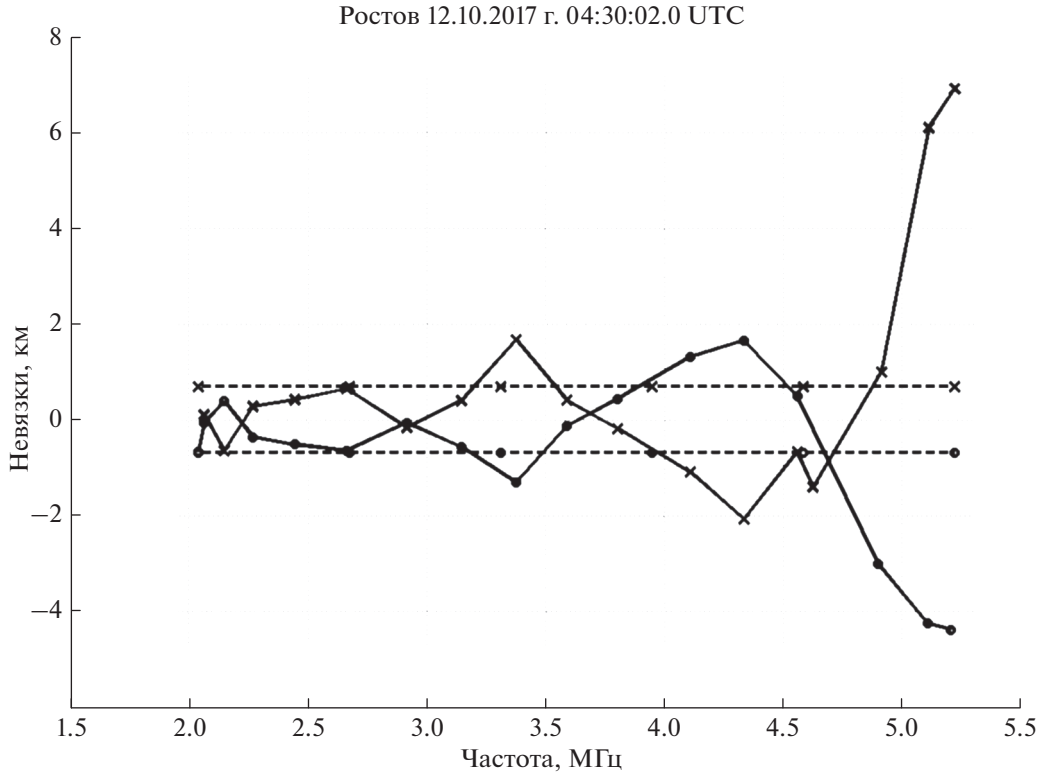


Рис. 3. Невязки действующих высот для *o*-следа (линия с кружками) и для *x*-следа на эквивалентных частотах (линия с крестиками). Штриховые прямые – средние по интервалу частот значения невязок (в тех же обозначениях).

$$f_N^2(h) = (foE2)^2\left[1 - \left(\frac{hmE2 - h}{H_p}\right)^2\right]$$

с высотой максимума $hmE2$ и полутолщиной H_p. Вклад слоя $E2$ в действующие высоты второй группы сигналов определяется путем удаления группового запаздывания ниже высоты hmE

$$\delta h_o'(f) = h_o'(f) - \int_{h_0}^{hmE} \mu_o'[f, f_N(h)]\,dh - h_0.$$

Тогда для определения параметра H_p получается переопределенная система уравнений

$$A_p(f_i, foE, foE2)\,H_p = \delta h_o'(f_i), \quad i = 1,2,\ldots,n_2. \quad (10)$$

Методом наименьших квадратов за счет вариаций $foE2$ из интервала $f_{n2} < foE2 < foF_{\min}$, находятся минимальное значение СКО S_{E2} (5), соответствующие ему $foE2$, H_p и высота максимума

$$hmE2 = hmE + H_p\sqrt{1 - (foE/foE2)^2}.$$

При аппроксимации области E двумя параболическими слоями схема расчетов такая же, как и выше. Сначала находится высота пересечения двух парабол hmE за счет минимизации СКО S_{E1} для первой группы данных. Затем удаляется вклад нижней параболы в групповые пути сигналов второй группы, и по остаткам из системы уравнений (10) находятся параметры второй параболы.

Результаты восстановления полных $f_N(h)$-профилей из ионограммы, изображенной на рис. 1, представлены на рис. 4 и в табл. 2. Включены четыре варианта расчетов, отличающиеся представлением профиля в нижней ионосфере: 1) при параболической аппроксимации $n_e(h)$ в области E без выделения слоя $E2$ в отдельный слой по объединенным данным первой и второй групп с критической частотой $foE = foE2$ (1-я строка табл. 2); 2) аналогичный первому расчет со скорректированным профилем модели IRI в области E с $foE = foE2$ (2-я строка); 3) при параболическом представлении слоев E и $E2$ (3-я строка); 4) со скорректированным профилем модели IRI в области E и с параболическим профилем в слое $E2$ (4-я строка). Значение СКО (5), рассчитанное для действующих высот отражения сигналов от слоев E и $E2$ (объединенное значение), обозначено как S_E. Соответствующие СКО для *o*- и *x*-следов в области F обозначены как So и Sx. Из 7-го столбца табл. 2 следует, что учет двух расслоений как единого целого дает аномально большие СКО действующих высот, а их раздельный учет уменьшает значения S_E в 3–4 раза. Большие значения СКО

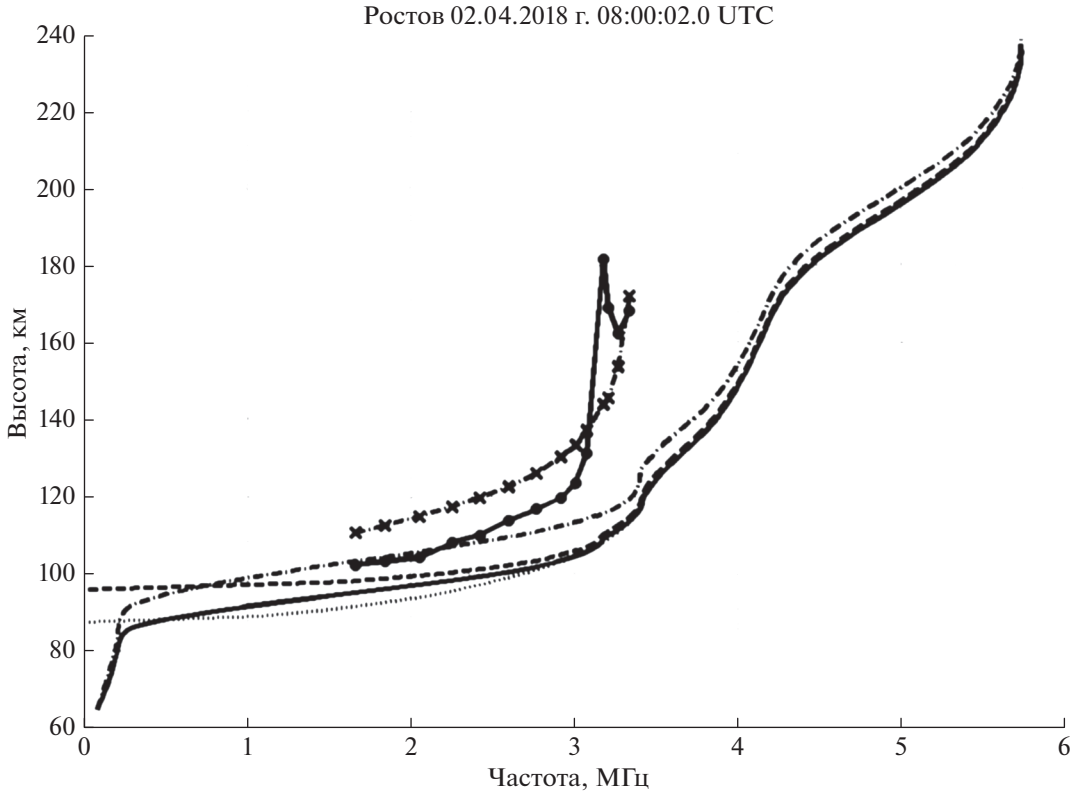


Рис. 4. Результаты восстановления полных $f_N(h)$-профилей со слоями E и $E2$ из ионограммы, изображенной на рис. 1, для четырех вариантов представления ионизации в нижней ионосфере ($h \le hmE2$). Расчеты без выделения слоя $E2$ в отдельный слой ($foE = foE2$): пунктирная линия – параболическая зависимость $n_e(h)$ для слоя E; штрихпунктирная – скорректированный $f_N(h)$-профиль модели IRI для слоя E. Расчеты с раздельным учетом слоев E и $E2$: штриховая линия – параболическое представление каждого из слоев; сплошная линия – скорректированный $f_N(h)$-профиль модели IRI для слоя E и с параболой в слое $E2$. Сплошная линия с кружками – фрагмент ионограммы для областей E и $E2$, штрихпунктирная линия с крестиками – расчетная ионограмма для скорректированного профиля модели IRI ($foE = foE2$).

указывают на неадекватность применения моделей при объединении двух слоев. При этом, однако, использование параболического распределения в объединенном слое E дает в области F результаты, конкурирующие с результатами учета этих расслоений. Игнорирование двойного расслоения при коррекции модели IRI дает в слое E и основании области F существенное различие профилей.

Из графиков видно, что скорректированный IRI-профиль, представляющий область E как единое целое, расположен выше такового, учитывающего наличие двух слоев. В области E эффективная частота соударений электронов экспонен-

Таблица 2. Сравнение параметров полного профиля для двух моделей слоев E и $E2$

	Модель слоя E	h_0, км	foE, МГц	hmE, км	$foE2$, МГц	$hmE2$, км	S_E, км	$foF1$, МГц	$hmF1$, км	$foF2$, МГц	$hmF2$, км	So, км	Sx, км
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	Парабола ($foE = foE2$)	87.3	–	–	3.38	120.7	11.4	4.20	166.6	5.72	233.6	3.8	7.0
2	Коррекция IRI ($foE = foE2$)	65.0	–	–	3.38	125.8	15.0	4.20	172.1	5.74	239.1	4.2	7.0
3	Парабола	96.0	3.18	110.6	3.41	119.8	2.6	4.20	167.8	5.73	235.6	3.8	7.6
4	Коррекция IRI	65.0	3.18	109.3	3.42	119.6	3.4	4.20	166.7	5.74	235.8	4.4	7.2

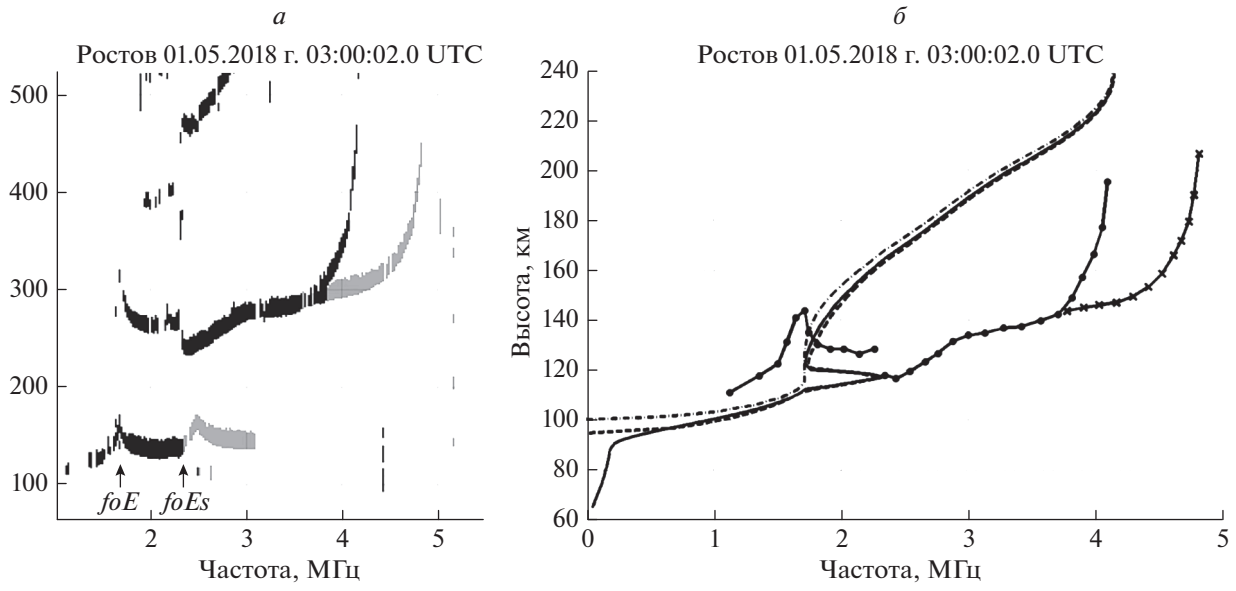


Рис. 5. Ионограмма со спорадическим слоем *Es* (*а*) и вычисленные по ней полные $f_N(h)$-профили (*б*): сплошная линия – скорректированная модель IRI и линейный слой *Es*; штрихпунктирная линия – параболическое распределение $n_e(h)$ с игнорированием слоя *Es*; штриховая линия – параболическое распределение $n_e(h)$ и линейный слой *Es*. Ионограмма (*б*): сплошные кривые с кружками – *o*-след, с крестиками – *x*-след. Действующие высоты в области *F* уменьшены в два раза.

циально убывает с ростом высоты. Для радиоволн, вертикально отраженных областью *E*, это приводит к существенному занижению оценок поглощения радиоволн. Также обращает на себя внимание, что во всех расчетах профилей отсутствует сколь-нибудь выраженная долина $n_e(h)$ в межслоевой *EF*-области.

5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ $f_N(h)$-ПРОФИЛЕЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ *Es*

Ионограмма со спорадическим слоем *Es* типа "*c*" представлена на рис. 5*а*. Первый интервал рабочих частот *o*-следа ионограммы (*E*-область, см. раздел 2) разбивается на две группы. К первой группе относится начальный отрезок ионограммы (n_1 отсчетов), включая точку перегиба на частоте, которая принимается условно в качестве критической частоты *foE* области *E*. Второй отрезок ионограммы (n_2 отсчетов) относится к слою *Es* с критической частотой *foEs*. При аппроксимации области *E* параболической зависимостью $n_e(h)$ слой *Es* игнорируется, и расчеты проводятся так же, как для простого слоя *E* (см. раздел 3). В этом случае истинное значение *foE* ищется путем вариаций *foE* в интервале частот $foE_{\max} < foE < foF_{\min}$.

Поиск скорректированного профиля модели IRI при наличии спорадического слоя проводится по той же схеме, что и для слоя *E*2 (см. раздел 4). Сначала по действующим высотам отражения сигналов первой группы на частоте foE_{IRI} находится высота *hmE*, на которой пересекаются слои *E* и *Es*. Для слоя *Es* принимается линейная зависимость $n_e(h)$ с полутолщиной H_s ("наклонное зеркало"). Она находится МНК из системы уравнений, аналогичной (10), составленной для действующих высот второй группы сигналов

$$A_l(f_i, foE, foEs)\,H_s = \delta h_o'(f_i), \quad i = 1,2,\ldots,n_2.$$

Затем определяется высота максимума $hmEs = hmE + H_s$. Распределение электронной концентрации принимается симметричным в верхней и нижней частях слоя *Es* с полутолщиной H_s.

При восстановлении верхней части профиля на высотах $h \geq hmEs$ спорадический слой игнорируется, начальной точкой является (*foE*, *hmE*). Положение нижнего края долины определяется пересечением верхней части рассчитанного спорадического слоя и нижней части профиля, восстанавливаемого по *o*- и *x*-следам второго частотного интервала ионограммы (*F*-область, см. раздел 2).

Результаты расчетов изображены на рис. 5*б* и суммированы в табл. 3. В интервале высот от 110 км до 150 км, как видно из графиков, 1-ой и 2-ой строк табл. 3, имеет место существенное расхождение результатов, хотя максимальные высоты *hmF*2 практически одинаковы. Использование параболического распределения для области *E* и линейного для *Es*-слоя дает результаты близкие к IRI-

Таблица 3. Сравнение параметров полного профиля с дополнительным расслоением *Es*

	Модель слоя *E*	h_0, км	*foE*, МГц	*hmE*, км	*foEs*, МГц	*hmEs*, км	S_E, км	*foF*2, МГц	*hmF*2, км	*So*, км	*Sx*, км
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	Парабола	100.3	1.72	116.4	–	–	1.1	4.14	238.9	2.1	5.7
2	Парабола + *Es*	94.2	1.72	111.8	2.32	116.9	2.8	4.15	238.7	3.4	5.8
3	Коррекция IRI + *Es*	65.0	1.72	112.2	2.32	117.1	2.8	4.14	237.3	2.7	5.5

профилю. Это хорошо видно из сопоставления строк 2 и 3 табл. 3 и графиков на рис. 5*б*.

6. ВОССТАНОВЛЕНИЕ $f_N(h)$-ПРОФИЛЕЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ СЛОЕВ *E*2 И *Es*

Ионограмма с двумя дополнительными расслоениями *E*2 и *Es* представлена на рис. 6*а*. Из предыдущих разделов следует, что учет дополнительных расслоений в области *E* дает практически совпадающие $f_N(h)$-профили в области *F* независимо от того, какая модель описывает слой *E* (параболическая или скорректированная IRI).

При наличии слоев *E*2 и *Es* при любой модели $n_e(h)$ для слоя *E* расчеты проводятся последовательно в три этапа. На первом – восстанавливается профиль ниже *hmE*. На втором этапе находится параболическое распределение в слое *E*2 (см. раздел 4). И, наконец, на третьем – линейное распределение $n_e(h)$ в слое *Es* (см. раздел 5). Его параметры находятся по скорректированным на групповые запаздывания в слоях *E* и *E*2 действующим высотам отражения сигналов от слоя *Es*. Результаты представлены на рис. 6*б* и в табл. 4. Из строк 2 и 3, а также из графиков видно практически полное совпадение результатов. Для сравнения проведены расчеты по схеме: слой *Es* игнорируется, слои *E* и *E*2 объединяются и аппроксимируются параболой. Результаты представлены строкой 1 в табл. 4 и изображены штрихпунктирной кривой на рис. 6*б*. В данном случае имеют место большие расхождения результатов в долине и нижней части области *F*. Большое значение СКО в *E*-области S_E = 10.8 км при использовании параболи-

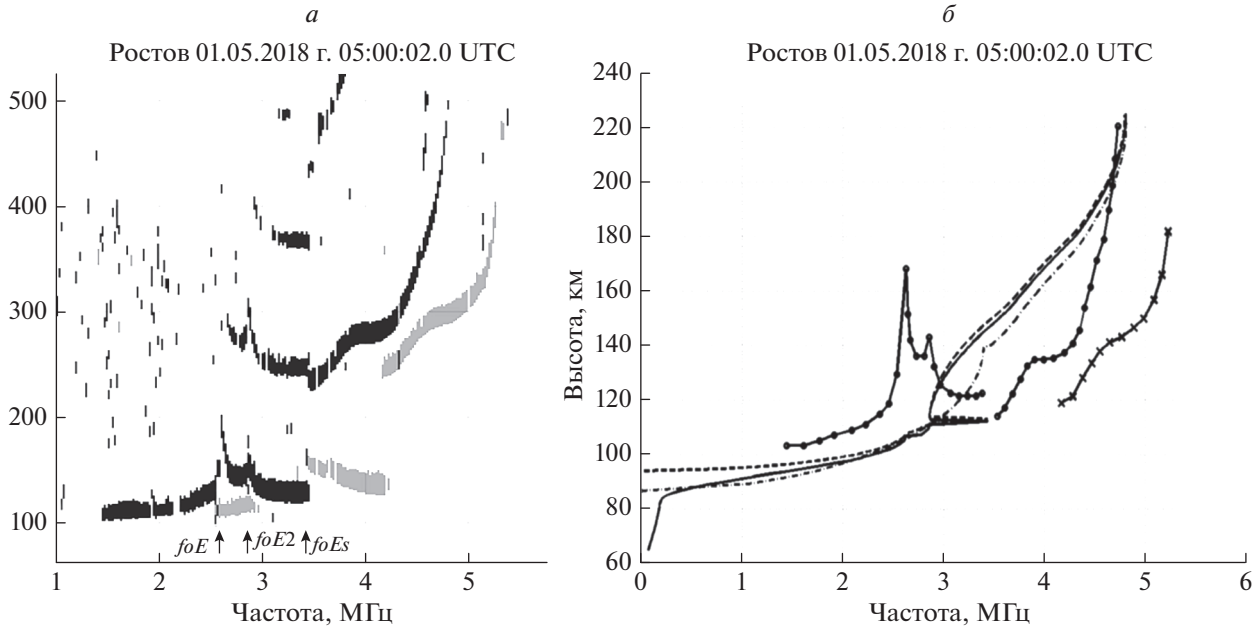


Рис. 6. Ионограмма с дополнительными расслоениями *E*2 и *Es* (*а*) и вычисленные по ней полные $f_N(h)$-профили (*б*): сплошная линия – скорректированная модель IRI с параболическим слоем *E*2 и линейным слоем *Es*; штрихпунктирная линия – параболическое распределение $n_e(h)$ для объединенных слоев *E* и *E*2 (*foE* = *foE*2) с игнорированием слоя *Es*; штриховая линия – параболические распределения $n_e(h)$ для слоев *E* и *E*2 и линейным слоем *Es*. Ионограмма (*б*): сплошные кривые с кружками – *o*-след, с крестиками – *x*-след. Действующие высоты в *F*-области уменьшены в два раза.

