

ISSN 0016-7940

Том 63, Номер 1

Январь - Февраль 2023



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

www.sciencejournals.ru

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 1, 2023

Кварцевые приборы и магнитовариационные станции: история разработок и применения в научных исследованиях (к 95-летию В.Н. Боброва – легенды кварцевого магнитного приборостроения ИЗМИРАН) (Обзор)	
<i>В. В. Любимов</i>	3
Сосуществование ортогональных токовых структур и развитие разнотипных вейбелевских неустойчивостей в соседствующих областях переходного слоя плазмы с потоком горячих электронов	
<i>М. А. Гарасёв, Вл. В. Кочаровский, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский</i>	12
Гидродинамическая модель замагниченного струйного течения в магнитосфере	
<i>О. Г. Онищенко, Ф. З. Фейгин</i>	28
Плато плазменного давления в ночном секторе магнитосферы Земли и его устойчивость	
<i>И. П. Кирпичев, Е. Е. Антонова</i>	31
Развитие Форбуш-понижений, связанных с корональными выбросами из активных областей и регионов вне активных областей	
<i>А. А. Мелкумян, А. В. Белов, М. А. Абунина, Н. С. Шлык, А. А. Абунин, В. А. Оленева, В. Г. Янке</i>	43
Коротящие возмущения солнечного ветра в данных радиопросвечивания и локальных измерений	
<i>А. И. Ефимов, В. М. Смирнов, И. В. Чашей, А. С. Набатов</i>	58
Отклик собственного излучения области мезопаузы на короткопериодические изменения солнечной активности	
<i>В. И. Перминов, Н. Н. Перцев, П. А. Далин, В. А. Семенов, В. А. Суходоев, И. В. Медведева, Ю. А. Железнов</i>	63
Возможное влияние космических лучей на планетарное альbedo Земли	
<i>М. Б. Богданов, М. Ю. Червяков, А. А. Кошель</i>	73
Аэрономическая и динамическая коррекция глобальной модели GTEC для возмущенных условий	
<i>В. Н. Шубин, Т. Л. Гуляева, М. Г. Деминов</i>	80
Электронная кинетика молекулярного азота и молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли в событиях GLE 23-го солнечного цикла	
<i>А. С. Кириллов, В. Б. Белаховский, Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин, А. В. Германенко, Б. Б. Гвоздевский</i>	94
Наблюдение солнечного затмения 10.06.2021 г. на радиометре водяного пара ИПА РАН	
<i>Г. Н. Ильин, В. Ю. Быков, Н. Г. Петерова, Н. А. Топчило</i>	104
Пространственно-временные особенности структурированных геомагнитных пульсаций Pc1	
<i>Б. И. Клайн, Н. А. Куражковская</i>	112
Определение положения южного магнитного полюса по данным российских кругосветных экспедиций: 1820 г. (Беллинсгаузен), 2020 г. (“Адмирал Владимирский”) Часть 2. Экспедиция ОИС “Адмирал Владимирский”	
<i>С. А. Меркурьев, В. Г. Боярских, И. М. Демина, С. А. Иванов, В. А. Солдатов</i>	125

УДК 550.380.87

КВАРЦЕВЫЕ ПРИБОРЫ И МАГНИТОВАРИАЦИОННЫЕ СТАНЦИИ: ИСТОРИЯ РАЗРАБОТОК И ПРИМЕНЕНИЯ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ (К 95-ЛЕТИЮ В.Н. БОБРОВА – ЛЕГЕНДЫ КВАРЦЕВОГО МАГНИТНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ ИЗМИРАН) (ОБЗОР)

© 2023 г. В. В. Любимов*

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

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

Поступила в редакцию 01.04.2022 г.

После доработки 31.08.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

ИЗМИРАН является в настоящее время единственной организацией в России, разрабатывающей и изготавливающей высокоточную аппаратуру на основе кварцевых магнитных датчиков для регистрации и исследования геомагнитных вариаций. Этой аппаратурой оснащены магнитные обсерватории и многие пункты наблюдений в России, а также зарубежные обсерватории. Показана история развития кварцевого магнитометрического приборостроения в институте со дня его основания до настоящих дней: от аналоговых до современных цифровых приборов.

DOI: 10.31857/S0016794022600557, EDN: ADRZVA

1. ВВЕДЕНИЕ

30 марта 2022 г. исполнилось 95 лет со дня рождения Виктора Николаевича Боброва – легенды научного приборостроения, ученого, изобретателя, создателя уникальных приборов на основе кварцевых магнитных датчиков (КМД), которые на много лет определили развитие ИЗМИРАН и советской геофизики в период 1960–2000 гг.

В.Н. Бобров окончил Казанский университет в 1950 г. и был направлен на работу в Иркутскую геофизическую обсерваторию, где занимался магнитными наблюдениями и приборами. В 1952 г. по рекомендации проф. Ю.Д. Калинина перевелся в НИИЗМ (<https://www.izmiran.ru/info/personalia/Bobrov85>), где прошел школу научных исследований по теории и по приборам. В 1959 г. Бобров В.Н. защитил кандидатскую диссертацию “Некоторые вопросы теории электромагнитной индукции и распределения электрической проводимости внутри Земли”.

С 1963 г. В.Н. Бобров возглавил лабораторию геомагнитных приборов и измерений ИЗМИРАН, в которой была подготовлена целая плеяда исследователей: Ю.А. Бурцев, А.И. Кудревский, Ю.П. Сизов, Т.Е. Вальчук, С.П. Гайдаш, А.Б. Попов, П.А. Майсурадзе, А.Н. Зайцев и многие другие. Школа В.Н. Боброва имела огромное влияние на развитие приборостроения не только в магнитометрии, но и в других направлениях при

создании конструкций новых физических датчиков. В.Н. Бобров за период своей активной деятельности стал автором 89 публикаций, в том числе и в журнале “Геомагнетизм и аэрономия”, и 32 изобретений [Любимов, 2020б].

ИЗМИРАН и в настоящее время является единственной организацией в России, разрабатывающей и изготавливающей высокоточную аппаратуру на основе кварцевых магнитных датчиков (КМД) для регистрации и исследования геомагнитных вариаций. Этой аппаратурой оснащены магнитные обсерватории (МО) и многие пункты наблюдений (ПН) в России, а также зарубежные обсерватории.

Настоящий обзор не ставит целью показ всей истории развития кварцевого магнитометрического приборостроения в ИЗМИРАН со дня его основания (в конце сороковых – начале пятидесятых годов прошлого столетия) до настоящих дней, т.е. от создания аналоговых до современных цифровых приборов. Подробно отражены только моменты, которые связаны с внедрением цифровых технологий в кварцевое магнитометрическое приборостроение за последние 40 лет, и, вместе с тем, показан процесс развития кварцевого приборостроения в ИЗМИРАН. Приводятся также варианты, описание и сравнительный анализ цифровых магнитовариационных станций (ЦМВС) нового поколения на основе КМД.

В обзоре приведено большое число основополагающих публикаций сотрудников института и их коллег, а также некоторые публикации последних лет по этому направлению деятельности [Любимов, 2020а, б; 2021а, б; Lyubimov, 2022а, б]. Библиография сформирована по годам выхода публикаций. Приводятся также сведения о ЦМВС, которые (на основе КМД системы В.Н. Боброва) созданы другими организациями в 70–90-х гг. прошлого столетия в содружестве и при участии сотрудников института [Бобров, 1965; Любимов, 2020б].

2. ЭКСКУРС В ИСТОРИЮ

Первые публикации сотрудников института по приборам на основе КМД относятся к 1949 г., когда Василием Федоровичем Шельтингом была разработана конструкция универсальной крутильной кварцевой рамки. Впоследствии (на основе этой разработки) им были созданы опытный образец Z-магнитометра для работы в полевых условиях [Шельтинг, 1953], а также полевая магнитная вариационная станция (МВС) [Шельтинг, 1954]. В 1954 г. к этим работам подключился молодой научный сотрудник В.Н. Бобров. Вместе с В.Ф. Шельтингом в 1956 г. они получили авторское свидетельство [Бобров и Шельтинг, 1956] на применение кварцевой крутильной рамки в магнитометрических приборах. Учитывая большую перспективность этих работ, в этот период времени в институте была создана творческая группа сотрудников по разработке кварцевых магнитометров. Судя по всем известным публикациям, процесс создания кварцевой магнитометрической аппаратуры в ИЗМИРАН можно условно разделить на несколько определенных этапов:

1. Разработка теории кварцевых магнитных вариационных приборов и создание первых образцов кварцевых датчиков различных конструкций (1948–1960 гг.).

2. Разработка теории кварцевых статических магнитометров и способов расширения их технических возможностей. Начало массового выпуска кварцевых датчиков для различного применения. Начало создания и внедрение кварцевых аналоговых станций различных конструкций (1961–1974 гг.).