Таблица 4. Сравнение параметров полного профиля с дополнительными расслоениями *E*2 и *Es*

	Модель слоя *E* и дополнительные слои	h_0, км	*foE*, МГц	*hmE*, км	*foE*2, МГц	*hmE*2, км	*foEs*, МГц	*hmEs*, км	S_E, км	*foF*2, МГц	*hmF*2, км	*So*, км	*Sx*, км
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	Парабола	87.3	–	–	3.40	139.0	–	–	10.8	4.81	221.8	2.9	6.1
2	Парабола + *E*2 + *E*s	94.0	2.63	107.5	2.86	111.1	3.44	113.0	3.0	4.80	224.8	2.6	6.2
3	Коррекция IRI + *E*2 + *Es*	65.0	2.63	106.8	2.86	110.9	3.44	112.1	1.8	4.81	225.2	2.7	6.0

Таблица 5. Результаты дополнительной коррекции модели IRI с использованием поглощения радиоволн на частоте 2.25 МГц при наличии простого *E*-слоя

Эксперимент	(ВЗА) $L_1 = 27.4$ дБ; $L_2 = 26.0$ дБ				(В-3) $L_1 = 20.2$ дБ; $L_2 = 19.0$ дБ			
параметры	*K*	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	S_E, км	*K*	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	S_E, км
До коррекции	0	–25.4	–26.4	1.22	0	–41.3	–43.1	2.75
После коррекции	–0.45	**0.4**	0	1.45	–0.66	**0.3**	0	2.36

Примечание. (ВЗА) – высотный атмосферный зонд; (В-3) – Вертикаль-3.

ческого распределения указывает на неадекватность модели.

7. ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ $f_N(h)$-ПРОФИЛЕЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНО-РАКЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведенное выше сопоставление различных способов восстановления высотных зависимостей электронной плазменной частоты во внутренней ионосфере показывает, что учет расслоений *E*2, *Es* или их комбинации дает практически совпадающие результаты расчетов $f_N(h)$ в области *F* независимо от того, какая модель принята для самой нижней части $f_N(h)$-профиля: параболическая или корректируемая модель IRI. Профили модели IRI отражают высотный ход $f_N(h)$ в нижней ионосфере в среднем, поэтому их коррекция дает лишь эквивалентные распределения в смысле наилучшего соответствия действующим высотам *o*-следа в области *E*. При дополнительной коррекции они могут стать эквивалентными и в смысле соответствия данным о поглощении радиоволн при вертикальном зондировании области *E*.

Оценим такие возможности по данным четырех наземно-ракетных экспериментов [Данилкин и др., 1989] при вертикальных запусках геофизических ракет в средних широтах европейской части России: 1) высотного атмосферного зонда (ВЗА), 15.07.1975 г., 06:40 местного времени (LT); 2) Вертикаль-3, 02.09.1975 г., 07:40 LT; 3) Вертикаль-4, 14.10.1976 г., 13:50 LT; 4) Вертикаль-7, 03.11.1978 г., 15:05 LT. Во всех экспериментах помимо ракетных измерений электронной концентрации n_e методом дисперсионного УКВ-интерферометра (погрешность измерений n_e не более 10% [Бирюков и др., 1980]) регистрировались ионограммы ВЗ и измерялось поглощение радиоволн методом А1 на двух частотах: 2.00 МГц и 2.25 МГц. В двух случаях слой *E* был простым (рис. 7*а*, 7*б*), а в двух – имел дополнительные расслоения *E*2 (рис. 7*в*, 7*г*). На рисунках видно в среднем удовлетворительное совпадение результатов восстановления $f_N(h)$-профилей в области *E* по предлагаемой в работе методике (сплошные кривые), включая случаи с дополнительными расслоениями *E*2, с ракетными измерениями (штрихпунктирные линии). Однако, расчеты поглощения радиоволн на частотах 2.00 МГц и 2.25 МГц (методику подробно см. в [Денисенко и др., 2018]) с использованием восстановленных по ионограммам $f_N(h)$-профилей показывают их существенное отличие (на десятки процентов) от экспериментальных значений (см. табл. 5 и табл. 6). Ниже предлагается способ дополнительной коррекции рассчитанных $f_N(h)$-профилей в области *D*, позволяющий удовлетворить заданному поглощению и мало изменить действующие высоты.

Основной вклад в групповые запаздывания сигналов дает слой плазмы толщиной несколько километров вблизи уровня их отражения. Поэтому для коррекции удобно использовать соотношение

$$f_{N,L}(h) = f_N(h)\left[1 + K(1-x)^m\right], \quad x = \frac{h - h_0}{hmE - h_0}, \quad h_0 \le h \le hmE. \tag{11}$$

Оно характерно тем, что изменения профиля минимальны вблизи максимума слоя *E* и максимальны в области *D*. Равенство рассчитанного и

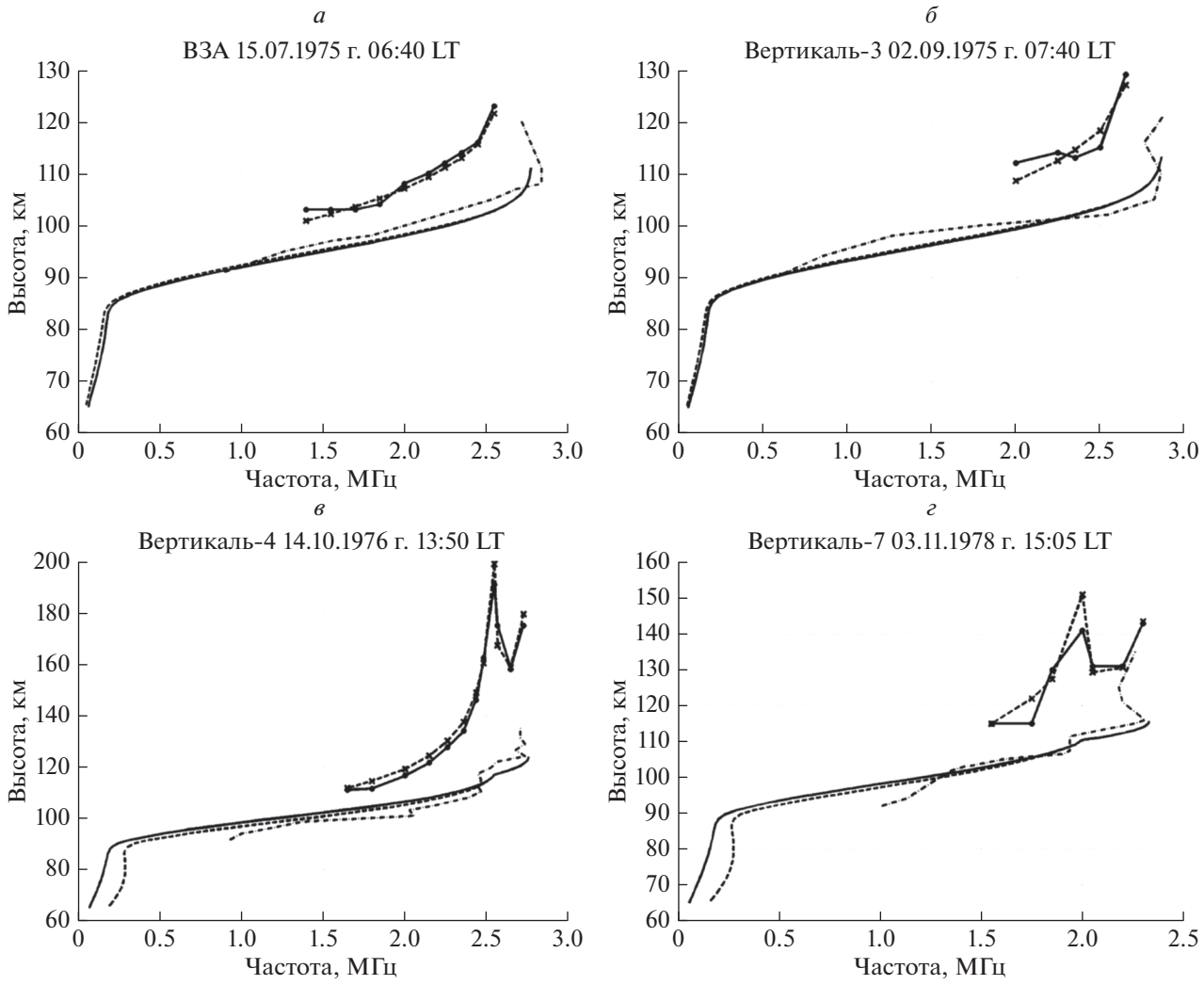


Рис. 7. (*а*), (*б*) – расчеты для простого слоя *E*; (*в*), (*г*) – расчеты для слоя *E* с дополнительным расслоением *E*2. Сплошная линия – $f_N(h)$-профиль модели IRI, скорректированный по действующим высотам (сплошная линия с кружками); штриховая линия – тот же профиль с дополнительной коррекцией по значению поглощения на частоте 2.25 МГц; штрихпунктирная линия – ракетные данные; штриховая линия с крестиками – расчетные значения действующих высот с минимальным значением S_E.

измеренного значений поглощения достигается за счет вариаций коэффициента K в (11) при заданном показателе степени m. Параметр m подбирается таким образом, чтобы изменение СКО S_E было минимальным. Оказалось, что для простого слоя *E* оптимальным является $m = 1$, в остальных случаях $m = 2$.

Результаты дополнительной коррекции рассчитанных $f_N(h)$-профилей изображены штриховыми линиями на рис. 7 и представлены в табл. 5

Таблица 6. Результаты дополнительной коррекции модели IRI с использованием поглощения радиоволн на частоте 2.25 МГц при наличии слоев *E* и *E*2

Эксперимент	(В-4) $L_1 = 32.6$ дБ; $L_2 = 27.8$ дБ				(В-7) $L_1 = 26.6$ дБ; $L_2 = 22.8$ дБ			
параметры	K	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	S_E, км	K	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	S_E, км
До коррекции	0	49.1	42.7	4.59	0	33.3	39.9	4.41
После коррекции	1.40	**9.9**	0	3.99	1.70	**–6.2**	0	4.73

Примечание. (В-4) – Вертикаль-4; (В-7) – Вертикаль-7.

Таблица 7. Результаты дополнительной коррекции модели IRI с использованием поглощения радиоволн на двух частотах 2.00 и 2.25 МГц

Эксперимент	ВЗА		В-3		В-4		В-7	
параметры	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %	$\Delta L_1/L_1$, %	$\Delta L_2/L_2$, %
После коррекции	5.3	–6.7	4.7	–5.5	4.5	–6.5	–2.5	3.4

и табл. 6. Для коррекции использовались данные о поглощении L_2 на частоте $f_2 = 2.25$ МГц, а контроль качества коррекции осуществлялся по данным о поглощении L_1 на частоте $f_1 = 2.00$ МГц. Определялись разности ΔL значений поглощения между экспериментом и теорией, а также относительные погрешности $\Delta L/L$ до и после коррекции. Как видно из табл. 5 для простого слоя E до коррекции погрешности оценок поглощения составляли десятки процентов. После коррекции погрешности на контрольной частоте $f_1 = 2.00$ МГц составили менее 1%. При наличии дополнительного слоя $E2$ (табл. 6) для эксперимента Вертикаль-4 до коррекции погрешности составили ~50%, а для эксперимента Вертикаль-7 – ~40%. После коррекции они не превысили 10%. Во всех экспериментах величина S_E (5) после коррекции изменяется незначительно, что свидетельствует о малом изменении расчетных значений действующих высот, и следовательно, об эффективности проведенной по формуле (11) коррекции $f_N(h)$-профиля.

Таким образом, показано, что дополнительная коррекция профиля модели IRI по данным о поглощении только для одной частоты существенно улучшает прогноз поглощения для другой частоты. Отметим, что для коррекции могут использоваться не только измеренные (экспериментальные) значения поглощения на одной или нескольких частотах, но и модельные значения поглощения, рассчитанные, например, по рекомендациям сектора радиосвязи Международного Союза Электросвязи (ITU-R) [Recommendation ..., 2019]. В табл. 7 приведены результаты дополнительной коррекции тех же $f_N(h)$-профилей с использованием данных о поглощении на обеих частотах. Видно, что во всех экспериментах с помощью коррекции (11) удается достичь совпадения расчетных и экспериментальных значений поглощения с разницей до 7%.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен способ определения высотных профилей электронной плазменной частоты по ионограммам вертикального зондирования с учетом дополнительных отражений сигналов от слоя $E2$ и от спорадического слоя Es. При восстановлении профиля в слое $E2$ используется параболическая модель электронной концентрации, в слое Es – линейная.

2. Для сравнения рассмотрено два варианта расчетов профиля для области E: с использованием параболической модели электронной концентрации и с использованием профиля из модели IRI. Первая модель широко используется при автоматических расчетах профилей на мировой сети ионосферных станций, однако она непригодна для получения оценок величины поглощения радиоволн в области E. Напротив, вторая модель наилучшим образом подходит для этих целей. Предложен способ корректировки обеих моделей, учитывающий наличие слоев $E2$ и Es.

3. Показано, что учет расслоений $E2$, Es или их комбинации дает практически совпадающие профили в области F независимо от используемой модели для области E. Во всех расчетах, учитывающих слой $E2$, возможным наличием долины электронной концентрации в межслоевой EF-области пренебрегается.

4. При наличии данных о поглощении сигналов, отражающихся от слоя E, возможна дополнительная коррекция профилей из модели IRI по этим данным. Предложен способ такой коррекции с максимальным изменением профиля в области D. Показано, что такая коррекция существенно повышает прогностические возможности вертикального зондирования: полученные профили существенно (до 7–10%) снижают погрешности оценок поглощения радиоволн в нижней ионосфере. Адекватность результатов реальным ситуациям подтверждена данными четырех совместных наземно-ракетных экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № 0852-2020-0015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Бирюков А.В. Данилкин Н.П. Денисенко П.Ф. и др. Фотохимия нижней области F и структурные параметры ионосферы по данным комплексных наземно-ракетных экспериментов // Космич. исслед. Т. 18. № 5. С. 748–753. 1980.

– *Данилкин Н.П., Денисенко П.Ф., Рудаков В.А., Соцкий В.В., Фаер Ю.Н., Водолазкин В.И.* Результаты совместных измерений концентрации и эффективной частоты соударений электронов в ионосфере ракетными и наземными радиометодами во время запусков геофизических ракет “Вертикаль” / Ракетное зондирование верхней атмосферы и ионосферы до высоты 1500 км. Сб. статей. Ростов н/Д: изд-во Ростовского ун-та. С. 42–49. 1989.

– *Денисенко П.Ф., Соцкий В.В.* Особенности обратных задач вертикального зондирования ионосферы (обзор) // Изв. Сев.-Кавк. науч. центра высш. шк. Естеств. науки. № 2. С. 59–71. 1987.

– *Денисенко П.Ф., Мальцева О. А., Соцкий В. В.* Коррекция профилей электронной концентрации нижней ионосферы по данным вертикального зондирования с использованием модели IRI //Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 250–258. 2018.
https://doi.org/10.7868/S0016794018020116

– *Денисенко П.Ф., Соцкий В.В.* Восстановление высотных профилей электронной концентрации по данным вертикального зондирования с использованием модели IRI // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 6. С. 774–785. 2019.
https://doi.org/10.1134/S0016794019050031

– *Жбанков Г.А., Заботин Н.А.* Восстановление трехмерного распределения электронной концентрации по ионограммам dynasonde-21 // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. № 2. С. 52–56. 2009.

– *Худсон Д.* Статистика для физиков. М.: Мир, 296 с. 1970.

– *Bilitza D., Altadill D., Truhlik D. et al.* International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V. 15. P. 418–429. 2017.
https://doi.org/10.1002/2016SW001593

– *Danilkin N.P., Denisenko P.F., Sotsky V.V.* Peculiarities of the inverse problems of vertical radio sounding of the ionosphere // Adv. Space Res. V. 8. № 4. P. (4)91–(4)94. 1988.

– Handbook. The Ionosphere and its Effects on Radiowave Propagation. A guide with background to ITU-R procedures for radio planners and users. International Telecommunication Union. Radiocommunication Bureau. Switzerland, Geneva. 170 p. 1998.

– *Paul A.K.* Use of virtual-height slopes for determination of electron density profiles // Radio Sci. V. 2. № 10. P. 1195–1204. 1967.

– Recommendation ITU-R P.533-14 (08/2019): Method for the prediction of the performance of HF circuits. 2019. https://www.itu.int/rec/R-REC-P.533-14-201908-I/en

– *Reinisch B.W., Xueqin H.* Automatic calculation of electron density profiles from digital ionograms. 3. Processing of bottomside ionograms // Radio Sci. V. 18. № 3. P. 477–492. 1983.

– U.R.S.I. Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction / REPORT UAG-23A. Revision of chapters 1-4. Ed. W.R. Piggott and K. Rawer. World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics, NOAA, Boulder, Colorado. 145 p. 1978.

– *Zabotin N.A., Wright J.W., Zhbankov G.A.* NeXtYZ: Three-dimensional electron density inversion for dynasonde ionograms // Radio Sci. V. 41. RS6S32. 2006.
https://doi.org/10.1029/2005RS003352

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 654–660

УДК 550.388

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ РЕАКЦИИ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА КОЛЬЦЕОБРАЗНОЕ СОЛНЕЧНОЕ ЗАТМЕНИЕ 21 ИЮНЯ 2020 г.

© 2021 г. И. И. Шагимуратов[1], *, И. Е. Захаренкова[1], Н. Ю. Тепеницына[1], Г. А. Якимова[1], И. И. Ефишов[1]

[1]Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (Кф ИЗМИРАН), г. Калининград, Россия

**e-mail: shagimuratov@mail.ru*

Поступила в редакцию 02.04.2021 г.
После доработки 30.04.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Проведен анализ проявлений кольцеобразного солнечного затмения 21июня 2020 г. в вариациях полного электронного содержания ионосферы (TEC) на основе GPS-наблюдений сети IGS Китая. Отмечено, что эффекты кольцеобразного затмения в ионосфере изучены гораздо меньше эффектов полного или частичного солнечного затмения. На основе анализа суточных вариаций TEC на отдельных станциях получено, что эффект данного затмения проявился в форме депрессии этого параметра с минимумом, близким к моменту максимальной фазы затмения над станцией наблюдения. Более ярко проявился эффект затмения в вариациях TEC ионосферы вдоль индивидуальных пролетов спутников, который имел вид ложбинообразного понижения. Показано, что основной составляющей в падении и задержке минимума TEC относительно максимальной фазы затмения является величина магнитуды затмения для конкретной станции. Это следует из высокой корреляции между этими параметрами и магнитудой затмения. Задержка варьируется от нескольких минут до десятков минут в зависимости от величины магнитуды затмения. Максимальная амплитуда падения TEC достигала ~4–6 TECU. Для анализа пространственно-временно́го поведения TEC использованы IONEX-файлы с 15-минутным разрешением. Выявлено, что движение максимальной депрессии TEC согласуется с траекторией движения и положением тени затмения на поверхности Земли.