3. Разработка датчиков с электрическим выходом и преобразования аналогового сигнала в цифровой код. Начало разработки первых образцов цифровых станций различных конструкций. Серийный выпуск некоторых образцов ЦМВС и их применение в МО, на ПН и в экспедиционных условиях (1975–1999 гг.).

4. Создание ЦМВС нового поколения на основе современных технологий и способов хранения, передачи и сбора получаемых данных. Примене-

ние ЦМВС в различных условиях и на различных МО и ПН. Создание сети цифровых МО и баз данных (2000 г.—по настоящее время).

До шестидесятых годов прошлого столетия на МО нашей страны для регистрации вариаций магнитного поля Земли (МПЗ) использовались вариационные приборы иностранного производства. Для этого применялись магнитные весы и Z-вариометры, представляющие собой постоянный магнит с зеркалом, подвешенный на одной или двух кварцевых нитях. Точность этих приборов была очень низка из-за влияния на них температуры, влажности и других факторов [Любимов, 2020б]. В период с 1954 по 1957 гг. С.М. Мансуров проводил практические исследования по созданию экспериментального образца Z-вариометра для МО, в результате которых им была опубликована работа по теории магнитных вариационных приборов [Мансуров, 1957]. Эту теорию затем в 1970 г. в своей диссертационной работе для кварцевых магнитометров успешно развил Ю.А. Бурцев [Любимов, 2020б].

В 1962 г. в журнале “Геомагнетизм и аэрономия” вышла статья В.Н. Боброва под названием “Серия кварцевых магнитных вариометров” [Бобров, 1962], открывшая новое направление в магнитном приборостроении. В результате, для регистрации вариаций составляющих вектора магнитной индукции (ВМИ) поля Земли в МО повсеместно стали использоваться кварцевые вариометры системы В.Н. Боброва [Бобров, 1961, 1962, 1963, 1965, 1971; Любимов, 2020б], вытеснившие из наблюдений устаревшие зарубежные аналоги.

Многие творческие идеи В.Н. Боброва были воплощены в реальные приборы исключительно благодаря искусству мастера-кварцедува Николая Дмитриевича Куликова (рис. 1). Схемы магнитометров “системы Боброва” и КМД были защищены многими авторскими свидетельствами и патентами [Любимов, 2020б]. Всего в период с 1956 по 1990 гг. В.Н. Бобровым и коллегами-соавторами было запатентовано 62 новых идеи-решения по конструкции кварцевых приборов. Входившее в то время (с 1964 по 1975 гг.) в состав института СКБ ИЗМИРАН, а затем и СКБ ФП АН СССР, выпускало КМД и приборы конструкции В.Н. Боброва десятками и сотнями [Любимов, 2020б]. Так, одной из наиболее удачных конструкций МВС, разработанной в СКБ ИЗМИРАН, была полевая магнитовариационная станция ИЗМИРАН-4 [Бобров, 1965]. Эта разработка МВС оказалась настолько удачной, что ее выпускали долгие годы серийно и применяли как во многих отечественных и зарубежных МО, так и при проведении научных исследований и, особенно, для экспедиционных и полевых работ.



Рис. 1. Основатели, создатели кварцевого магнитного приборостроения в ИЗМИРАН и их ученики и последователи.

3. ОТ АНАЛОГОВЫХ КВАРЦЕВЫХ ПРИБОРОВ К ЦИФРОВЫМ

Первые известные публикации сотрудников института, связанные с созданием ЦМВС и экспериментальными работами с ними, относятся к 1975–1977 гг. В это время появились опытные образцы КМД с электрическим выходом на основе различных конструкций самодельных или промышленных фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) [Любимов, 2020а, б]. В период с 1977 по 1979 г. некоторыми творческими коллективами и исследователями были предложены способы и различные варианты преобразователей аналогового сигнала КМД (с выхода ФЭП) в цифровой код. Эти их предложения в дальнейшем и послужили началом разработок и изготовления различных конструкций преобразователей [Любимов, 2020б] напряжение/код или ток/код (тогда еще не существовало микросхем современных АЦП).

Одна из этих творческих групп сотрудников института под руководством А.Н. Зайцева кури-

ровала в течение нескольких лет разработку и изготовление первых вариантов ЦМВС, которая велась СКБ ФП. Со стороны СКБ ФП группой конструкторов руководил В.И. Одинцов, и этой группой на основе КМД были разработаны опытные образцы цифровых станций ЦМВС-1 и ЦМВС-2 [Любимов, 2020а, б], некоторые из которых затем были установлены на различных МО для испытаний [Зайцев, 1989; Любимов, 2020а]. Следует отметить, что В.И. Одинцов, работая с группой соратников в СКБ ФП в период с 1975 по 2017 гг., внес большой творческий вклад в кварцевое магнитное приборостроение института. При его непосредственном участии СКБ ФП создано несколько моделей ЦМВС для различного применения, и он также занимался проведением натурных испытаний ЦМВС в различных условиях и средах [Амиантов и др., 2001; Любимов, 2020а]. Некоторые конструктивные новые решения созданных приборов были им запатентованы или были получены авторские свидетельства на них [Любимов, 2020б].

В это же время проявляли активность творческие группы сотрудников под руководством Б.А. Белова и Ю.А. Бурцева, а также группы сотрудников под руководством В.Н. Боброва, В.О. Папиташвили и С.П. Гайдаша. Этими коллективами сотрудников развивались направления в создании как полевых и обсерваторских приборов, так и приборов для проведения исследований в морских условиях [Бобров и др., 1979; Любимов, 2020а]. Конструкторские решения созданных опытных образцов приборов были неоднократно запатентованы [Любимов, 2020б].

Работы по созданию донной магнитовариационной станции С.П. Гайдашом и А.Г. Гойдиной были начаты в начале 1978 г. И уже в течение года был изготовлен первый опытный образец кварцевой донной МВС (ДМВС) для морских исследований. Первые публикации по этой работе относятся к 1979 г. [Бобров и др., 1979; Любимов, 2020а]. Сложность и уникальность этой работы состояла в том, что надо было определенным образом ориентировать чувствительный элемент станции в водной среде, на дне моря. Решение этой проблемы было достигнуто авторами путем крепления КМД в карданном подвесе. При этом для ориентации датчиков по магнитному меридиану применена схема так называемого “развертывающегося преобразования”, которая авторами разработки была запатентована. Группой сотрудников ИЗМИРАН было сделано несколько моделей ДМВС, а авторы разработок приняли непосредственное участие в их натурных испытаниях на различных акваториях. Результаты этих исследований приведены С.П. Гайдашом в его диссертационной работе [Любимов, 2020б].

Следует отметить, что все конструкторские решения и схемы ДМВС были выполнены с использованием (на тот момент времени) самой современной элементной базы и технологий, с применением программируемых элементов и блоков, позволяющих гибко перестраивать метрологические свойства системы. Достигнуты наилучшие в мировой практике значения. Основные конструкторские решения и идеи этой творческой группы сотрудников защищены девятью авторскими свидетельствами на изобретения [Любимов, 2020б].

В 1977 г. ИЗМИРАН начал совместные работы с СКБ ФП по созданию опытного образца автоматической МВС (АМВС), предназначенной для работы в условиях Антарктиды [Бурцев и др., 1977]. Эти работы велись под научным руководством известного полярного исследователя С.М. Мансурова. Основные требования к АМВС заключались в следующем: станция должна быть выполнена в качестве “измерительной платформы” (ИП), которая включала бы в себя возможность регистрации в аналоговой форме (на фото-

пленку) не только вариаций составляющих ВМИ поля Земли, но и возможность регистрации изменений нивелировки (ориентации в пространстве) станции и КМД в двух плоскостях. А также эта ИП должна осуществлять регистрацию температуры внутри магнитоизмерительного преобразователя (МИП) и внешней окружающей среды.

Были созданы несколько образцов кварцевых АМВС, которые затем были установлены сотрудниками ИЗМИРАН на ПН в Антарктиде [Зайцев, 1989], где проработали в течение 15 лет при обеспечении научного эксперимента под названием “Геофизический полигон в Антарктиде”.

В начале 1980 г. по техническому заданию ИЗМИРАН был начат следующий этап работ в СКБ ФП АН СССР по созданию опытной серии цифровой АМВС для Антарктиды. Этот проект получил название АМВС ПИНГВИН [Любимов, 2020а]. Разработка конструкции станции была сделана с применением первых отечественных больших гибридных микросхем К-МОП технологии, характеристики которых обеспечивали работу всех схем станции на ПН в суровых условиях минусовых температур Антарктики. В результате, СКБ ФП была выпущена опытная партия этих приборов, которые были установлены на ПН в Антарктиде. В общей сложности в экспериментах и научных исследованиях принимало участие от 5 (в 1975 г.) до 12 (в 1989 г.) одновременно работающих АМВС [Зайцев, 1989; Любимов, 2020б].