DOI: 10.31857/S0016794021050126

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрое уменьшение ультрафиолетового излучения во время затмения приводит к уменьшению электронной концентрации *F*-области, что проявляется в уменьшении полного электронного содержания ионосферы (TEC). Солнечные затмения вызывают значительные изменения в структуре ионосферы [Rishbeth, 1970]. Во время затмения уменьшается электронная концентрация в *F*1- и *F*2-слоях, происходит увеличение высоты отражения радиосигналов [Le et al., 2009]. Заметные изменения проявляются также в характере высотного распределения электронной концентрации [Farges et al., 2003]. Реакция ионосферы на солнечное затмение зависит от магнитуды, широты, местного времени, сезона, уровня солнечной активности. Известно, что отклик TEC на затмение демонстрирует депрессию TEC в большой области движения тени на земле.

Данные об амплитуде депрессии могут сильно разниться. Так, в частности, для полного солнечного затмения 11 августа 1999 г. зарегистрировано уменьшение полного электронного содержания (TEC) от 0.2–0.3 TECU [Afraimovich et al., 2002] до 5–6 TECU [Baran et al., 2003]. 1 TECU = 10^{16} электрон/м^2. На средних широтах депрессия TEC может достигать 30–40%, задержка отклика TEC относительно времени максимальной фазы затмения составляет 5–20 мин [Ding et al., 2010; Jakowski et al., 2008; Krankowski et al., 2008]. В высоких широтах депрессия TEC составляет 10–30% [Afaimovich et al., 1998; Hoque et al., 2016; Momani et al., 2010]. На экваториальных широтах отклик TEC на затмение усложняется влиянием экваториальной аномалии, депрессия может превышать 30–40% [Tsai and Liu, 1999]. Отклик TEC в низких (экваториальных) широтах детально анализировался для затмения 29 июля 2009 г. [Ding et al., 2010; Le et al., 2009]. Для этого затмения по изме-

Рис. 1. Кольцеобразное солнечное затмение.

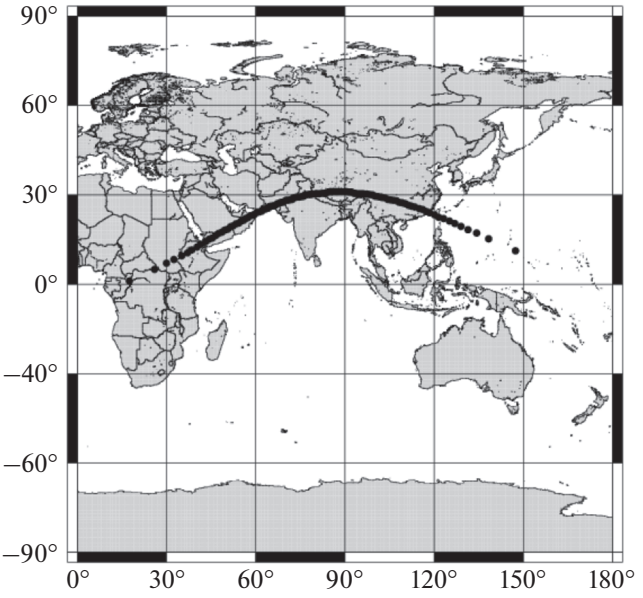


Рис. 2. Траектория тени солнечного затмения 21 июня 2020 г.

рениям группировки спутников FORMOSAT-3/COSMIC получено высотное поведение электронной концентрации на экваториальных широтах [Kumar et al., 2013]. Максимальное уменьшение электронной плотности (~48%) было зарегистрировано на высоте ~360 км.

Анализ затмения 20 марта 2015 г. [Hoque et al., 2016] показал, что процент депрессии TEC линейно зависит от магнитуды затмения – степени покрытия солнечного диска. Аналогичное поведение наблюдалось для затмения 3 октября 2005 г. Для этого события выявлена линейная зависимость амплитуды депрессии TEC от магнитуды затмения [Шагимуратов и др., 2018]. Величина задержки отклика ионосферы возрастала с удалением от центральной зоны затмения и достигала 40 мин. В последнее время рядом авторов выполнен анализ полного солнечного затмения 21 августа 2017 г., которое наблюдалось над континентальной Америкой, [Cherniak and Zakharenkova, 2018; Coster et al., 2017; Wu et al., 2018]. Депрессия TEC составила 5–6 TECU (~40–50%). Была выявлена характерная особенность проявления затмения в поведении TEC, когда зафиксировано повышение TEC после окончания затмения [Cherniak and Zakharenkova, 2018]. Повышение, составляющее 2–3 TECU, наблюдалось на широтах выше 50° N и продолжалось в течение нескольких часов.

Таблица 1. Координаты станций, используемых для анализа

Станция	Широта	Долгота	Магнитуда
CHAN	43.79° N	124.40° E	0.42
STK2	43.52° N	141.84° E	0.25
BJNM	40.24° N	116.23° E	0.58
BFFS	39.60° N	115.89° E	0.60
DAE2	39.40° N	127.37° E	0.51
NTKA	35.67° N	139.56° E	0.47
JFNG	30.51° N	114.49° E	0.86
TCMS	24.79° N	120.98° E	0.95
HKSL	22.37° N	113.93° E	0.89
HKWS	22.43° N	114.33° E	0.89

В данной работе анализируются особенности проявления в вариациях TEC солнечного затмения 21 июня 2020 г. в юго-восточной Азии. При этом затмении Луна закрывала Солнце на 99 процентов, оставляя яркое кольцо вокруг своей тени (рис. 1). Кольцеобразное солнечное затмение началось в 04:47:45 UT в Африке, продвигалось в восточном направлении, прошло Китай и закончилось в акватории Тихого океана в 08:32:17 UT (рис. 2). Максимальная магнитуда затмения достигала M = 0.989 и приходилась на послеполуденное местное время. Геомагнитная обстановка оставалась спокойной.

2. ДАННЫЕ

Для анализа TEC-вариаций, обусловленных затмением, использовались GPS-наблюдения сети станций IGS Китая. В таблице 1 приведены координаты станций, используемых для анализа.

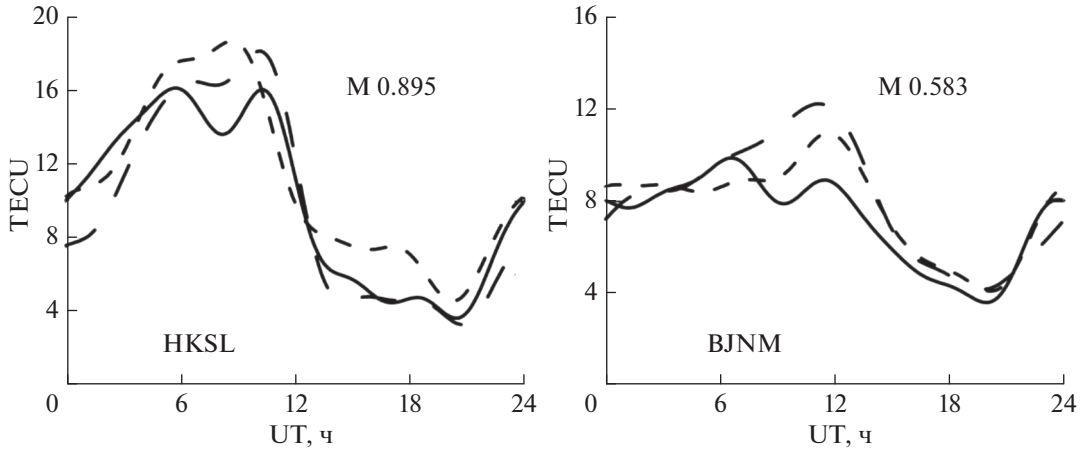


Рис. 3. Суточные вариации TEC на станциях HKSL (22.4° N, 113.9° E) и BJNM (40.1° N, 116.2° E) (сплошная – 21, штрихи – 20, точки – 22 июня 2020 г.). На рисунках отмечены магнитуды затмения (M) для указанных станций.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

3.1. Эффект затмения в суточных вариациях на индивидуальных станциях

Для восстановления суточного поведения TEC над станциями использовалась методика, описанная в работах [Шагимуратов и др., 2015, 2016]. В соответствии с этой методикой абсолютная величина TEC и задержки сигнала в оборудовании определялись с одновременным использованием измерений задержек сигналов для всех пролетов спутников, видимых над станцией на 24-часовом интервале. На рисунке 3 в качестве примера представлено суточное поведение TEC на станциях HKSL и BJNM для дня затмения и контрольных дней 20 и 22 июня 2020 г. Вариации для контрольных дней сравнительно большие и могут превышать значения вариаций, обусловленных затмением. Выявлено, что депрессия TEC (ΔTEC) наибольшая на станции, где максимальна магнитуда затмения.

На рисунках отмечены магнитуды затмения (M) для указанных станций. В таблице 2 приведены величины отклика TEC на затмение на различных станциях.

В связи с тем, что использование в качестве контрольных дней для определения амплитуды депрессии затруднительно, мы использовали в качестве исходной (опорной) величины значение TEC до начала затмения. Максимальная величина депрессии TEC оценена ~3.7 TECU для максимальной фазы затмения.

3.2. Эффект затмения в индивидуальных пролетах спутников

Суточные вариации получены путем пересчета наклонного TEC в вертикальный и усреднения TEC по всем пролетам спутников над станцией наблюдения. Поэтому величина понижения TEC носит усредненный характер. Более детальную картину поведения TEC во время затмения можно видеть в вариациях электронного содержания вдоль пролета спутников. Как показал анализ, поведение TEC может существенно различаться для индивидуальных пролетов. Это обусловлено различием геометрии траектории пролетов спутников над станцией.

Для анализа отбирались пролеты с максимальной депрессией TEC во время затмения. Определение амплитуды депрессии представляло определенную трудность. Прямой метод заключается в сопоставлении вариаций TEC для контрольного дня и дня затмения. Однако, в ряде случаев эффект затмения сопоставим с вариациями TEC день ото дня. В этом случае мы учитывали вре-

Таблица 2. Отклик TEC на затмение на различных станциях

Станция	Широта	Долгота	Магнитуда	Высота спутника	ΔTECU
HKSL	22.4° N	114° E	0.89	39.2°	3.4–3.6
BJFS	39.6° N	116° E	0.60	42.9°	2.1–2.2
BJNM	40.2° N	116° E	0.58	42.6°	2.0–0.21
CHAN	43.8° N	124° E	0.41	35.0°	1.4–1.6
STK2	43.5° N	142° E	0.25	19.7°	0.14–0.41

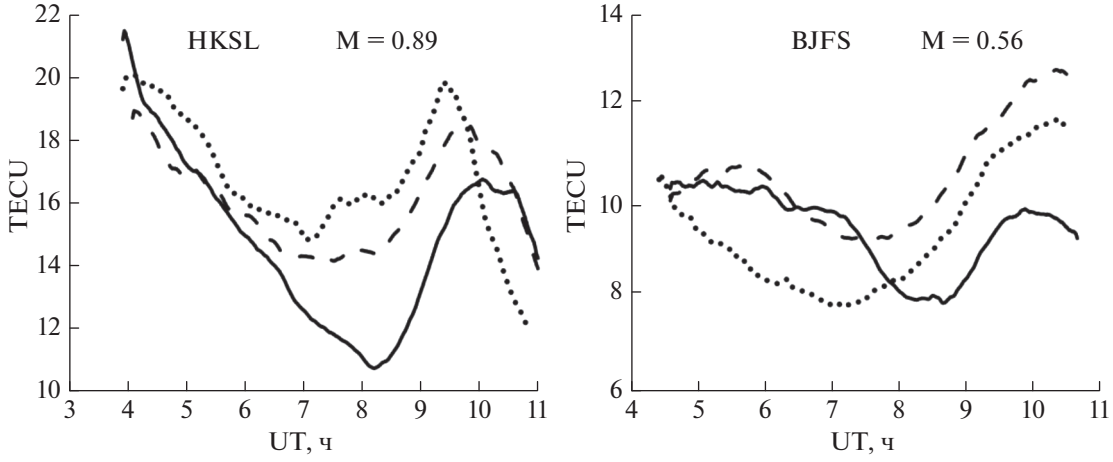


Рис. 4. Проявление эффекта затмения вдоль пролета спутника № 6 на станциях HKSL (22.4° N, 113.9° E) и BJFS (39.4° N, 115.9° E) для 21 июня (сплошная линия) и контрольных дней 20 и 22 июня 2020 г. (точки и штрихи соответственно).

менно́е изменение TEC вдоль пролета спутника с контрольным днем. Естественно ожидать, что главным фактором, определяющим величину депрессии, является магнитуда затмения рис. 4.

На рисунке 5 представлена статистика зависимости амплитуды депрессии ΔTEC от магнитуды затмения. В среднем величина депрессии хорошо укладывается в линейную зависимость. В то же время наблюдается разброс ΔTEC для одной и той же величины магнитуды. Коэффициент корреляции составил 0.78 (R). Для среднеширотного затмения 20 марта 2015 г., также выявлена линейная зависимость ΔTEC от магнитуды [Hoque et al., 2016; Шагимуратов и др., 2018], но при этом коэффициент корреляции превышал 0.91. Это различие в коэффициенте корреляции свидетельствует о том, что в низких широтах на величине депрессии TEC, по-видимому, сказывается экваториальная аномалия.

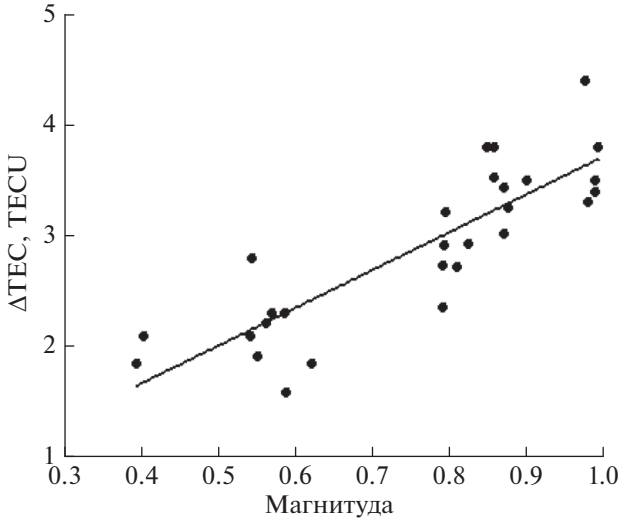


Рис. 5. Зависимость амплитуды депрессии от магнитуды затмения.

Уравнение регрессии для амплитуды описывается следующим соотношением:

$$\Delta TEC = 3.19M + 0.68;\ R = 0.781.$$

3.3. Задержка отклика TEC на затмение

Временна́я задержка отклика TEC на затмение имеет большое значение для анализа физических процессов в ионосфере. Задержка (τ) определялась как временно́й интервал между моментом максимальной фазы затмения и временем, когда явно выделялся минимум значения TEC в конкретной точке вдоль пролета спутника. На рисунке 6 показана статистика зависимости времени задержки от магнитуды затмения применительно к индивидуальным пролетам спутника над станциями наблюдения.

Из рисунка следует явно выраженная линейная зависимость задержки τ от магнитуды затмения, коэффициент корреляции достигает 0.93, задержка варьируется от нескольких до десятков минут. Эти значения согласуются с величинами, полученными в работах [Ding et al., 2010; Jakowski et al., 2008d], том числе для полного солнечного затмения 17 августа 2017 г. над Америкой [Cherniak and Zakharekova, 2018].

Уравнение регрессии для задержки описывается следующим соотношением:

$$\tau = -51.68M + 54.55;\ R = 0.926.$$

3.4. Зависимость отклика TEC от широты

Малое количество станций в регионе и их пространственное распределение не позволило про-

вести статистически значимый анализ широтной зависимости отклика на затмение. Нам удалось выделить три пролета, для которых в точке максимума отклика магнитуда затмения была приблизительно равной, а разница в широтах была ощутимой. Результаты анализа представлены в табл. 3.

Из анализа следует, что амплитуда отклика TEC уменьшается к низким широтам.

Как показали Ding et al. [2010], для полного солнечного затмения 22 июля 2009 г. в восточной Азии на широтах 26° N–36° N (магнитные широты 15° N–25° N) наблюдалось увеличение амплитуды TEC с понижением широты. С другой стороны, Le et al. [2008, 2009, 2010], анализируя широтный отклик на затмения, выявил, что эффект затмения в низких широтах меньше, чем на средних широтах. Это можно объяснить, в частности, тем, что при выключении источника ионизации рекомбинационные процессы в условиях высокой плотности нейтральной составляющей более эффективны в низких широтах. Этот вопрос требует дальнейших исследований.

3.5. Особенности проявления кольцеобразного затмения

Выключение солнечной радиации во время затмения соответствует уменьшению фотоионизации до уровня ночных условий. Вышестоящий анализ затмения 21 июня 2020 г. показывает, что существенных отличий данного затмения от обычных полных затмений не выявлено. В то же время, для кольцеобразных затмений остаточная радиация сохраняется и во время полного покрытия Луной диска Солнца. Это обстоятельство должно сказаться на абсолютном уровне депрессии TEC. С этой целью мы анализировали соотношение между ночной величиной TEC_H и абсолютной величиной TECз во время затмения: $K = TEC_З/TEC_{H.}$ Мы сравнивали поведение коэффициента K для полного солнечного затмения 17 августа 2017 г. над Америкой и обсуждаемого кольцеобразного затмения над азиатским регионом.

В таблице 4 представлены данные о коэффициенте K для станций BSMK, NEGO, CN15 американского затмения и станций HKSL, TCMS, JFNG азиатского кольцеобразного затмения. Результаты представлены для станций, где наблюдалась максимальная фаза затмения. Для обоих событий

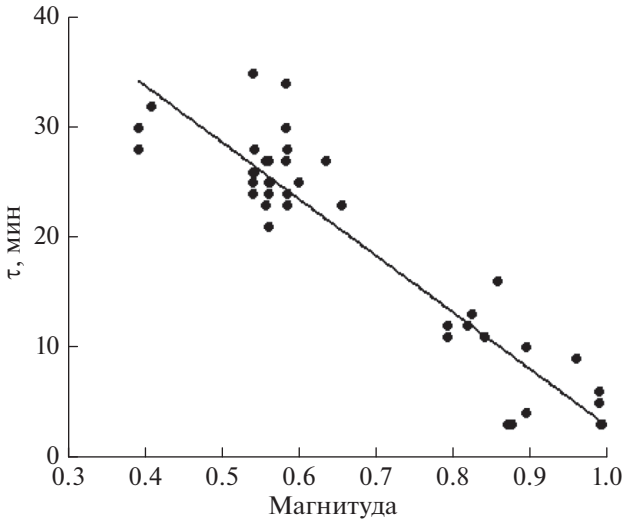


Рис. 6. Зависимость задержки отклика TEC от магнитуды затмения.

затмение приходилось на околополуденное местное время. Коэффициент K в 2–3 раза больше для кольцеобразного затмения, т.е. глубина депрессии TEC для этого события существенно меньше. Эти результаты косвенно свидетельствует о влиянии на величину депрессии остаточной солнечной радиации в случае кольцеобразного затмения.

3.6. Пространственно-временна́я динамика TEC во время затмения

Для получения картины пространственно-временно́го распределения TEC мы проанализировали глобальные карты в формате IONEX лаборатории UPC (Universitat Politècnica de Catalunya). Отличительной особенностью данных карт TEC является 15-минутное разрешение.

Сравнение карт TEC в день затмения и средними значениями за14 дней показало, что депрессия TEC заметно проявлялась с 06 UT на долготах более 60°–70° E и увеличивалась к востоку. Широтная картина депрессии явно проявилась с широт 35°–40° N и увеличивалась к экватору в соответствии с поведением магнитуды затмения.