В период с 1985 по 1990 гг. эти работы были продолжены, конструкторами СКБ ФП была разработана ЦМВС для Антарктиды под названием ЦМВС-6 [Любимов, 2020б] и выпущена опытная партия из 3 приборов.

В начале 80-х гг. по техническому заданию ИЗМИРАН в СКБ ФП АН СССР был осуществлен серийный выпуск 53 ЦМВС на базе КМД под названием ЦМВС-2, которые при активном участии сотрудников института [Зайцев, 1989; Амиантов и др., 2001; Любимов, 2020а] затем были установлены на сети МО СССР, в том числе и на ПН в районе Крайнего Севера (КС) (рис. 2).

В этот период времени бригада научных сотрудников ИЗМИРАН совместно с сотрудниками отдела геофизики Арктического и Антарктического научно-исследовательского института (АНИИ) курировала работы, связанные с обеспечением работоспособности ЦМВС на ПН, проводила экспедиционные и исследовательские работы на точках наблюдений на КС [Любимов, 2018]. Начиная с 1985 г. часть установленных в районе КС станций ЦМВС-2 длительное время вели цифровую регистрацию данных, в результате которой была создана и опубликована база цифровых 1-минутных данных МО и ПН (расположенных в районе КС), которые были включены в базу цифровых

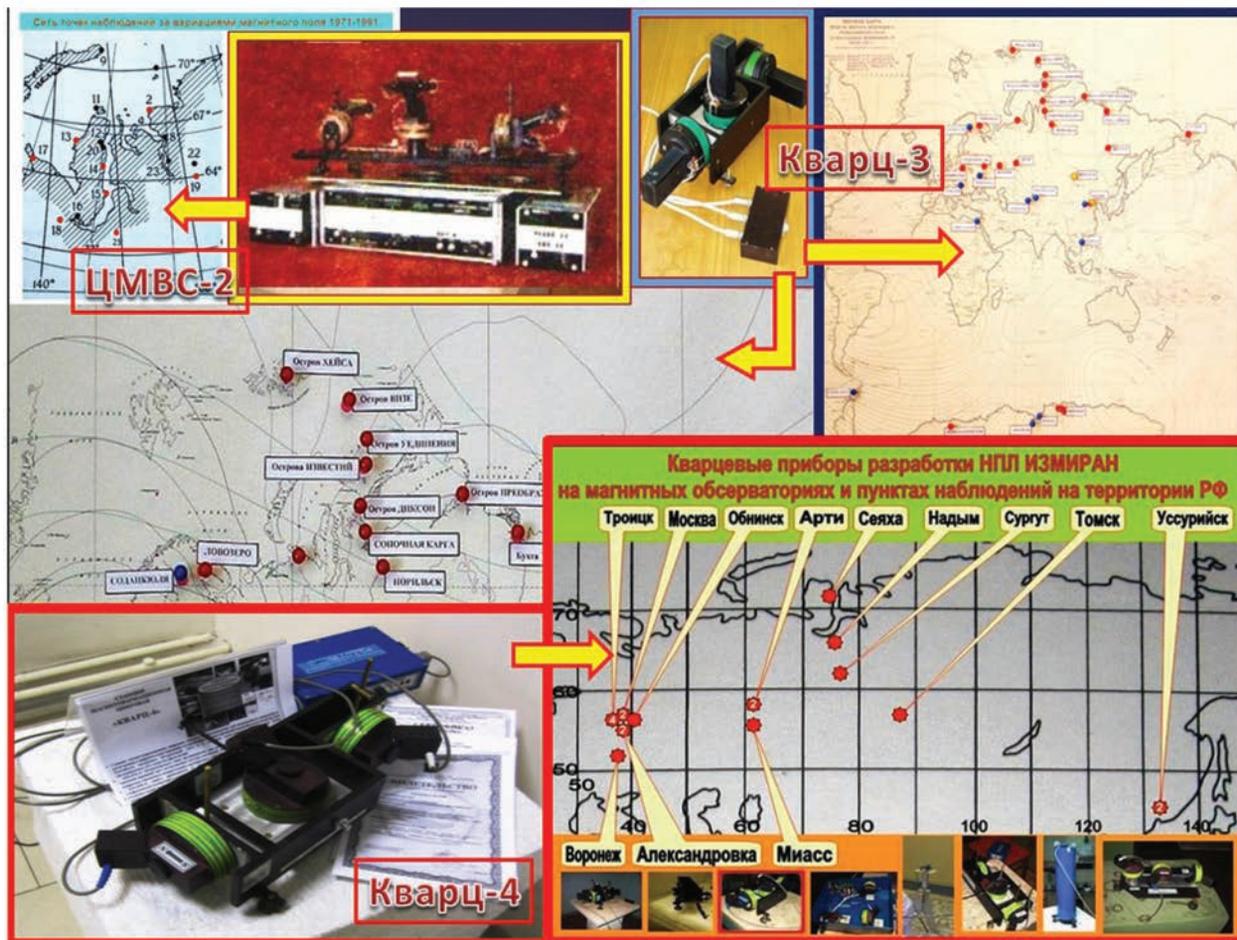


Рис. 2. Схемы установленных ЦМВС на магнитных обсерваториях и пунктах наблюдений в России и за рубежом.