На рисунке 7 показаны дифференциальные карты между значениями TEC в день затмения (06:00–08:45 UT) и средними значениями за 14 сут. Движение максимальной депрессии TEC доста-

Таблица 3. Широтное проявление затмения

Станция	№ спутника	Широта	Долгота	Магнитная широта	Магнитуда	ΔTECU
HKSL	17	19.8° N	117° E	10.46° N	0.86	2.25
TCMS	6	27.3° N	127° E	25.14° N	0.87	3.56
JFNG	6	32.5° N	166° E	23.01° N	0.79	3.50

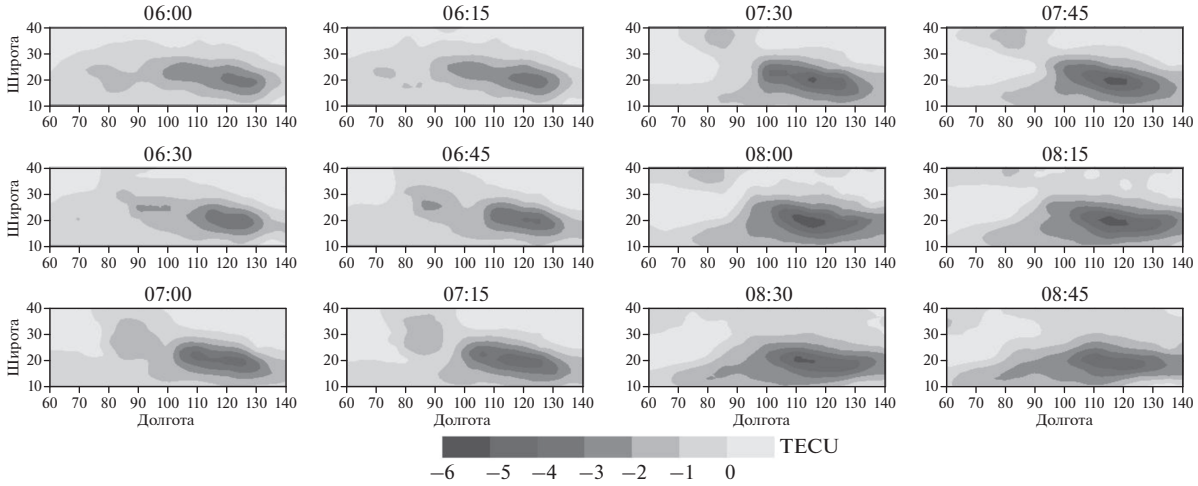


Рис. 7. Дифференциальные карты TEC.

точно хорошо согласуется с траекторией движения и положением полной фазы затмения на земле. Максимальная величина депрессии составила ~6 TECU, что в целом несколько меньше по сравнению с ранее полученными данным для затмения 22 июля 2009 г. [Tsai and Liu, 1999; Ding et al., 2010; Kumar et al., 2013].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Был проведен анализ отклика TEC на кольцеобразное затмение 21 июня 2020 г. Анализ касался эффектов, которые наблюдались в юго-восточной Азии. Солнечное затмение началось в 04:47:45 UT в Африке, продвигалось в восточном направлении, прошло Китай и закончилось в акватории Тихого океана в 08:32:17 UT. Максимальная магнитуда затмения достигала M ~ 0.98 и приходилась на послеполуденное местное время. Геомагнитная обстановка оставалась спокойной.

Анализ показал следующее.

– Задержка отклика TEC относительно максимума затмения достигала от нескольких минут до десятков минут и имела линейную зависимость от магнитуды затмения. Коэффициент корреляции превысил 0.93.

– Максимальная амплитуда отклика TEC, по данным индивидуальных пролетов, линейно зависит от магнитуды затмения и достигает –5 TECU. Коэффициент корреляции достигает 0.78.

– Выявлена особенность проявления кольцеобразного затмения в вариациях полного электронного содержания. Для кольцеобразного затмения отношение величины TEC во время затмения к ночному уровню больше, чем для обычного полного затмения. Это может быть обусловлено влиянием остаточной солнечной радиации.

– Выявлена тенденция уменьшения амплитуды отклика TEC с понижением широты.

– Дифференциальные карты TEC демонстрируют существенные изменения пространственно-временно́й динамики депрессии TEC в день затмения по сравнению с контрольным периодом. Карты показывают широтную, долготную и зависимость от локального времени депрессии TEC во время затмения на экваториальных широтах. Движение максимальной депрессии TEC хорошо согласуется с траекторией движения и положением полной тени затмения на земле.

Таблица 4. Сравнение эффектов Американского полного затмения 17 августа 2017 г. и кольцеобразного затмения 21 июня 2020 г.

Станция	Долгота, град	Широта, град	Магнитуда затмения	**K**
BSMK	100° W	46.4° N	0.86	2.2–2.5
NEGO	100° W	40.4° N	0.99	2.1–2.4
CN15	78.4° W	26.2° N	0.90	1.9–2.0
HKSL	114° E	22.4° N	0.89	6–8
TCMS	121° E	24.7° N	0.95	6–7
JFNG	114° E	30.5° N	0.86	3–4

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 19-05-00570.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Шагимуратов И.И., Черняк Ю.В., Захаренкова И.Е., Тепеницына Н.Ю., Радиевский А.В., Ефишов И.И., Якимова Г.А.* Использование навигационной системы ГЛОНАСС для ионосферных исследований // Хим. физика. Т. 34. № 10. С. 25–32. 2015.

– *Шагимуратов И.И., Черняк Ю.В., Захаренкова И.Е., Якимова Г.А., Тепеницына Н.Ю., Ефишов И.И.* Интеренет-сервис по созданию GPS/ГЛОНАСС карт полного электронного содержания ионосферы для Европейского региона // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 13. № 1. С. 197–209. 2016.

– *Шагимуратов И.И., Якимова Г.А., Тепеницына Н.Ю., Ефишов И.И., Колтуненко Л.М.* Эффект солнечного затмения 20 марта 2015 г. в полном электронном содержании над Европой // Хим. физика. Т. 37. № 5. С. 84–92. 2018.

– *Afraimovich E.L., Palamartchouk K.S., Perevalova N.P., Chemukhov V.V., Lukhnev A.V., Zalutsky V.T.* Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9, 1997, as deduced from GPS data // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 4. P. 465–468. 1998.

– *Afraimovich E.L., Kosogorov E.A., Lesyuta O.S.* Effects of the August 11, 1999 total solar eclipse as deduced from total electron content measurements at the GPS network // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 64. P. 1933–1941. 2002.

– *Baran L.W., Efishov I.I., Shagimuratov I.I., Ivanov V.P., Lagovsky A.F.* The response of the ionospheric total electron content to the solar eclipse on August 11, 1999 // Adv. Space Res. V. 31. № 4. P. 989–994. 2003.

– *Cherniak I., Zakharenkova I.* Ionospheric Total Electron Content response to the Great American Solar Eclipse of 21 August 2017 // Geophys. Res. Lett. V. 45. № 3. P. 1199–1208. 2018.

– *Coster A.J., Goncharenko L., Zhang S.-R., Erickson P.J., Rideout W., Vierinen J.* GNSS observations of ionospheric variations during the 21 August 2017 solar eclipse // Geophys. Res. Lett. V. 44. № 24. P. 12041–12048. 2017.

– *Ding F., Wan W., Ning B. et al.* GPS TEC response to the 22 July 2009 total solar eclipse in East Asia // J. Geophys. Res. V. 115. N A7. 2010.

– *Farges T., Le Pichon A., Blanc E., Perez S., Alcoverro B.* Response of the lower atmosphere and the ionosphere to the eclipse of August 11, 1999 // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 65. P. 717–726. 2003.

– *Hoque M.M., Wenzel D., Jakowski N. et al.* Ionospheric response over Europe during the solar eclipse of March 20, 2015 // J. Space Weather Space Clim. V. 6. № A36. 2016.

– *Jakowski N., Stankov S.M., Wilken V. et al.* Ionospheric behaviour over Europe during the solar eclipse of 3 October 2005 // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 70. № 6. P. 836–853. 2008.

– *Krankowski A., Shagimuratov I.I., Baran L.W., Yakimova G.A.* The effect of total solar eclipse of October 3, 2005, on the total electron content over Europe // Adv. Space Res. V. 41. № 4. P. 628–638. 2008.

– *Kumar S., Singh A.K., Singh R.P.* Ionospheric response to total solar eclipse of 22 July 2009 in different Indian regions // Ann. Geophysicae. V. 31. № 9. P. 1549–1558. 2013.

– *Le H., Liu L., Yue X., Wan W.* The mid-latitude F2 layer during solar eclipses: observations and modeling // J. Geophys. Res. V. 113. № A8. 2008.
https://doi.org/10.1029/2007JA013012

– *Le H., Liu L., Yue X., Wan W., Ning B.* Latitudinal dependence of the ionospheric response to solar eclipses // J. Geophys. Res. V. 114. № A7. 2009.
https://doi.org/10.1029/2010JA0156090

– *Le H., Liu L., Ding F. et al.* Observations and modeling of the ionospheric behaviors over the east Asia zone during the 22 July 2009 solar eclipse // J. Geophys. Res. V. 115. № A10. 2010.
https://doi.org/10.1029/2010JA0156090

– *Momani M.A., Yatim B., Mohd Ali M.A.* Ionospheric and geomagnetic response to the total solar eclipse on 1 August 2008 over Northern Hemisphere // J. Geophys. Res. V. 115. № A8. P. 2010.

– *Rishbeth H.* Eclipse effects in the ionosphere // Nature. V. 226. P. 1099–1100. 1970.

– *Tsai H.F., Liu J.Y.* Ionospheric total electron content response to solar eclipses // J. Geophys. Res. V. 104. № A6. P. 12668–12657. 1999.

– *Wu C., Ridley A.J., Goncharenko L., Chen G.* GITM-Data comparisons of the вepletion and ynhancement during the 2017 Solar Eclipse // Geophys. Res. Lett. V. 45. № 8. P. 3319–3327. 2018.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 661–671

УДК 550.384

ДВУХВЕКОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И СТАТИСТИКА ВРЕМЕН ВАРИАЦИЙ ЭНЕРГИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2021 г. С. В. Старченко[1, *], С. В. Яковлева[1, **]

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

**e-mail: sstarchenko@mail.ru*

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

Поступила в редакцию 04.07.2020 г.
После доработки 16.05.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Исследуемые двухвековые эволюции интегральной энергии и мощности наблюдаемого потенциального геомагнитного поля позволяют определить времена вариаций как отношения энергии к мощности. Используя экспоненты как базовые функции, мы статистически анализируем ежегодные времена вариаций, которые в основном порядка тысячи лет и соответствуют убыванию энергии. Это согласуется с наблюдаемыми гармоническими/васцилляционными вариациями, моделями геодинамо и древнего поля. Доминирует резкое уменьшение энергии с почти дискретным 5-ти вековым, но вообще говоря, локально непрерывным и бимодальным спектром с максимумами – 480 и 2400 лет. Для оценки электропроводимости ядра Земли экстремальные времена вариаций соотносятся с инверсиями и диффузией.

DOI: 10.31857/S0016794021050138

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемые вариации генерируемого в ядре Земли Главного магнитного поля имеют характерные гармонические периодичности, превышающие десять лет, поскольку геодинамо процессы с меньшими временами практически полностью (за исключением малоизученных эффектов типа джерков) экранируются слабо электропроводящей мантией.

Перечислим всевозможные времена вариаций и их природу, следуя общепринятым результатам и терминологиям (далее взяты в кавычки) известных работ [Начасова и Пилипенко, 2019; Gillet et al., 2015a; Решетняк, 2015; Старченко и Иванов, 2013; Старченко, 2011; Бурлацкая, 2007; Jackson et al., 2000; Петрова и др., 1992; Ротанова, 1989; Яновский, 1978; Брагинский, 1974, 1972]. Представленная выборка, безусловно, никоим образом не исчерпывают всего многообразия работ по этой тематике, но, надеемся, что она является, достаточно репрезентативной для ясного выделения наших новых результатов.

Самые кратковременные вариаций – “крутильные колебания” – генерируются, по представлениям вышеупомянутых авторов, в приповерхностных слоях ядра вблизи границы ядро-мантия. К классу крутильных колебаний относят вариации с весьма грубо определяемыми гармоническими периодами преимущественно от нескольких десятков и изредка – до ста лет.

“Вековые” вариации “основного спектра” характеризуются примерно дюжиной дискретных и еще более грубо определяемых гармонических периодов в несколько сотен и несколько тысяч лет. Они, по утверждениям практически всех известных нам авторов, являются главной частью геомагнитного динамо, отражая его принципиальную неустойчивость, а их природа преимущественно рассматривается в рамках “МАК-волн” Брагинского.

Вариации с периодами большими периода “собственного колебания геодинамо” (порядка нескольких десятков тыс. лет), считаются наведенными со стороны внешних по отношению к ядру оболочек и в основном отражают процессы тепломассопереноса, происходящие в нижней мантии.

По представлениям вышеперечисленных авторов, геомагнитное поле преимущественно можно представить в виде суперпозиции гармонических колебаний различной продолжительности (или частоты). В связи с этим, определение его частотно-временны́х характеристик всегда являлось актуальной задачей, которая решалась с использованием различных математических методов. Чаще использовались традиционные мето-

ды, основанные на Фурье-анализе, а реже – на методе максимальной энтропии, корреляционных методах и вейвлет-анализах. Вместе с тем, нам неизвестны работы, однозначно и с удовлетворительной точностью определяющие относительную важность или статистический вес всех вышеперечисленных гармонических периодов по сравнению с характерными негармоническими или трендовыми временами. Поэтому первоочередной целью этой работы является определение наиболее статистически значимых для геодинамо характерных времен и соотнесение их с трендовыми и гармоническими процессами.

Наиболее же, на наш взгляд, существенным ограничением общепринятых и по сути гармонических методик исследования геомагнитного частотно-временно́го спектра является принципиальная невозможность изучения времен вариаций, превосходящих длину исследуемых временны́х рядов. В серии работ [Starchenko & Yakovleva, 2018, Старченко и Яковлева, 2018, 2019а, 2019б] был представлен оригинальный подход к описанию временны́х рядов, дополняющий известные анализы в определении временны́х характеристик рассматриваемого ряда. В качестве естественной частотной меры предлагалось отношение временно́й вариации значений ряда к самому значению, что эквивалентно логарифмической производной или удельной вариации. По сравнению с традиционными анализами, базирующимися на разложении Фурье, преимущество нашего анализа удельных вариаций в возможности грубо оценивать характерные времена, превышающие длину ряда. Предлагаемый анализ был успешно апробирован Старченко и Яковлевой [2019а] на ряде значений энергии потенциального геомагнитного поля из IGRF модели 1900–2020. (http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html). К сожалению, модель IGRF оказалась не лучшим выбором вследствие ее большой пятилетней дискретности и несовершенстве определения СГ коэффициентов высоких степеней. Особо нуждаются в объяснении скачки во временны́х вариациях в период 1945–1955 гг. Подобное необычное поведение было отмечено и ранее в работе [Wen-yao Xu, 2000].

До сих пор остающаяся самой признанной исторической моделью модель gufm1 [Jackson et al., 2000] охватывает 400 лет (с 1590 по 1990). Она опирается на большое количество исторических наблюдений склонения и небольшое количество измерений наклонения, которые, в основном, производились на судах в навигационных целях. Подобные (еще см. [Бондарь и др., 2002]) непрерывные сферические гармонические модели геомагнитного поля позволяют предсказывать любую компоненту поля в любой точке земной поверхности и в любой момент. Слабым местом исторических моделей является то, что ранее 1840 г. они основываются только на наблюдениях направлений магнитного поля, так как до этого времени прямые наблюдения интенсивности не производились. Использование исключительно наблюдений направлений обеспечивает задание морфологии поля, но не дает представления об его модуле определяющем энергию. В gufm1 осевой диполь с 1590 по 1840 представлен линейным трендом 1840–1990 гг., но вековой ход изменяется значительно с 1840 г., и нет причины предполагать, что он был столь постоянным в более ранние времена.

В данной работе мы взяли за основу одну из наиболее успешных глобальных геомагнитных моделей COV-OBS.x1 [Gillet et al., 2013, 2015b]. Эта модель основана на стохастическом подходе, который интегрирует через функции ковариации времени некоторую предварительную информацию о временно́й эволюции геомагнитного поля. Модель 1840–2020 гг., имеет дискретность полгода и основана на обсерваторских и спутниковых наблюдениях. Временны́е ряды сферических гармонических коэффициентов определяются в результате реализации непрерывного и дифференцируемого стохастического процесса. Эта модель отличается от регуляризованных моделей поля тем, что информация, содержащаяся в наблюдениях, дополняется стохастической априорной информацией, полученной из временны́х спектров геомагнитных рядов согласно Gillet et al. [2013].

Уже несколько десятилетий формально известная интегральная энергия потенциальной части наблюдаемого Главного геомагнитного поля E представляется наиболее адекватной для исследования глобальных временны́х вариаций наблюдаемого поля и скрытого от наблюдателя геодинамо. Мы используем E далее в нашей интерпретации из статьи [Старченко и Яковлева, 2019а], которая, по-видимому, как это не покажется странным, впервые инициировала подобные вариационные исследования. Будем признательны, если рецензенты или/и читатели укажут нам более ранние работы в этом направлении.

2. ЭВОЛЮЦИЯ, БАЗА, ВРЕМЕНА И ПЕРИОДИЧНОСТИ

Исходя из общеизвестной изначальной линейности (по магнитному полю) уравнения магнитной индукции, эволюционное уравнение для рассматриваемой здесь интегральной энергии E наблюдаемого потенциального геомагнитного поля запишем в простейшем виде:

$$dE/dt = 2\acute{\omega}E. \quad (1)$$

Здесь $\acute{\omega}$ – эффективный градиент скорости течения (точнее – разница между эффектами роста энергии и эффектами ее подавления) в ядре Земли, который генерирует ($\acute{\omega} > 0$) или подавляет ($\acute{\omega} < 0$) соответствующие геомагнитные поля, а 2

появляется из-за того, что энергия E пропорциональна квадрату поля. Вообще говоря, ώ является оцениваемой из прямых наблюдений или долговременных моделей функцией времени t, но если на достаточно коротком интервале посчитать его постоянным, то получим базовый сигнал в виде

$$E = C\exp(t/T) \quad (2)$$

с экспоненциальным временем вариации

$$T \equiv E/(\mathrm{d}E/\mathrm{d}t) = 1/(2\acute{\omega}) = \mathrm{const}. \quad (3)$$

Далее мы используем такие кусочно-экспоненциальные функции как базовые при анализе времен вариаций T, определяемых формулами (1)–(3). При этом, по сравнению с анализами, базирующимися на гармонических функциях, мы имеем преимущество в возможности определения трендовых тенденций, существенно превышающих длину исследуемого ряда. Еще одно значимое преимущество – возможность раздельного изучения процессов роста и подавления, которые различаются знаком времен T.

Основной недостаток – неизбежное появление разрывов там, где производная E или мощность $P = \mathrm{d}E/\mathrm{d}t$ обнуляются. Впрочем, грамотное отделение подобных разрывов может дать дополнительную информацию об их физической природе, статистических и периодических свойствах. Так же, на первый взгляд, выглядит несколько проблематично то, что при таком выборе экспоненциальных функций в качестве базовых, мы получаем разрывы производной в местах “стыковки” соседних интервалов с постоянными временами T. Однако это обстоятельство не является для нас существенным, поскольку мы тут интересуемся не местами сочленений этих интервалов, а исключительно самими T, которые, как далее будет очевидно, определяются преимущественно с приемлемой точностью.

На рисунке 1 представлены эволюции 1840–2020 гг. энергии E и мощности P. Они были построены, исходя из коэффициентов Гаусса модели COV-OBS.x1 [Gillet et al., 2013, 2015b]. Основной вклад в энергию E вносят три первых дипольных коэффициента, которые всюду определяются с суммарной погрешностью меньше 0.1%. Производная же (или P) определяется соответствующими производными от первых 15-ти коэффициентов Гаусса (диполь, квадруполь и октуполь [Старченко и Яковлева, 2019a]) с суммарной ошибкой менее процента от среднеквадратичных величин. Таким образом, заключаем, что относительная суммарная погрешность в определении T из (3) не превышает одного процента от среднеквадратичных величин. При этом в моменты, когда модуль P очень мал, относительная погрешность в определении T может резко возрасти, а при $P = 0$ она неопределенна. Поэтому вполне оправданно выделять или даже отбрасывать соответствующие экстремальные значения T для адекватного анализа остальных значений.

Начнем с анализа эволюции в рамках максимально протяженных интервалов с базово постоянными T из (3). Первый максимум и места обнуления P разбивают эволюцию E на 4 эпохи, которые приближаются экспонентами (Э – русскоязычная приставка “экза” из СИ, соответствующая множителю 10^{18}, в конце – погрешность):

$$\begin{cases} E = 136\exp(-t/637)\ \text{ЭДж},\ 1840 < t < 1903,\ 2\% \\ E = 28.6\exp(-t/1342)\ \text{ЭДж},\ 1904 < t < 1931,\ 3\% \\ E = 3.22\exp(t/2564)\ \text{ЭДж},\ 1932 < t < 1955,\ 2\% \\ E = 19.9\exp(-t/1818)\ \text{ЭДж},\ 1956 < t < 2020,\ 2\%. \end{cases} \quad (4)$$

Отношения энергий к мощностям дают постоянные на каждом интервале времена

$$T \equiv E/P \Rightarrow T_1 = -637,\ \ T_2 = -1342,\ \ T_3 = 2564,\ \ T_4 = -1818. \quad (5)$$

Здесь – T_1 для 1-й (слева на рис. 1) линии и т.д. до 4-й в годах.

Для более точных оценок аналогичные вариационные времена (далее просто – времена) получены нами в каждый год по определяющей формуле из (3). Эволюция этих времен представлена на рис. 2, где используется 180 квадратичных аппроксимаций параболами по искомой ежегодной точке и ее двум полугодовым соседним.

Соответствующие (4–5) экспоненты отображаются горизонтальными линиями. Самоочевидна содержательность такого представления, которое разбивает эволюцию на сравнительно длительные (десятилетия) эпохи, перемежающиеся краткими (несколько лет) гиперболическими T-переходами у экстремумов или точек перегиба энергии. Соответствующий дискретный спектр изображен на врезке рис. 2 в виде функции распределения вероятностей F, состоящей из дельта-функций. Это позволяет определить среднее T_a и медианное T_m значения T по очевидным формулам (в годах):

$$T_\mathrm{a} = (-1818\times 65 - 1342\times 27 - 637\times 64 + 2564\times 24)/180 = -742,$$
$$T_\mathrm{m} = (-1342\times 27 - 637\times 64)/91 = -846. \quad (6)$$

Здесь целыми числами указаны количества равновероятных реализаций для каждой линии.

Для сравнения наших подходов с наиболее массовыми исследованиями рассмотрим гармонический сигнал или базовую функцию $\sin(2\pi t/T_\mathrm{h})$, которую для оценки ее среднего значения проинтегрируем на интервале монотонности от 0 до $T_\mathrm{h}/4$ и получим $T_\mathrm{h}/2\pi$. Такой же интеграл от производной этого гармонического сигнала даст 1. Соответственно отношение средней величины эталонного гармонического сигнала к средней

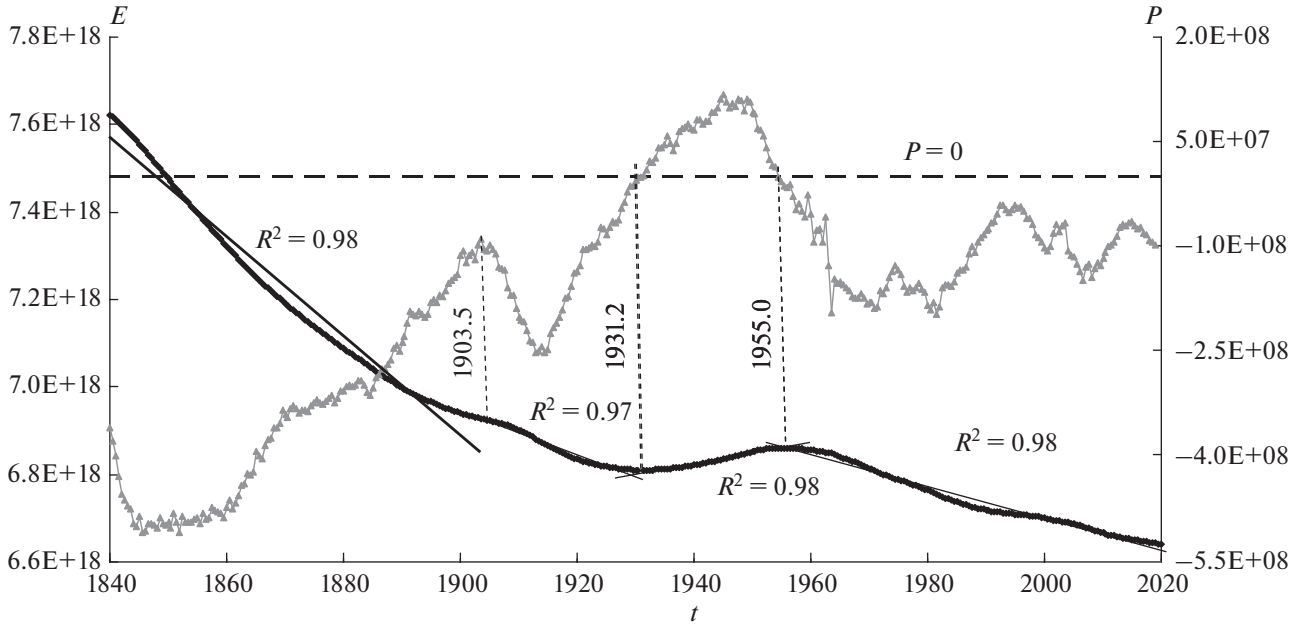


Рис. 1. Эволюция энергии (темная) и мощности (серая) потенциального геомагнитного поля по модели [Gillet et al., 2015b]. Вертикальная ось слева для энергии E в Дж, а справа – для мощности P в Вт. Горизонтальная пунктирная линия нулевой мощности соотносится с локальными экстремумами E (вертикальные пунктиры). Эти экстремумы E и максимум P(1903.5) выделяют 4 эпохи, которые с хорошей точностью аппроксимируем экспонентами из (4), а также указана величина достоверности аппроксимации R^2.

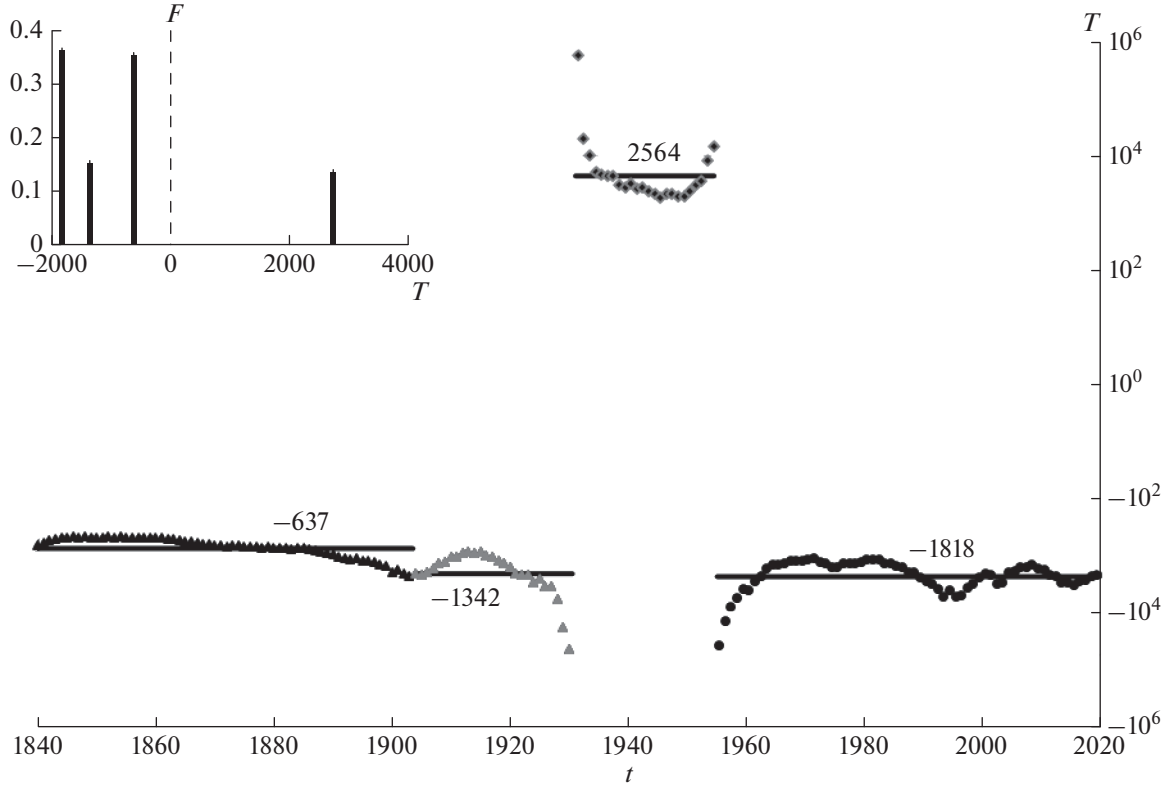


Рис. 2. Эволюция вариационных времен T в годах из определяющей формулы (3) при квадратичных аппроксимациях на каждом (из 180-ти) ежегодном значении и двух соседних полугодовых. На горизонтальных линиях указаны значения констант при экспоненциальной аппроксимации (2) для четырех эпох в соответствии с (4). Во врезке приведен соответствующий дискретный спектр в виде функции распределения вероятностей F, состоящей из дельта-функций.

величине его производной дает $T_h/2\pi$, которое естественно отожествить с исследуемым тут T и отсюда

$$T_h = 2\pi T. \quad (7)$$

Таким образом, полученные нами вариационные времена T примерно в 2π раз, меньше соответствующих им чисто гармонических периодов, используемых в Фурье, вейвлет и прочих анализах, основанных на гармонических функциях. Разумеется, если они вообще возможны.

Рассмотрим и наиболее характерный для непосредственных наблюдений, геодинамо, археомагнитных и палеомагнитных исследований [Начасова и Пилипенко, 2019; Morzfeld and Buffett, 2019; Jackson et al., 2000; Constable and Parker, 1988; Брагинский, 1974] "васцилляционный" сигнал

$$E = E_0(1 + \varepsilon\sin(2\pi t/T_v)). \quad (8)$$

Здесь ε – малое положительное число, а E_0 и T_v константы. Интеграл (8) от 0 до $T_v/4$ оценим как $E_0T_v/4$, пренебрегая малым членом ~ε. Такой же интеграл от производной (8) равен $E_0\varepsilon$. Отношение этих интегралов приравняем к T по определению (3), что в результате дает:

$$T_v = 4\varepsilon T. \quad (9)$$

Это соотношение будет нами использовано в оценках свойств геодинамо далее в разделе 4.

Независимым образом подобную (7) или (9) локальную периодичность, или точнее – полупериодичность в 24 г., оценим из рис. 2 по интервалу между двумя разрывами во временах T, которые соответствуют экстремумам энергии E. Соответственно, полный период составит 48 лет. Это период для энергии, которая пропорциональна квадрату модуля магнитного поля B^2. Поэтому само поле будет иметь удвоенный период в 96 лет, поскольку

$$2B^2/(\partial B^2/\partial t) = B/(\partial B/\partial t). \quad (10)$$

Эти 96 лет замечательным образом согласуется с самой семантической сущностью общепринятого термина – "вековые вариации".

3. СТАТИСТИКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

На рисунке 3 представлены все 180 ежегодных реализаций (на середину годового интервала), полученных нами для времен (3) и расположенных подряд от меньшего значения к большему. Они далее будут интерпретироваться как T_i, с i от 1 до 180 = I. Статистические свойства этих времен мы интерпретируем как на временах менее или порядка 180 лет, так и на более длительных эпохах. В первую очередь мы основываемся на трендовой функции (2), а для квазипериодических процессов, возможно, работает представляющаяся вполне правдоподобной, гипотеза приблизительного фрактального повторения или подобия "в малом" или "коротко" для временно́й статистики.

Важнейшей, на наш взгляд, статистической характеристикой является медианное время MED = = –1175 лет, которое, по-видимому, соответствует наиболее вероятному или наиболее статистически значимому времени. Соответственно энергия более всего стремиться уменьшится в e раз за эти 1176 лет, следуя (3). Если отложить по 37.5% влево и вправо от MED по числу реализаций, то получим 75% доверительный интервал с краями на –3400 и –470 лет. Поэтому доминирует трендовое уменьшение величины энергии с временами порядка времен скоростей дрейфа наиболее крупных магнитных неоднородностей, а детальнее природа геодинамо и соответствующих древних полей – в следующем разделе.

Для нас поразительно в этой работе то, что между временами $MAX_- = -465$ лет и $MIN_+ = +1855$ лет нет ни одной реализации! Еще поразительней становится, если вспомнить, что в соответствии с нашей формулой (10) эти времена должны быть удвоены для геомагнитного поля. Если же говорить о традиционных гармонических колебаниях, то для получения их характерного периода наши времена T_i должны быть, как минимум, утроены, а вероятно, и вовсе увеличены в шесть и более раз, следуя (7), поскольку каждое T_i изначально соответствуют интервалу монотонного изменения. С другой стороны, возможно, все не так драматично, поскольку этот интервал может быть существенно сужен, если доминирует не гармонический, а васцилляционный режим, подобный (9).

Лишь 13.3% реализаций на рис. 3 соответствуют росту энергии, что позволяет оценить частичную или локальную *негармоническую* периодичность с полупериодом энергии около (0.133 × 180=) 24-х лет и согласующимся с предыдущим разделом периодом поля около 96-ти лет. Полупроцентную же по вероятности реализации экстремальную величину $MAX = T_{180} = +590$ тыс. лет естественно отождествить со средним временем между инверсиями. А суммарная однопроцентная вероятность реализации экстремальных отрицательных $T_1 = -44$ и $T_2 = -38$ тыс. лет хорошо согласуется со временами магнитной диффузии или, говоря традиционно, – с "собственным колебанием геодинамо". Все эти отожествления будут детальнее исследованы в следующем разделе.

Необходимые для дальнейших статистических оценок средние величины должны быть основаны на определенном виде усреднения. В таблице 1 со сводными статистическими результатами представлено как обычное усреднение, так и наше – преобразованное. При этом обычное или арифметическое усреднение выдает огромные разбросы

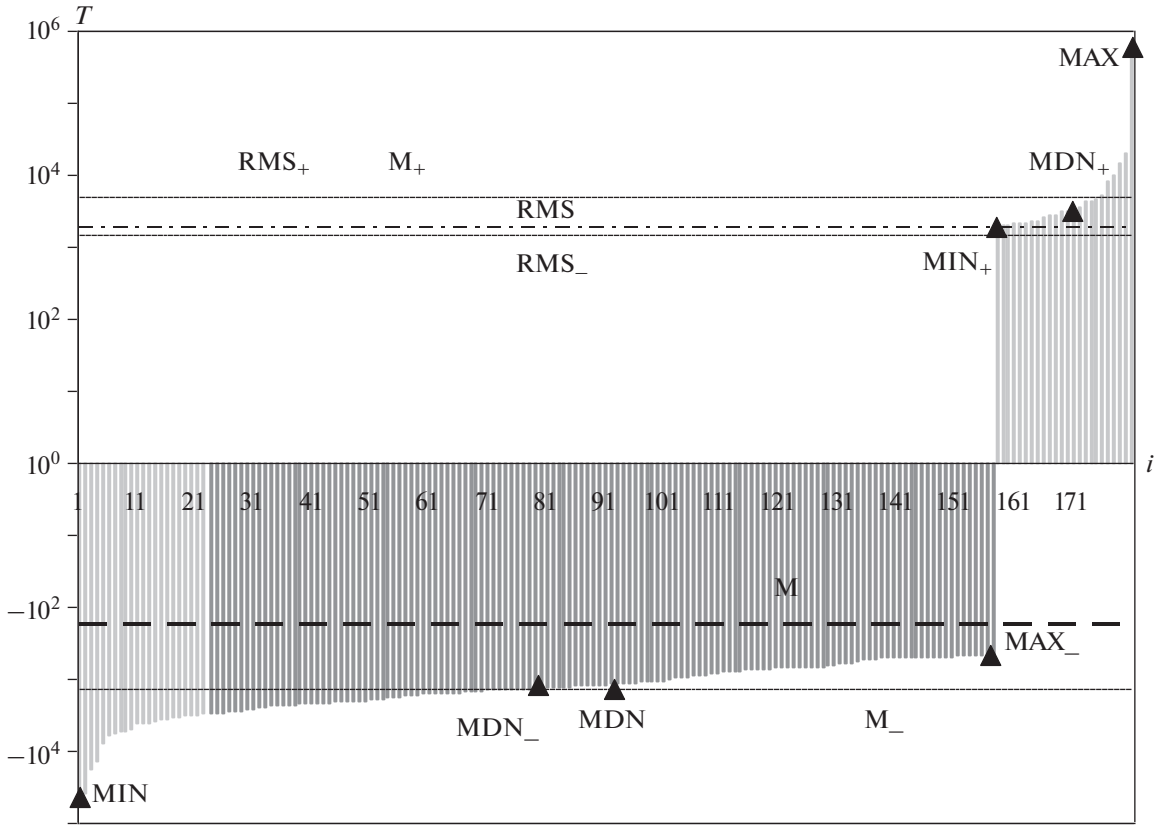


Рис. 3. Статистика мгновенных экспоненциальных времен (3), расположенных подряд от меньшего значения к большему. Значения в годах отложены по вертикальной оси, а соответствующие номера их реализации – по горизонтальной оси. Доверительный 75% интервал с центром на медианном значении MDN выделен затемнением. Обозначения обобщенных статистических величин соответствуют обозначениям из табл. 1. Значки "+" и "−" рядом с обозначениями обобщенных статистических величин обозначают принадлежность к положительным или отрицательным реализациям.

исследуемых времен, которые явно свидетельствуют о большом отличии их статистических свойств от нормальных распределений Гаусса для случайных величин.

В качестве основы нашего преобразованного усреднения мы используем геометрическое усреднение, которое модифицируем с учетом наличия отрицательных и положительных времен. Для

Таблица 1. Основные статистические параметры времен вариаций T_i

Диапазон T_i	Количество реализаций	Минимум, медиана, максимум			Усредненные величины обычные/преобразованные		
		MIN	MDN	MAX	CV = σ/M × × 100 (%)	M	RMS
Все	180	−43790	−1176	592198	2353 / −105	1889 / −174	44364 / 1738
$T_i > 0$	24	1855	3127	592198	401 / 14	29309 / 4571	121055 / 5012
$T_i < 0$	156	−43790	−1347	−464.8	209 / 11	−2329 / −1380	5393 / 1479
Без крайних групп	156	−3975	−1176	3124	−14 / −67	−1140 / −382	1739 / 1293

Таблица 2. Статистические параметры групп по 12 реализаций в каждой

Группа	MIN	MDN	M	MAX	RMS	σ	CV(%)	f(T)
I	−43790.35	−5749.35	−13090.8	−4052.25	18560.69	13158	−100.51	1.68E-06
II	−3974.87	−3291.28	−3372.03	−2996.12	3386.36	311.24	−9.23	6.81E-05
III	−2933.01	−2545.52	−2565.98	−2264.44	2576.90	237.01	−9.24	9.97E-05
IV	−2248.43	−2124.24	−2112.23	−1983.36	2113.41	70.63	−3.34	2.52E-04
V	−1965.06	−1771.18	−1777.93	−1607.51	1782.37	125.68	−7.07	1.86E-04
VI	−1599.15	−1477.37	−1490.10	−1384.72	1492.03	75.80	−5.09	3.11E-04
VII	−1380.63	−1347.01	−1330.99	−1253.04	1331.59	40.18	−3.02	5.22E-04
VIII	−1249.51	−1176.09	−1182.63	−1099.48	1183.59	47.54	−4.02	4.44E-04
IX	−1091.91	−937.33	−966.85	−851.79	970.54	84.65	−8.76	2.78E-04
X	−814.23	−739.34	−744.29	−701.41	745.05	33.57	−4.51	5.91E-04
XI	−699.23	−673.03	−655.63	−586.37	656.61	35.92	−5.48	5.91E-04
XII	−570.38	−500.33	−510.58	−487.05	511.21	25.20	−4.94	8.00E-04
XIII	−483.27	−478.76	−477.68	−464.79	477.70	5.16	−1.08	3.61E-03
XIV	1855.35	2271.88	2366.30	3123.87	2396.55	379.58	16.04	5.26E-05
XV	3129.66	4758.30	52165.76	592197.67	171180.61	161726	287.50	1.13E-07

этого мы однозначно (с учетом очевидного неравенства $|T_i| > 1$ года) преобразуем T_i в $\mathrm{sign}(T_i)\lg|T_i|$ и берем требуемое среднеарифметическое или среднеквадратичное от преобразованных величин, а затем – делаем обратное преобразование. Результаты отображены в табл. 1, на рис. 3 и расписаны в подписи к этому рисунку. Самое, на наш взгляд, интересное – это среднее M = −174 г., соответствующее наиболее характерному “быстрому” изменению в энергии. Для геомагнитного поля аналогичная величина будет −348 лет.