данных МО России за период 1984–2000 гг. [Амиантов и др., 2001].

В настоящее время на некоторых МО эти приборы имеются, но уже не в рабочем состоянии, например, в obs. Мыс Шмидта и ПН Мыс Каменный [Любимов, 2020а]. А в большинстве обсерваторий ЦМВС-2 уже не используется, так как этот прибор имеет довольно большие физические размеры и потребление энергии, а электроника устарела и не имеет прямой стыковки с современным компьютером.

Первые работы творческой группы сотрудников под руководством Б.А. Белова и Ю.А. Бурцева относятся к началу 1977 г., когда вышла их совместная публикация по работе над цифровыми преобразователями для КМД [Любимов, 2020б, п. 4.8]. Затем (с 1977 по 1981 гг.) последовал ряд работ, связанных с исследованием стабильности КМД, ФЭП, а также было получено несколько авторских свидетельств по усовершенствованию оптической системы КМД и ФЭП (1983 г.) и меж-

дународных патентов (1984 г.) по реализации ЦМВС на их основе [Любимов, 2020б].

В период с 1990 по 1993 гг. этим коллективом сотрудников была создана новая модель ЦМВС под названием КВАРЦ-3 [Бурцев, 2000]. Эта новая модель ЦМВС (рис. 3) превосходила ЦМВС-2 по многим основным техническим характеристикам и отличалась от других моделей ЦМВС, созданных в это время в институте, запатентованной авторами оригинальной конструкцией ФЭП в КМД [Любимов, 2020б].

Один из первых экземпляров ЦМВС КВАРЦ-3Е был установлен на австралийской антарктической obs. Дэвис в 1992 г. [Бурцев, 2000]. В 1994 г. ЦМВС модели КВАРЦ-3Е была изготовлена для Мичиганского университета США и установлена сотрудниками ИЗМИРАН в Антарктиде (на ст. Восток). Данные этой ЦМВС через американский спутник связи в течение 5 лет (начиная с 1995 г.) передавались в МЦД США в реальном времени. Аналогичный эксперимент по передаче данных через японский спутник ИЗМИРАН осу-