Для определения усредненной спектральной функции или распределения вероятностей реализаций T, разобьем их на 15 примыкающих групп, по 12 реализаций в каждой группе, изображенные на рис. 3 реализации. Такое разбиение представляется вполне естественным и оптимальным, поскольку $(180)^{1/2} = 13.4$, а ровно две крайние справа дюжины реализаций находятся прямо перед огромным разрывом без реализаций.

Статистические параметры каждой группы представлены в табл. 2, которая, исходя из вероятности пропорциональной плотности реализаций, дает изображенную на рис. 4 усредненную или сглаженную функцию распределения (в 1/год):

$$\mathrm{f} = (1/15)/(\mathrm{MAX}_k - \mathrm{MIN}_k). \qquad (11)$$

Здесь k от 1 до 15 является номером группы (римские цифры в табл. 2), а функция f является кусочно-постоянной на каждом интервале ($\mathrm{MIN}_k \le T \le \mathrm{MAX}_k$) функцией от T. Как и требуется, интеграл от f по dT равен 1 при интегрировании от MIN_1 до MAX_{15}.

Наиболее вероятное среднее по группе значение −480 лет идентифицируется по весьма резкому пику на рис. 4, который свидетельствует о сильном тренде энергии E на потенциальное уменьшение в e раз за эти почти 5 веков. По сути это весьма резкая и практически дискретная спектральная линия, которую ранее, насколько нам известно, столь уверенно не идентифицировали, хотя и приводились сходные, но довольно размытые 5-ти вековые глобальные энергетические оценки по наблюдательным и динамо моделям, которые, вероятно, были впервые инициированы Christensen and Tilgner [2004].

Влево от наиболее вероятного пика идет практически непрерывный спектр, который по его вероятностной доле, или площади под кривой, может проявляться даже несколько больше, чем наиболее вероятный пик через времена T порядка тысячи лет, близкие к медианным значениям из табл. 1 и двум локальным пикам на рис. 4 слева.

Крайняя левая и крайняя правая части распределения f формально значительно обрезаны на рис. 4 для наглядности. Они вполне могут быть и реально удалены из модельного распределения, поскольку им соответствуют экстремальные T_i с очень большими отклонениями (см. соответствующие CV и экстремумы в первой и последней строках табл. 2). Основные статистические величины для такой “обрезанной” выборки приводятся в нижней строке табл. 1. Сравним первую и последнюю строки этой таблицы. Обычное среднеарифметическое M уменьшилось в полтора раза и поменяло знак на отрицательный, что лучше соответствует тенденции энергии к уменьшению. Обычное среднеквадратичное RMS уменьшилось на порядок, что дает более адекватную оценку типичной величины рассматриваемых времен ва-

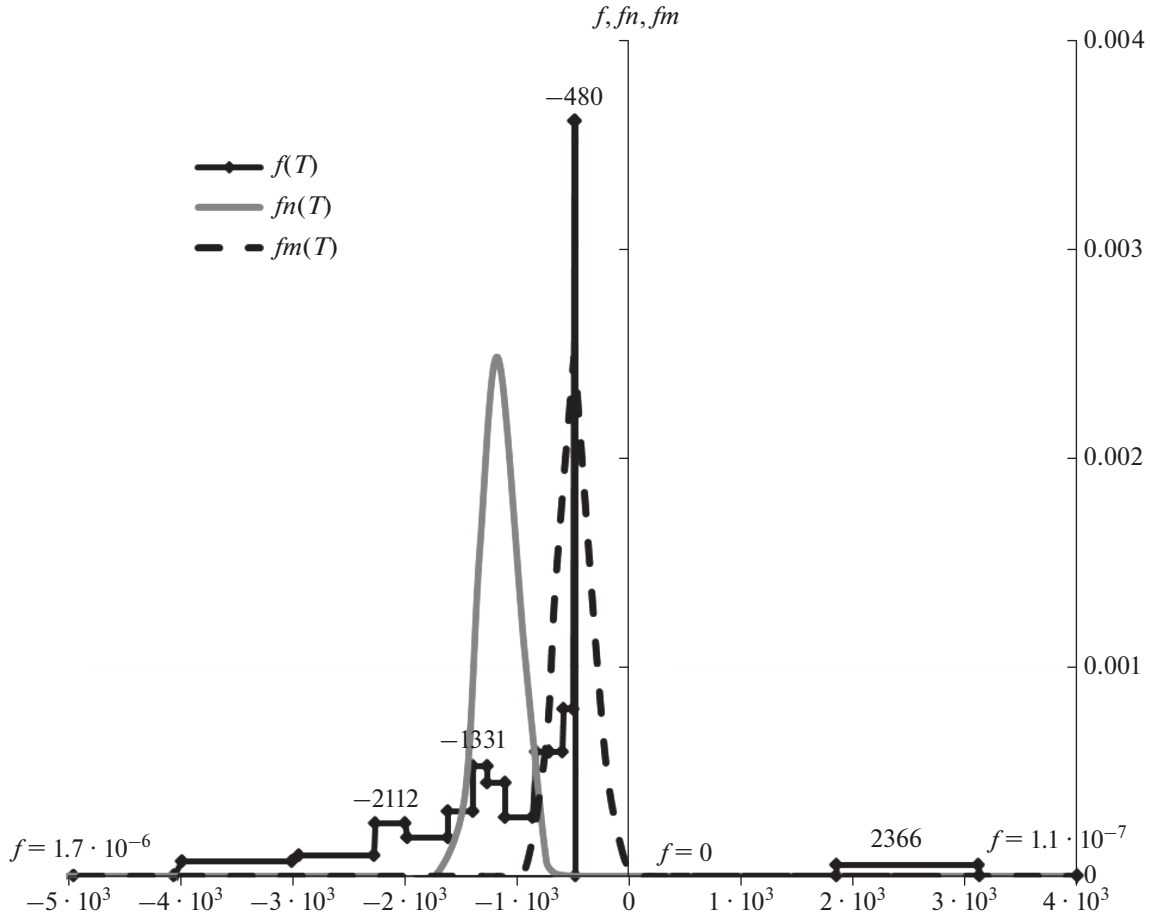


Рис. 4. График усредненной по всем группам из табл. 2 функции распределения $f(T)$ (в 1/год) сравнивается с нормальными распределениями $fn(T)$ и $fm(T)$, которые не учитывают крайние группы, центрируясь на −1140 и −480 лет соответственно. Над локальными максимумами или "пиками" размещено среднее по группе в годах. Указаны крайние значения f.

риаций. Обычный коэффициент вариаций CV уменьшился по модулю, что свидетельствует о значительно меньшем и более правдоподобном разбросе рассматриваемых реализаций.

При этом, разброс по CV по модулю даже меньше у обычного усреднения, чем у преобразованного. Однако использование соответствующей такому "обрезку" дисперсии и среднего в нормальном Гауссовом распределении все равно не может воспроизвести f (см. fn на рис. 4). Несколько лучше в этом плане работает нормальное распределение fm, в котором среднее заменено на −480 лет.

Таким образом, исследуемое распределение настолько сильно отличается от нормального распределения случайных величин, что мы вынуждены признать весьма существенный вклад в формирование времен T не случайных процессов. Впрочем, это и не удивительно, поскольку на временах меньших времен между экскурсами (десятки тысяч лет) всегда присутствует практически неизменный и доминирующий осевой диполь, который порождает бимодальное распределение [Constable and Parker, 1988], являющееся основой васцилляционного режима (8). В современную и, по-видимому, весьма уникальную эпоху сильного подавления энергии E видны лишь "робкие" бимодальные следы при $T > 0$ справа на рис. 4. Однако в достаточно обычную равновесную эпоху мы можем справа от $T = 0$ иметь столь же значимое распределение, как и слева.

4. ПАЛЕО И ГЕОДИНАМО ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Задаваемый формулой (11) и изображенный на рис. 4 спектр хорошо согласуется своей "непрерывной" частью около 10^3 лет с палеомагнитными спектрами около 10^3–10^4 лет, полученными из аппроксимаций на рядах до нескольких десятков тысяч лет [Morzfeld and Buffett, 2019]. Также хорошее согласие имеется и с археомагнитными ис-

следованиями Начасовой и Пилипенко [2019]. Их характерный гармонический период в 8 тыс. лет примерно в семь раз превышает наше медианное время, что хорошо согласуется с оценками, представленными в предыдущем разделе и в формуле (7). Вместе с тем подобная высокая плоская часть спектра смещается в область 10^5–10^6 лет для рядов от двух миллионов лет [Morzfeld and Buffett, 2019]. Возможно, на столь больших временны́х интервалах наш подход становится настолько грубым, что уже перестает работать. Однако не исключено и то, что традиционный гармонический подход дает сбой по причинам изложенным нами выше.

Геодинамо интерпретации начнем с нашего важнейшего медианного времени −1176 лет. Ему соответствует экспоненциальное время связанного с энергией глобального геомагнитного поля −2352 года. Самый большой (по модулю) его известный аналог – это экспоненциальное время осевого диполя, которое Старченко [2011] оценил около −1670 лет. Эти 1670 хотя и согласуются с 2352, но на 40% меньше, что свидетельствует о несколько более "простой" структуре суммарной энергии по сравнению даже с простейшим диполем. Для оценки соответствующей скорости, генерирующей эту структуру, естественно поделить известный радиус ядра Земли на 2352 года. Получим $\alpha = 0.05$ мм/с, что на порядок меньше всех известных значений конвективных скоростей в различных моделях геодинамо [Брагинский, 1972; Aubert, 2019; Schaeffer et al, 2017; Starchenko, 2014, 2019]. Поэтому это α скорее является неким аналогом суммарного альфа эффекта, и мы получаем хорошую оценку для теории среднего поля. Нетрудно убедиться, что упомянутым известным конвективным скоростям (и им соответствующим дрейфам магнитных неоднородностей) порядка 1 мм/сек соответствуют наше среднеарифметическое время −174 г. и негармонический период 96 лет, которые были получены в 3-м и 2-м разделах выше.

Для относительно кратковременной оценки приравняем найденный выше период в 48 лет к T_v из (6), а в качестве T естественным образом используем MDN = −1176. В результате из (7) получим $\varepsilon = T_v/(4T) = 0.01$, что на порядок меньше известных и общепринятых значений из [Morzfeld and Buffett, 2019; Jackson et al., 2000; Брагинский, 1974]. Это значение ε =0.1 дает T_v = 470 лет по формуле (9), что соответствует не локальной, а скорее глобальной периодичности или вариации "основного спектра", обсужденной во Введении выше.

Как уже упоминалось ранее, в массиве T неизбежна реализация маловероятных "тяжелых хвостов" или экстремальных значений, которые задаются самим определением T в (3), когда dE/dt мало. Однако и эти маловероятные процессы могут быть оценены и предложены их возможные физические механизмы.

Так, однопроцентные по вероятности реализации $T_1 = -44$ и $T_2 = -38$ тыс. лет естественно ассоциировать со временем магнитной диффузии простейших геомагнитных структур, связанных с энергией. Удвоенное время будет для соответствующего поля, а для диполя используем величину не в 2, а в 1.4 раза большую, опираясь на рассуждения аналогичные тем, что были в начале предыдущего абзаца. Тогда можно оценить электропроводимость ядра Земли σ из точной для диполя формулы [Старченко, 2011] (c – радиус ядра):

$$\sigma = 0.7\pi^2(T_1 + T_2)/(c^2\mu_0) = 1.4\times10^6 \text{ См/м}. \quad (12)$$

Эта оценка находится на уровне ее известных современных значений, которые оцениваются как из первых принципов, так и экспериментально [Driscoll and Du, 2019]. К практически такой же оценке приводит и полупроцентное по вероятности реализации время $T_I = +590$ тыс. лет при его ассоциации со средним временем между инверсиями, которое связывается с аналогом (6), но без π^2 [Aubert, 2019; Driscoll and Du, 2019; Starchenko, 2011, 2014, 2019].

5. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Самое "тонкое" место представленной работы в том, что мы интерпретируем полученные нами статистические свойства на эпохах значительно превышающих длину ряда (180 лет). Делаем мы это, исходя в первую очередь из возможностей трендовых или/и непериодических тенденций, которые, будучи выявленными на относительно коротком ряде, вполне могут быть распространены на значительно более длительные времена. И это хорошо подтверждается выявленным в этой работе весьма ярким 5-ти вековым трендом. Во вторую очередь – в основном для квазипериодических процессов, мы исходим из гипотезы приблизительного фрактального повторения "в малом" временно́й статистики. И этот тезис подкрепляется тем, что статистические и спектральные свойства наших времен в пределах выясненных выше ошибок хорошо согласуются с наблюдениями, геодинамо и экспериментальными моделями древнего поля. Более того, в полученных временах полностью отсутствуют значения менее 930 (по модулю) лет для поля, а статистически значимые реализации концентрируются и вовсе у величины с модулем около 2.5 тыс. лет. Правда, как это отмечалось в предыдущем разделе, указанные величины могут быть уменьшены в несколько раз, если будут соотнесены с васцилляциями геодиполя.

В связи с этими обстоятельствами может быть выдвинута вторая гипотеза о неполной адекватности представления эволюции глобального геомагнитного поля гармоническими функциями или разложениями Фурье. Альтернатива – "сочленения" в базовом кусочно-экспоненциальном представлении (2–3), "джеркообразные" и "ломанные" изменения, которые очевидны из графиков мощности P и времен представленных на рис. 1 и 2.

Мы не выносим обе эти наши гипотезы в результаты работы, поскольку достаточно удовлетворительное обоснование их требует большой дальнейшей работы и сравнения разнообразных моделей.

Сформулируем основные результаты представленной работы.

1. Непрерывная 180-летняя эволюция энергии E потенциального геомагнитного поля с погрешностью менее 3% приближается 4-мя экспонентами (3 из которых – убывающие) с тысячелетними локально экспоненциальными временами вариаций $T = E/(\mathrm{d}E/\mathrm{d}t)$, эволюция которых – разрывная.

2. Используя экспоненты как базовые функции, мы статистически анализируем ежегодные T, которые тоже преимущественно отрицательны и порядка тысячи лет.

3. Доминирует трендовое уменьшение энергии с почти дискретным 5-ти вековым, но вообще говоря, локально непрерывным (влево от спектральной линии –480 лет) и бимодальным (его положительная составляющая – вправо при $T \geq 1855$ лет) спектром. Наиболее вероятное $T = -480$ лет, а наиболее вероятное положительное $T = 2366$ лет.

4. Получено медианное время –1176 лет, а на краях доверительного 75% интервала –3400 и –470 лет. Поэтому и доминирует трендовое уменьшение величины энергии, для которого альфа эффект геодинамо оценивается, как 0.05 мм/с.

5. Лишь 13.3% полученных реализаций соответствуют росту энергии, что дает негармонический период поля ~96 лет и максимальное время +590 тыс. лет, ассоциирующееся с инверсиями.

6. Глобальное среднее время – –174 г. и негармонический период в 96 лет независимым образом дают известные конвективные скорости, и дрейфы магнитных неоднородностей со скоростями порядка 1 мм/с.

7. Имеют право на обсуждение маловероятные процессы, связанные с экстремальными значениями T, и их возможные физические механизмы. Минимальные времена (–44 и –38 тыс. лет) вместе с максимальным временем +590 тыс. лет ассоциируются с магнитной диффузией, что ведет к оценке электропроводимости ядра Земли на уровне ее известных максимальных значений.

8. В 470 лет оценен период общепринятого "васцилляционного", см. (8–9), периода "основного спектра".

9. Полученные результаты согласуются с эволюцией осевого диполя, геодинамо и с моделями древнего поля длительностью до десятков тыс. лет.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко признательны анонимному рецензенту, который произвел глубокий анализ и непредвзятую критику первоначальной версии этой работы, что вдохновило авторов на значительную переработку и кардинальное ее улучшения. Второй рецензент – А.В. Хохлов не меньше способствовал улучшению этой работы в плане формулировки ее базовых основ, оценок погрешностей и разграничения качественных, численных и эвристических положений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Эта работа была выполнена за счет бюджета ИЗМИРАН в рамках госфинансирования по теме программы ФНИ ГАН "Исследование магнетизма Земли и планет" № 0037-2014-0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Бондарь Т.Н., Головков В.П., Яковлева С.В.* Пространственно-временна́я модель вековых вариаций геомагнитного поля в интервале с 1500 по 2000 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 6. С. 831–837. 2002.

– *Брагинский С.И.* Происхождение магнитного поля Земли и его вековых вариаций // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. Т. 10. С. 3–14. 1972.

– *Брагинский С.И.* Аналитическое описание геомагнитного поля прошлых эпох и определение спектра магнитных волн в земном ядре // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 14. № 3. С. 522–529. 1974.

– *Бурлацкая С.П.* Археомагнетизм. Структура и эволюция магнитного поля Земли. М.: Геос. 343 с. 2007.

– *Начасова И.Е., Пилипенко О.В.* Археомагнитные исследования в институте Физики Земли им. О.Ю. Шмидта (исторический обзор и основные результаты) // Физика Земли. № 2. С. 123–136. 2019.

– *Петрова Г.Н., Нечаева Т.Н., Поспелова Г.А.* Характерные изменения геомагнитого поля в прошлом. М.: Наука. 176 с. 1992.

– *Ротанова Н.М.* Глубинные электромагнитные исследования Земли. Отв. ред. М. С. Жданов; М.: ИЗМИРАН. 228 с. 1989.

– *Решетняк М.Ю.* Пространственные спектры геомагнитного поля в наблюдениях и моделях геодинамо // Физика Земли. № 3. С. 39–46. 2015.

– *Старченко С.В.* Гармонические источники главного геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 3. С. 412–418. 2011.

– *Старченко С.В., Иванов В.В.* Природа диффузии, генерации и дрейфа геомагнитного диполя с 1900 по 2010 г. // Докл. АН. Т. 448. № 1. С. 89–91. 2013.

– *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Пространственно-спектральная эволюция энергии и мощности потенциального геомагнитного поля с 1940г. / Сборник трудов конференции “Проблемы геокосмоса” (08–12 октября 2018 г., Петергоф, Санкт-Петербург), Отв. редакторы: Н.Ю. Бобров, Н.В.Золотова, А.А. Костеров, Т.Б. Яновская, СПб.: Изд-во ВВМ. С. 236–243. 2018.

– *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Спектры энергии и мощности потенциального геомагнитного поля с 1840 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 2. С. 258–264. 2019а.

– *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Определение удельных временны́х вариаций энергии потенциального геомагнитного поля из модели IGRF // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 1–6. 2019б.

– *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Издательство ЛГУ. 591 с. 1978.

– *Aubert J.* Approaching Earth’s core conditions in high-resolution geodynamo simulations // Geophys. J. Int. V. 219. S137–S151. 2019.

– *Christensen U., Tilgner A.* Power requirement of the geodynamo from ohmic losses in numerical and laboratory dynamos // Nature. V. 429. P. 169–171. 2004.

– *Constable C.G., ParkerR.L.* Statistics of the Geomagnetic Secular Variation for the Past 5 m. y. // J. Geophysical Research.V. 93. № B10. P. 11.569–11.581. 1988.

– *Driscoll P.E., Du Z.* Geodynamo conductivity limits // Geophysical Research Letters. V. 46. P. 7982–7989. 2019.

– *Gillet N., Jault D., Finlay C.C. Olsen N.* Stochastic modeling of the Earth’s magnetic field: inversion for covariances over the observatory era // Geochem. Geophys. Geosyst. V. 14. № 4. P. 766–786. 2013.

– *Gillet N., Jault D., Finlay C.C.* Planetary gyre, time-dependent eddies, torsional waves, and equatorial jets at the earth’s core surface // J. Geophysical Research: Solid Earth, V. 120. № 6. P. 3991–4013. 2015a.

– *Gillet N., Barrois O., Finlay C.C.* Stochastic forecasting of the geomagnetic field from the COV-OBS.x1 geomagnetic field model, and candidate models for IGRF-12 // Earth, Planet and Space. P. 67–71. 2015b.

– *Jackson A., Jonkers A.R.T., Walker M.R.* Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records // Phil. Trans. R. Soc. Lond. V. A358. P. 957–990. 2000.

– *Morzfeld M., Buffett B.A.* A comprehensive model for the kyr and Myr timescales of Earth’s axial magnetic dipole field. Nonlinear Processes in Geophysics, V. 26. № 3. P. 123–142. 2019.

– *Schaeffer N., Jault D., Nataf H.-C., Fournier A.* Turbulent geodynamo simulations: a leap towards Earth’s core // Geophys. J. Int. V. 211. P. 1–29. 2017.

– *Starchenko S.V.* Analytic base of geodynamo-like scaling laws in the planets, geomagnetic periodicities and inversions // Geomagnetism and Aeronomy. V. 54. №6. P. 694–701. 2014.

– *Starchenko S.V.* Analytic scaling laws in planetary dynamo models // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, V. 113. № 1–2. P. 71–79. 2019.

– *Starchenko S.V., Yakovleva S.V.* / Chapter 35. MHD Sources, 1600–2005 Evolution and 1900–2005 Probabilistic Time Analysis for Logarithmic Time-Derivatives of Geomagnetic Spherical Harmonics. In book Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism International Conference on Geomagnetism, Paleomagnetism and Rock Magnetism (Kazan-2017, Russia), Springer Geophysics, P. 513–522. 2018.

– *Wen-Yao Xu.* Unusual behavior of the IGRF during the 1945–1955 period // Earth Planets Space. V. 52. P. 1227–1233. 2000.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 672–679

УДК 524.1-52:523.9

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ СОЛНЕЧНЫМИ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ, РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ II ТИПА И КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

© 2021 г. Г. А. Базилевская[1, *], Ю. И. Логачёв[2], Е. И. Дайбог[2], Н. А. Власова[2], Е. А. Гинзбург[3], В. Н. Ишков[4, 5], Л. Л. Лазутин[2], М. Д. Нгуен[2], Г. М. Сурова[2], О. С. Яковчук[2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), г. Москва, Россия

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

[3]Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета (ИПГ), г. Москва, Россия

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

[5]Геофизический центр РАН (ГЦ РАН), г. Москва, Россия

*****e-mail: bazilevskayaga@lebedev.ru*

Поступила в редакцию 27.02.2021 г.
После доработки 13.04.2021 г.
Принята к публикации 27.05.2021 г.

Радиоизлучение II типа часто сопровождает события в солнечных космических лучах и является индикатором распространения ударной волны в короне Солнца. С другой стороны, важную роль в ускорении солнечных протонов играет ударная волна, связанная с выбросами коронального вещества. Оба эти явления могут происходить без сопровождения солнечными космическими лучами, в то же время не все события солнечных космических лучей сопровождаются радиоизлучением II типа. Статистические связи между этими явлениями рассмотрены на базе Каталогов солнечных протонных событий 23 и 24-го циклов солнечной активности. Показано, что события солнечных космических лучей, сопровождаемые радиоизлучением II типа, относятся к наиболее мощным как по характеристикам частиц, так и по характеристикам источников.

DOI: 10.31857/S0016794021050035

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные космические лучи (СКЛ) – одно из следствий взрывного энерговыделения на Солнце наряду с электромагнитными излучениями и выбросом корональной массы (КВМ). До сих пор продолжается дискуссия о вкладах различных механизмов в генерацию СКЛ, среди которых главными кандидатами являются ускорение во вспышечной области и ускорение на ударной волне, связанной с КВМ [Anastasiadis et al., 2019; Reames, 2021). Радиоизлучение, сопровождающее взрывное энерговыделение, генерируется ускоренными электронами и дает ценную информацию о происходящих физических процессах, в том числе об ускорении протонов. Радиоизлучение II типа (РИ2) интерпретируется как распространение ударной волны в короне [Cairns et al., 2003). В работе [Цап и Исаева, 2013) показана высокая корреляция между потоками СКЛ и структурой ударной волны, вызывающей РИ2, которая возрастает с энергией солнечных протонов, что прямо указывает на роль ударной волны в ускорении СКЛ. Подтверждение ускорения СКЛ на ударных волнах в короне получило подтверждение в работе [Kouloumvakos et al., 2019], в которой показано тесное соотношение между интенсивностью солнечных протонов с энергией 40–60 МэВ с числом Маха корональных волн (коэффициент корреляции CC = 0.75). В работе [Gopalswamy et al., 2019a] показано, что длительное вспышечное гамма-излучение в событиях с релятивистскими СКЛ коррелирует с конечной частотой и длительностью РИ2.

С другой стороны, параметры частотного спектра вспышечных микроволновых всплесков коррелируют с показателем степенного энергетического спектра солнечных протонов, и это является аргументом в пользу ускорения СКЛ в процессах импульсного и постэруптивного энерговыделения во вспышке [Черток и др., 2009].

Таблица 1. Статистика событий СКЛ и РИ2 [URL Type II] за 1997–2017 гг.

Полное число событий СКЛ	Число исключенных событий СКЛ	Число событий СКЛ с РИ2	Число событий СКЛ без РИ2	Полное число событий РИ2	Число исключенных событий РИ2	Число событий РИ2 с СКЛ	Число событий РИ2 без СКЛ
236	63	103	70	518	146	103	269

Постэруптивное ускорение электронов подтверждено работой [Yu et al., 2020], основанной на наблюдениях обновленного радиотелескопа EOVSA. Исследование [Fleishman et al., 2020] установило, что изменение магнитного поля в короне в области вспышки 10 сентября 2017 г. привело к выделению энергии, достаточной для ускорения частиц, генерирующих микроволновое радиоизлучение. Можно с уверенностью предполагать, что в большинстве случаев на Солнце реализуются условия для ускорения частиц несколькими способами, которые могут действовать одновременно или последовательно на разных фазах энерговыделения на Солнце [например, Bouratzis et al., 2010].

Взаимосвязь между КВМ и РИ2 является достаточно сложной [Ramesh et al., 2010], она может быть разной для РИ2 метрового и декаметрового диапазона [Lara et al., 2003; Gopalswamy et al., 2005], а также зависит от характеристик общего магнитного поля Солнца [Bilenko, 2015, 2018]. Работы [Gopalswamy et al., 2005, 2019a; Kumari et al., 2017] утверждают, что СКЛ генерируются ударными волнами, которые инициируются КВМ, проявляющимися в короне как радиоизлучение II типа и затем распространяющимися в межпланетном пространстве.

Результаты сопоставлений РИ2, КВМ и СКЛ, выполненные до сих пор, относились к наиболее ярким событиям СКЛ. Многообразие условий, в которых ускоряются и распространяются СКЛ, отражаются в большой вариабельности их характеристик, и это делает необходимым накапливать статистику для выявления взаимосвязей процессов, дающих вклад в СКЛ. Такую возможность обеспечивают Каталоги СКЛ, представляющие однородные ряды данных.

В этой работе, основанной на данных об СКЛ из Каталогов [Логачёв и др., 2016, 2019], мы рассмотрим 2 вопроса: (1) чем отличаются солнечные протонные события, сопровождаемые и не сопровождаемые радиоизлучением II типа и (2) отличаются ли события с радиоизлучением II типа, сопровождающие и не сопровождающие солнечные протонные события.

2. ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Данные о потоках и спектрах частиц, а также о предполагаемых источниках СКЛ и надежности их отождествления взяты из работ [Логачёв и др., 2016, 2019], в которых собраны события СКЛ с максимальной интенсивностью солнечных протонов с $E \geq 10$ МэВ $J10 \geq 1.0$ pfu (см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$). В Каталогах дана информация о потоках солнечных протонов, об интегральном энергетическом спектре в максимуме временно́го профиля события и о возможных источниках СКЛ с оценкой степени достоверности. Процедура отождествления источника СКЛ и степени достоверности описана в Каталоге [Акиньян и др., 1982] и в работе [Логачёв и др., 2015]. Данные о РИ2 описаны в работе [Gopalswamy et al., 2019б] и содержатся в таблицах [URL Type II], причем эти события РИ2 привязаны к КВМ (CME-loud TypeII) и соответствующим источникам на Солнце согласно [URL CME]. Этот список включает события РИ2, в основном декаметрового и гектометрового диапазонов, зарегистрированные на спутниках WIND и STEREO. Мы нашли 11 событий СКЛ, не совпадающих с РИ2 по данным [URL Type II], в которых РИ2 было зарегистрировано наземными радиотелескопами [URL Type II m]. Эти события не включены в настоящий анализ, поскольку они, в основном, относятся к метровому диапазону и могут иметь другой характер связи с СКЛ [Lara et al., 2003]. При сравнении СКЛ с базой РИ2 было важно, чтобы их источники совпадали. Мы считали совпадающими источники, происходившие из одной активной области на Солнце, при условии, что РИ2 имело место раньше, чем приход СКЛ к Земле в пределах нескольких часов. При таком подходе обнаружилось, что большинство несовпадений было связано с событиями, источники которых находились на лимбе или за лимбом Солнца. Эти события обладают особенностями, которые связаны с геометрией ускоряющих ударных волн и межпланетного магнитного поля, в котором распространяются СКЛ. Они требуют дальнейшего изучения и не рассматриваются в этой статье. Статистика событий, включенных в нашу работу, представлена в таблице 1.

3. ОСОБЕННОСТИ СОБЫТИЙ СКЛ, СВЯЗАННЫХ И НЕ СВЯЗАННЫХ С РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ II ТИПА

Из таблицы 1 следует, что событий СКЛ с РИ2, больше, чем без РИ2. События СКЛ анализировались по величине потока протонов *J10* и энергетическому спектру в максимуме временно́го

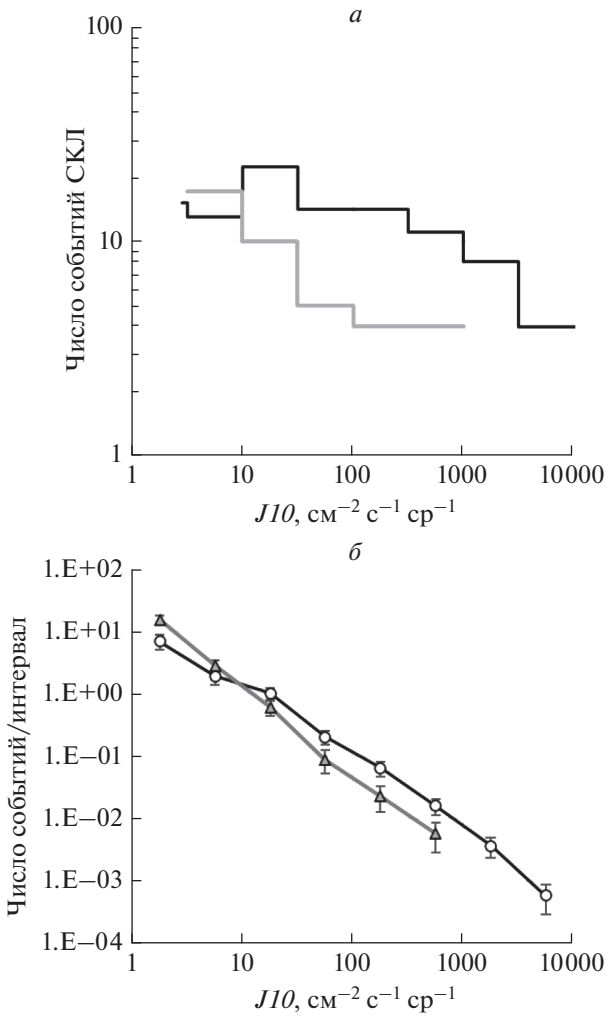


Рис. 1. (*а*) – Распределение событий СКЛ по величине *J10* потока протонов с $E \geq 10$ МэВ в максимуме события для событий с РИ2 (черная гистограмма) и без РИ2 (серая гистограмма). (*б*) – Распределение событий СКЛ на единицу интервала потока для событий с РИ2 (черная кривая с кружками) и без РИ2 (серая кривая с треугольниками).

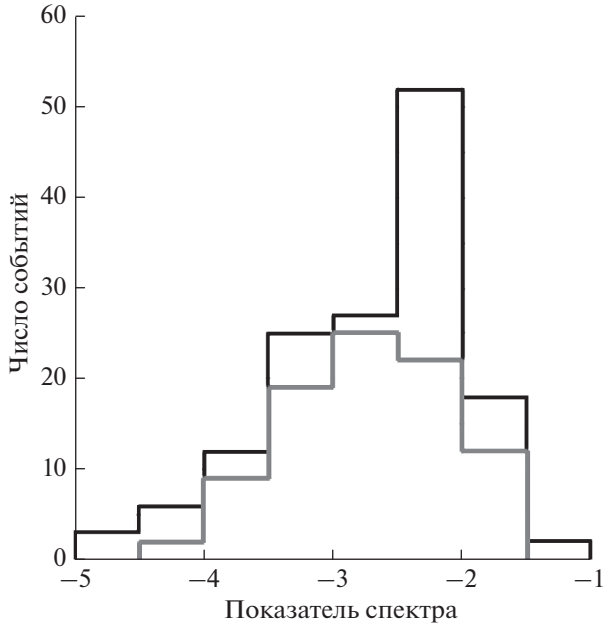


Рис. 2. Распределение показателя энергетического спектра СКЛ в степенном представлении. Черная гистограмма – события СКЛ с РИ2, серая гистограмма – без РИ2.

профиля события, по гелиодолготному распределению и мощности родительских вспышек, а также по характеристикам сопровождающих их КВМ.

Из рисунка 1*а* следует, что при малых потоках *J10* число событий СКЛ без РИ2 даже превышает число событий с РИ2, но по мере увеличения потока доля событий с РИ2 становится все больше. Все события с *J10* > 1000 pfu сопровождаются РИ2. Распределения числа событий, отнесенные к величине интервала, представленные на рис. 1*б*, подчиняются степенному закону с показателем $\eta = -1.1$ для событий с РИ2 и $\eta = -1.4$ для событий без РИ2.

Показатель интегрального энергетического спектра протонов в максимуме события определяется в Каталогах [Логачёв и др., 2016, 2019] в интервале энергий десятков–сотен МэВ по участку, где спектр хорошо аппроксимируется степенным законом. Интервал энергий может меняться от события к событию, но показатель хорошо отражает общую зависимость от энергии. На рисунке 2 видно, что в событиях СКЛ с РИ2 явно преобладают жесткие спектры с показателем ~–2, тогда как события СКЛ без РИ2 имеют более мягкие спектры, показатели имеют распределение, близкое к симметричному, с показателем в максимуме распределения ~–3.

Как видно на рис. 3, максимальный вклад в СКЛ с $E \geq 10$ МэВ дают события с вспышками балла M независимо от их связи с РИ2. Однако распределение источников по мощности заметно сдвинуто в сторону более сильных вспышек для событий, связанных с РИ2. В то же время 11 событий СКЛ без РИ2 были связаны с вспышками балла X.

Распределения вспышек-источников по гелиодолготе показаны на рис. 4. Источники СКЛ с РИ2 в большинстве располагаются в западном полушарии Солнца, в то время как события без РИ2 распределены более равномерно. В восточном полушарии событий без РИ2 даже больше, чем с РИ2. В западном полушарии Солнца событий с РИ2 примерно в 2 раза больше, чем событий без РИ2. Однако события СКЛ без РИ2 имеют плоское распределение в интервале долгот E30–W90, в котором содержится 75% всех событий.

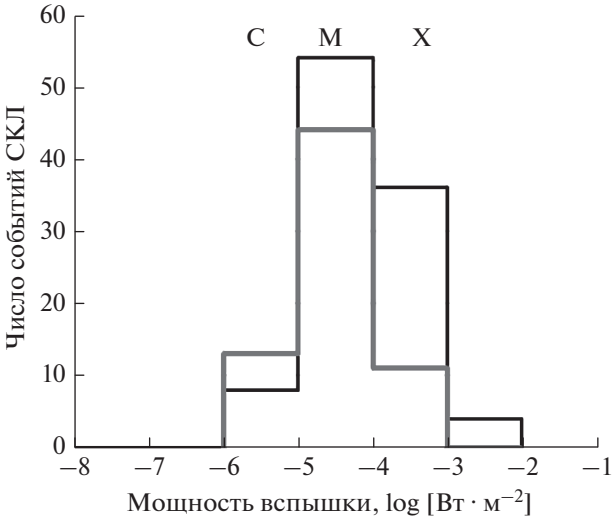


Рис. 3. Распределение по мощности рентгеновских вспышек – источников СКЛ. Обозначения – как на рис. 2.

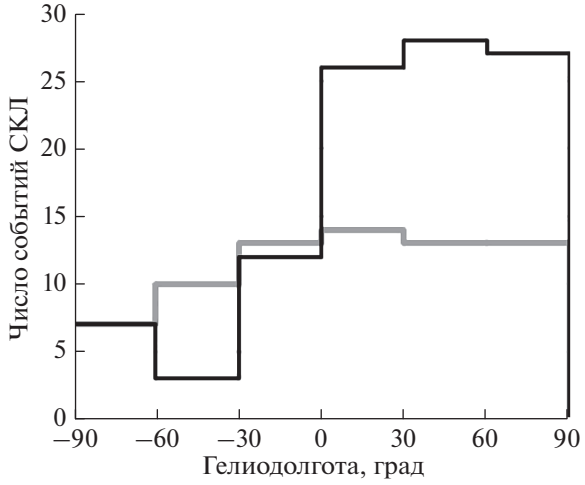


Рис. 4. Распределения вспышек-источников событий СКЛ по гелиодолготе. Обозначения – как на рис. 2.

Рисунок 5 показывает соотношение событий СКЛ, КВМ и РИ2. Рисунок 5*а* говорит, что СКЛ без РИ2 связаны с менее скоростными КВМ, чем СКЛ с РИ2. Более того, 18 событий СКЛ не связаны ни с РИ2, ни с КВМ. По углу раствора КВМ события СКЛ, связанные и не связанные с РИ2, практически не отличаются: к типу гало, т.е. 360°, относятся 71% и 63% соответственно (на рис. 5*б* показано абсолютное число событий). При этом наблюдается существенное различие в позиционных углах КВМ (рис. 5*в*). Следует отметить, что для событий РИ2 в использованных нами таблицах [URL Type II] даны так называемые центральные позиционные углы (CPA), которые для событий по углу раствора типа “гало” относятся к 360°. Этим объясняется преобладание событий в интервале углов 330°–360° и некоторое подобие распределений событий РИ2 по углу раствора и позиционному углу на рис. 5*б* и 5*в*. В большинстве работ используются значения позиционных углов MA [URL CME], которые для всех событий определяются как направление наиболее быстрого распространения КВМ. В событиях с углом раствора <360° значения позиционных углов CPA и MA мало отличаются [URL CME]. В сторону Земли распространяются КВМ с позиционным углом больше 180 град. Этот интервал углов превалирует для событий СКЛ, связанных с РИ2, тогда как для событий СКЛ без РИ2 распределение по позиционному углу практически равномерное. В целом, события СКЛ без РИ2 слабо связаны с КВМ.

Таким образом, события СКЛ, сопровождаемые РИ2, – более мощные, с более жестким спектром, связаны с более сильными вспышками, расположенными на оптимальных гелиодолготах. Они сопровождаются более быстрыми КВМ, направленными в сторону Земли. Можно добавить, что эти события отождествляются с наибольшей достоверностью, так как они принадлежат к числу наиболее ярких событий. В то же время события без РИ2, составляющие ~40% от всех событий СКЛ, включенных в обработку, тоже нередко имеют мощные источники, расположенные в оптимальном для земного наблюдателя интервале.

4. ОСОБЕННОСТИ СОБЫТИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ II ТИПА, СОПРОВОЖДАЮЩИХ И НЕ СОПРОВОЖДАЮЩИХ СКЛ

Обращает на себя внимание тот факт, что событий СКЛ, связанных с РИ2, большинство, тогда как среди РИ2 преобладают события, не связанные с СКЛ. Отчасти это объясняется тем фактом, что до земного наблюдателя доходят только те СКЛ, для которых были благоприятные условия распространения (западная долгота соединения с источником), и это ограничение не действует на РИ2. Действительно, гелиодолготное распределение источников РИ2, представленное на рис. 6, обнаруживает дефицит источников РИ2 с СКЛ в восточном полушарии Солнца, тогда как источники РИ2 без СКЛ имеют практически симметричное гелиодолготное распределение с максимумом в районе центрального меридиана. При этом событий РИ2 без СКЛ в западном полушарии почти в полтора раза больше, чем событий РИ2 с СКЛ, т.е. большое число событий с РИ2, происходящее на благоприятной долготе, не генерирует СКЛ.