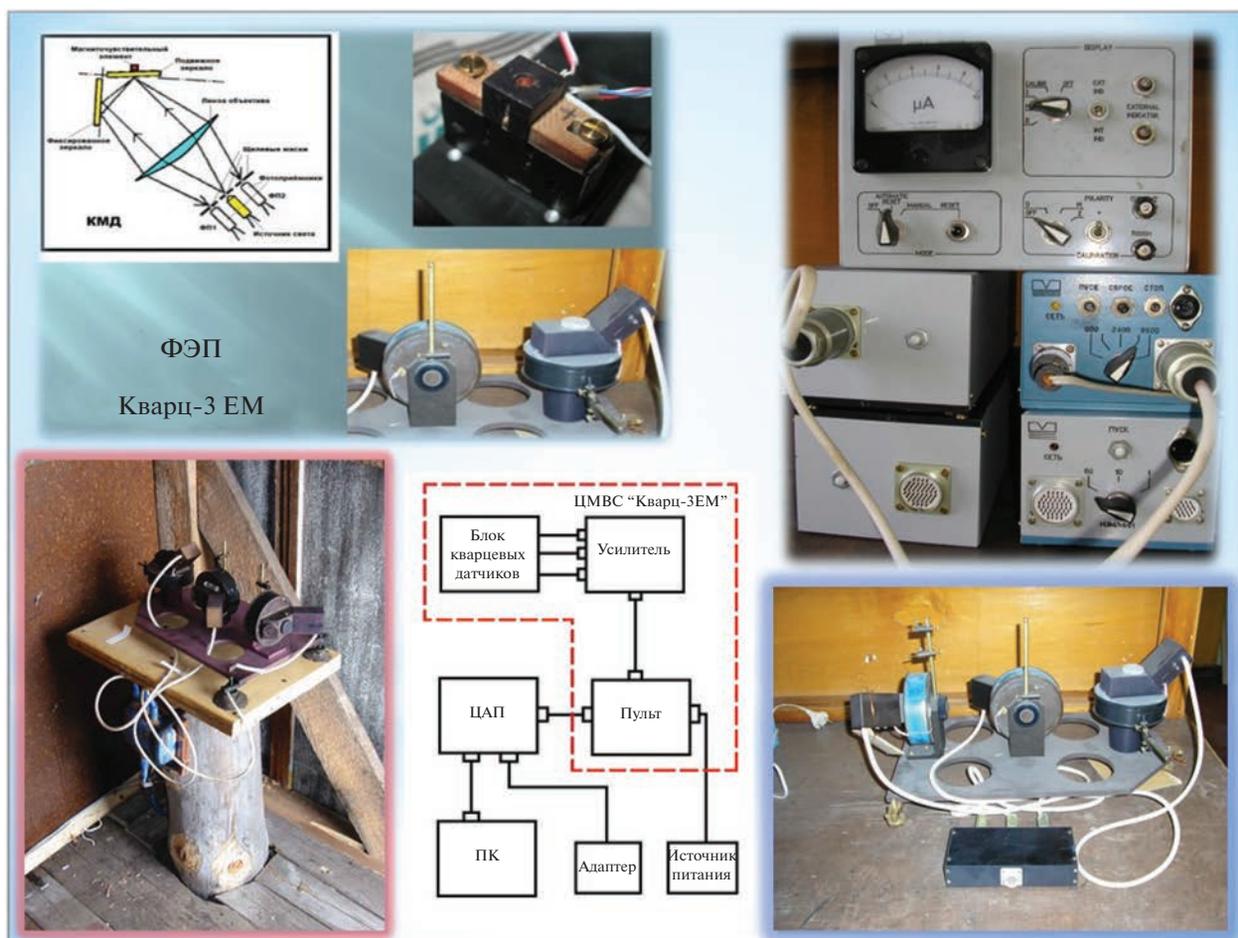


Рис. 3. Общий вид аппаратуры, входящей в состав ЦМВС КВАРЦ-3ЕМ.

шествил в 1998 г. Данные поступали от ЦМВС КВАРЦ-3Е, которая была установлена на геофизической обс. Тикси (ИКФИА), при помощи ИП, которая была создана сотрудниками японского университета в г. Киото. В результате ЦМВС серии КВАРЦ-3 (различные ее модели общим количеством 30 приборов) нашли свое применение в научных программах и исследованиях как в России, так и за рубежом. Например, на КС (в зоне полярных сияний) ЦМВС серии КВАРЦ-3Е установлены (см. рис. 2) от ПН мыса Уэлен на востоке до МО Соданкюля (Финляндия) [Бурцев, 2000; Любимов, 2021a]. Общее количество установленных на КС станций – 12.

ЦМВС КВАРЦ-3 успешно используются и в настоящее время в международных программах, включая ИНТЕРМАГНЕТ (на МО Иркутск, Пекин, Соданкюля, Тихань).

В начале XXI в. процесс создания новых магнитометрических приборов в ИЗМИРАН ожил. Из ведущих специалистов в области магнитного приборостроения в ноябре 2004 г. была создана научно-производственная лаборатория

геомагнитных приборов и измерений (НПЛ). Необходимо было восстановить утерянные ранее темпы в создании новых современных МИП и магнитометров на основе современных технологий, на базе различного типа магниточувствительных датчиков (МЧД) и имеющегося богатого опыта в применении магнитометрической аппаратуры.

В процессе проведения работ и исследований перед сотрудниками НПЛ ставились вопросы помощи в оснащении (имеющихся и временно прекративших работу) МО и ПН современным методическим материалом и магнитоизмерительным инструментарием, а также разработка новых ЦМВС, адаптированных к местным условиям применения. Как итог деятельности сотрудников НПЛ в институте (начиная с 2005 г.) за последние 15 лет, было создано несколько моделей различного типа и вида современных магнитометров и вариационных станций, информации о которых можно узнать из публикаций [Бобров и Любимов, 2005; Любимов, 2020a; Бурцев и др., 2006; Белов и др., 2006; Кириаков и Любимов, 2010, 2012,



Рис. 4. Общий вид различных вариантов и моделей конструкции ЦМВС КВАРЦ-4.