Рисунок 7 показывает, что максимальный вклад в события РИ2 дают вспышки балла М не-

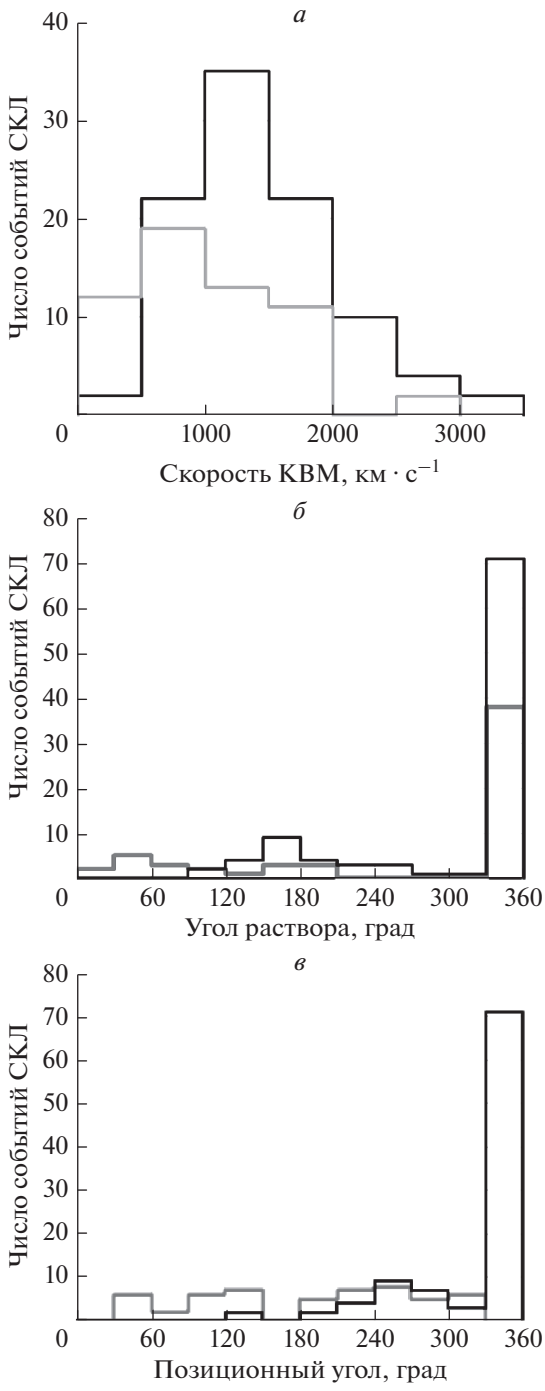


Рис. 5. Распределения событий СКЛ по параметрам КВМ. (*а*) – распределение по скорости КВМ, (*б*) – распределение по углу раствора КВМ, (*в*) – распределение по позиционному углу КВМ. Обозначения – как на рис. 2.

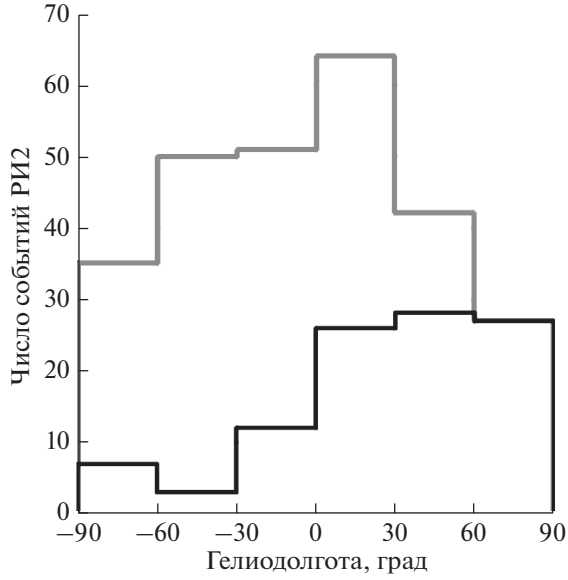


Рис. 6. Гелиодолготное распределение вспышек-источников РИ2. Черная гистограмма относится к событиям РИ2, сопровождающим СКЛ. Серая гистограмма – события РИ2 без СКЛ.

зависимо от связи с СКЛ. В процентном отношении доля этих событий – 50% для тех и других РИ2. Однако для РИ2, сопровождающих СКЛ, доля источников класса X – ~33%, а доля источников класса C – ~10%, тогда как для событий РИ2 без СКЛ соотношение противоположное – ~16% и ~33%. Кроме того, среди событий РИ2 с СКЛ имеются вспышки балла > X10, которых нет среди событий РИ2 без СКЛ.

События РИ2, в которых были генерированы СКЛ, сопровождаются более быстрыми КВМ, чем события РИ2 без СКЛ (рис. 8*а*). В распределениях РИ2 по углу раствора КВМ видно, что относительная доля событий типа гало больше для РИ2 с СКЛ (рис. 8*б*). Из распределений по позиционному углу видно, что для РИ2 с СКЛ относительно больше событий связано с КВМ, идущих в сторону Земли (рис. 8*в*).

Таким образом, события РИ2, которые сопровождают СКЛ, связаны с более сильными источниками на Солнце, чем РИ2 без СКЛ. Это следует как из мощности рентгеновских источников, так и из характеристик КВМ.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В отличие от предыдущих работ [Цап и Исаева, 2013; Gopalswamy et al., 2005, 2019a], анализировавших связь радиоизлучения II типа с СКЛ для избранных или наиболее мощных событий, мы рассмотрели однородный ряд событий СКЛ с максимальной интенсивностью $J10 \geq 1.0$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$ протонов с $E \geq 10$ МэВ за 1997–2017 гг. [Логачёв и др., 2016, 2019]. Сравнение проводилось с событиями РИ2 декаметрового-гектометрового диапазона [URL Type II], которые сопровождались КВМ и имели отождествление с источником на Солнце. В статистический анализ были включе-

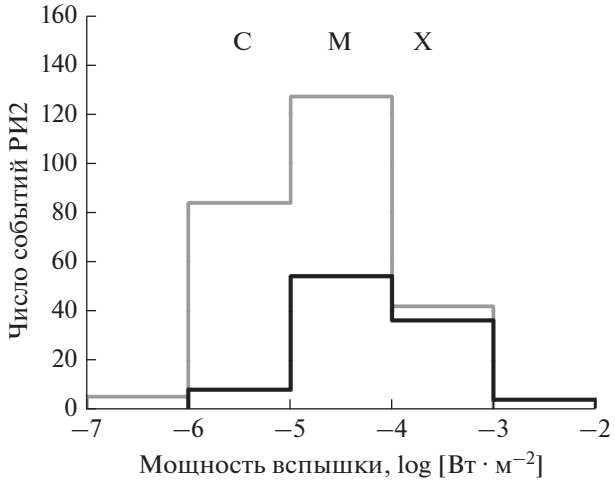


Рис. 7. Распределение источников РИ2 по мощности рентгеновских вспышек. Обозначения – как на рис. 6.

ны 173 события СКЛ и 372 события с РИ2. События СКЛ, связанные с РИ2, имеют более жесткий энергетический спектр, связаны с более мощными вспышками, находящимися в основном в западном полушарии Солнца. Они сопровождаются более быстрыми КВМ, большей частью типа гало, с направлением в сторону Земли. Эти характеристики согласуются с концепцией “синдрома большой вспышки” [Kahler, 1982], из которого следует, что при большом энерговыделении на Солнце все проявления достигают большой мощности независимо от физических процессов, лежащих в их основе. В этих случаях требуется отдельный анализ каждого индивидуального события, что является предметом нашей дальнейшей работы.

Мы нашли 70 событий СКЛ, которые не сопровождались РИ2, и некоторые их них не сопровождались КВМ. Среди них есть события, связанные с достаточно мощными источниками, расположенными в интервале гелиодолгот преимущественного соединения с земным наблюдателем. По нашему мнению, именно эти события заслуживают дальнейшего изучения.

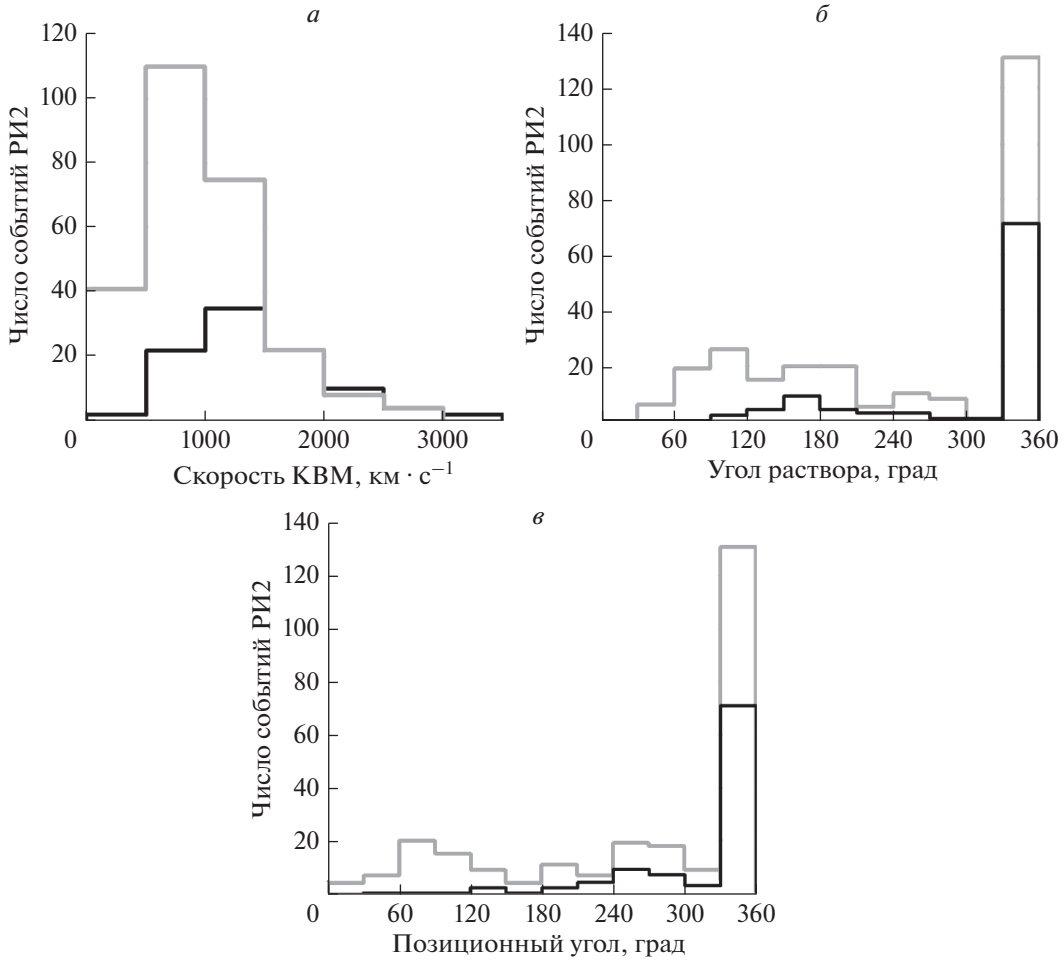


Рис. 8. Распределение событий РИ2 по характеристикам сопровождающих их КВМ: (*а*) – по скорости КВМ, (*б*) – по углу раствора КВМ, (*в*) – по позиционному углу КВМ. Обозначения – как на рис. 6.

С другой стороны, более половины событий РИ2, сопровождаемых КВМ, не наблюдались в СКЛ. Среди них были мощные события с источниками на западном полушарии Солнца, но какие-то условия не позволили ускориться или выйти частицам в межпланетную среду.

Возможно, что исследование именно событий СКЛ, не связанных с РИ2, и событий РИ2, не связанных с СКЛ, поможет продвинуть наше понимание явления СКЛ и его связей с условиями на Солнце и в межпланетной среде.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим всех исследователей, представляющих через Интернет свои данные о вспышках на Солнце (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/), КВМ – (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) и событиях радиоизлучения II типа (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html). Г.А. Базилевская благодарна за обсуждения в рамках проекта ISSI HEROIC “Анализ событий СКЛ высокой энергии” под руководством доктора А. Папаиоанноу.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 19-02-00264.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Акиньян С.Т., Базилевская Г.А., Ишков В.Н. и др.* Каталог солнечных протонных событий. 1970–1979 гг., ред. Логачев Ю.И. М.: ИЗМИРАН, 184 с. http://www.wdcb.ru/stp/data/SPE/. 1982.

– *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др.* Сравнение протонной активности в 20–23-м циклах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 3. С. 291–302. 2015. https://doi.org/10.7868/S001679401503013X

– *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др.* Каталог солнечных протонных событий 23-го цикла солнечной активности (1996–2008 гг.). Москва. 2016. http://www.wdcb.ru/stp/data/SPE/katalog_SPS_23_cikla_SA.pdf.

– *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Дайбог Е.И. и др.* Список солнечных протонных событий 24 цикла солнечной активности (2009–2019). 2019. http://www.wdcb.ru/stp/data/SPE/List_SPE_24_Cycle_SA.pdf. https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-007

– *Черток И.М., Гречнев В.В., Мешалкина Н.С.* Соотношение спектров микроволновых всплесков на Солнце и потоков протонов у Земли // Астрон. журн. Т. 86. № 11. С. 1133–1144. 2009. https://doi.org/10.1134/S1063772909110110

– *Цап Ю.Т., Исаева Е.А.* Ускорение солнечных космических лучей и тонкая спектральная структура радиовсплесков II типа // Космич. исслед. Т. 51. № 2. С. 119–124. 2013. https://doi.org/10.1134/S0010952513020068

– *Anastasiadis A., Lario D., Papaioannou A., Kouloumvakos A., Vourlidas A.* Solar energetic particles in the inner heliosphere: status and open questions // Phil. Trans. R. Soc. A 377: 20180100. 2019. https://doi.org/10.1098/rsta.2018.0100

– *Bilenko I.A.* Coronal mass ejections and type II radio bursts in cycles 23 and 24 // Geomagn. Aeronomy. V. 55. № 8. P. 1141–1151. 2015. https://doi.org/10.1134/S0016793215080046

– *Bilenko I.A.* Regularities in the formation of Coronal Mass Ejections associated and not associated with type II radio bursts // Geomagn. Aeronomy. V. 58. № 7. P. 989–1000. 2018. https://doi.org/10.1134/S0016793218070034

– *Bouratzis C., Preka-Papadema P., Hillaris A., Tsitsipis P., Kontogeorgos A., Kurt V.G., Moussas X.* Radio observations of the 20 January 2005 X-class flare // Solar Phys. V. 267. P. 343–359. 2010. https://doi.org/10.1007/s11207-010-9648-7

– *Cairns I.H., Knock S., Robinson P., Kuncic Z.* Type II solar radio bursts: theory and space weather implication // Space Science Reviews. V. 107. № 1. P. 27–34. 2003. https://doi.org/10.1023/A:1025503201687

– *Fleishman G.D., Gary D.E., Chen B., Kuroda N., Yu S., Nita G.M.* Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare // Science. V. 367(6475). P. 278–280. 2020. https://doi.org/10.1126/science.aax6874

– *Gopalswamy N., Aguilar-Rodriguez E., Yashiro S., Nunes S., Kaiser M.L., Howard R.A.* Type II radio bursts and energetic solar eruptions // J. Geophys. Res. V. 110. A12S07. 2005. https://doi.org/10.1029/2005JA011158

– *Gopalswamy N., Mäkelä P. Yashiro S., Lara A., Akiyama S., Xie H.* On the shock source of sustained gamma-ray emission from the Sun // J. Phys. Conf. Ser. 1332 012004. 2019a. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1332/1/012004

– *Gopalswamy N., Mäkelä P. Yashiro S.* A Catalog of Type II radio bursts observed by Wind/WAVES and their statistical properties // Sun and Geosphere. V. 14. № 2. P. 111–121. 2019b. https://doi.org/10.31401/SunGeo.2019.02.03

– *Kahler S.W.* The role of the big flare syndrome in correlations of solar energetic proton fluxes and associated microwave burst parameters // J. Geophys. Res. V. 87. № A5. P. 3439–3448. 1982. https://doi.org/10.1029/JA087iA05p03439

– *Kouloumvakos A., Rouillard A.P., Wu Y., Vainio R., Vourlidas A., Plotnikov I., Afanasiev A., Önel H.* Connecting the properties of coronal shock waves with those of solar energetic particles // The Astrophysical Journal. V. 876:80 (18pp). 2019. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab15d7

– *Kumari A., Ramesh R., Kathiravan C., Gopalswamy N.* New evidence for a Coronal Mass Ejection-driven high frequency type II burst near the Sun // The Astrophysical J. V. 843. № 1. Article id. 10. 7 p. 2017. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa72e7

– *Lara A., Gopalswamy N., Nunes S., Muñoz G., Yashiro S.* A statistical study of CMEs associated with metric type II bursts // Geophys. Res. Lett. V. 30. № 12. 8016. 2003. https://doi.org/10.1029/2002GL016481

– *Ramesh R., Kathiravan C., Kartha S.S., Gopalswamy N.* Radioheliograph observations of metric type II bursts and the kinematics of Coronal Mass Ejections // The Astrophysical J. V. 712. P. 188–193. 2010.

– *Reames D.V.* Solar Energetic Particles (Second Edition). Lecture notes in physics book series (LNP, V. 978): Springer, 202 p. 2021.
https://doi.org/10.1007/978-3-030-66402-2

– *Yu S., Chen B., Reeves K.K., Gary D.E., Musset S., Fleishman G.D., Nita G.M., Glesener L.* Magnetic reconnection during the post-impulsive phase of a long-duration solar flare: bidirectional outflows as a cause of microwave and X-ray bursts // The Astrophysical J. V. 900. № 1. :17(14pp). 2020.
https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba8a6

URL Type II http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html

URL Type II m https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-and-geophysical-event-reports

URL CME https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2021, том 61, № 5, с. 680

НЕКРОЛОГ

ХАРЛАМПИЙ ДМИТРИЕВИЧ КАНОНИДИ (29.11.1932–02.05.2021)

DOI: 10.31857/S0016794021050102

2 мая 2021 г. на 89-ом году жизни скончался один из старейших сотрудников ИЗМИРАН, кандидат физико-математических наук, Харлампий Дмитриевич Канониди. Человек больших талантов, яркой судьбы, батумский грек, изучавший физику в Ленинградском Университете. С 1956 г. до последних дней работал в ИЗМИРАН. Начав молодым специалистом, Х.Д. Канониди быстро прошел путь от младшего научного сотрудника до заведующего лабораторией. В период 1960–1970 гг. он руководил работой по созданию сети КМИО – комплексных магнитно-ионосферных обсерваторий СССР, которая стала основой развития ИЗМИРАН как главного института Академии наук по проблемам солнечно-земной физики.

После 1975 г. Х.Д. Канониди участвовал в ряде прорывных международных проектов в области физики – аэростатные проекты САМБО, проект по генерации искусственного полярного сияния АРАКС, эксперименты по линии Совета ИНТЕРКОСМОС. Международное сотрудничество позволило пережить период после 1991 года – ИЗМИРАН развивал собственные инициативы. С участием Х.Д. Канониди был создан Центр прогнозов космической погоды, начаты исследования по влиянию солнечной активности на здоровье человека. Шестьдесят пять лет беззаветного труда Х.Д. Канониди на благо науки отмечены государственными наградами России и дипломами зарубежных космических организаций Франции, Индии, Швеции, Бразилии.

Харлампий Дмитриевич Канониди всегда был активным участником общественной жизни ИЗМИРАН, многие годы возглавлял профком, участвовал в работе дирекции института. Он прошел длинный жизненный путь и в своей книге воспоминаний “Мои года – мое богатство” так изложил свое кредо – “никогда не позволял себе безнравственных поступков, воспитав большую волю – стержень души, характера, судьбы”.

Светлая память о прекрасном человеке, друге и товарище Харлампии Дмитриевиче Канониди навсегда сохранится в наших сердцах.

Дирекция и коллектив ИЗМИРАН