2020а; Lyubimov, 2019]. При этом главное внимание было уделено модернизации традиционных для ИЗМИРАН приборов – ЦМВС на основе КМД. В 2005 г. сотрудниками НПЛ, на основе опыта разработок ранее созданных различных отечественных и зарубежных ЦМВС, была создана новая модель ЦМВС под названием КВАРЦ-4 [Бурцев и др., 2006]. Это решение ЦМВС отличалось от всех ранее созданных станций новой конструкцией ФЭП, электронных узлов, компактностью и экономичностью. Все основные элементы станции созданы с применением современных технологий SMT-монтажа и с применением SMD-компонентов. Эта базовая разработка ЦМВС КВАРЦ-4 и ее последующие модификации КВАРЦ-4МО, КВАРЦ-4АС и другие модели (было изготовлено 20 комплектов различных вариантов и моделей ЦМВС) в последние годы были размещены в различных МО и ПН на территории РФ (см. рис. 2).

На рисунке 4 показаны самая первая модель ЦМВС КВАРЦ-4 (стационарный вариант для МО) и более современные модели ЦМВС КВАРЦ-4МО

и КВАРЦ-4АС, которые созданы для проведения научных и экспедиционных исследований в необслуживаемых и редко обслуживаемых ПН и для стационарной работы, в том числе и в МО. Для района КС в период с 2007 по 2011 гг. было сделано 4 комплекта ЦМВС КВАРЦ-4МО [Любимов, 2018]. Последняя модификация этой ЦМВС под названием КВАРЦ-4АС [Любимов, 2016а, б] прошла всесторонние метрологические испытания и испытания типа и по их результатам в 2016 г. была включена в Государственный реестр средств измерений (№ 63 306-16).

Основные технические характеристики некоторых моделей созданных в институте ЦМВС для их сравнения представлены в таблице в работах [Белов и др., 2006; Любимов, 2020а].

Следует отметить, что в последние годы различными творческими группами сотрудников ИЗМИРАН было (на основе ранних конструкций КМД) создано несколько других вариантов кварцевых ЦМВС, некоторые из них в настоящее время установлены и работают на МО (см. рис. 2) и ПН как на юге РФ, так и в районе КС [Кузнецов

и др., 2011; Канониди и др., 2015; Любимов, 2020б]. Некоторые из этих разработок являлись опытными образцами или действующими макетами, поэтому никаких публикаций про них (и необходимых технических и эксплуатационных характеристик для сравнения) не было найдено.

В 2006 г. сотрудником ИЗМИРАН К.Х. Канониди была создана трехкомпонентная цифровая МВС, которая прошла метрологические испытания во ВНИИМ и по их результатам в 2007 г. была включена в Государственный реестр средств измерений (№ 35059-07) и используется для проведения специальных работ. Аналогичные цифровые МВС установлены еще в десяти ПН на территории России (в Крыму и на Кавказе), а также в ПН на КС (г. Карпогоры, Архангельской области), где более десятка лет ведутся стационарные наблюдения на научном стационаре ИЗМИРАН [Кузнецов и др., 2011], и на МО Калининград. Эта МВС [Любимов, 2020б] является современным цифровым обсерваторским магнитометрическим прибором с возможностью передачи измеренных данных по сети сотовой телефонной связи.

Цифровые и визуализируемые суточные аналоговые данные некоторых из этих цифровых МВС на ПН можно наблюдать в реальном времени на сайте геофизических данных ИЗМИРАН: <https://izmiran.ru>.

В 2005 г. в НПЛ на базе КМД конструкции В.Н. Боброва с электрическим выходом была создана цифровая станция под названием ЦМВСБ. Основные технические характеристики этой ЦМВС указаны в работе [Бобров и Любимов, 2005]. Отличительной особенностью этой разработки было то, что она имела три варианта конструкции блока датчиков, которые были предназначены для проведения исследовательских работ как в полевых условиях, так и в условиях МО.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре предпринята попытка систематизации всей деятельности сотрудников ИЗМИРАН на протяжении многих лет в плане общего развития направления кварцевого магнитного приборостроения и его применения в России и за рубежом. Систематизирована база знаний в плане подбора практически всех основополагающих литературных источников и публикаций сотрудников института по этой тематике. Показан огромный вклад В.Н. Боброва — легенды отечественного и зарубежного кварцевого магнитного приборостроения, приборы которого и в настоящее время используются как в отечественных, так и в зарубежных обсерваториях для научных исследований и практических работ [Любимов, 2020б].

Следует отметить, что процесс создания ЦМВС с применением современных средств техники и технологий, несмотря на уход из жизни поколения главных идеологов кварцевого магнитного приборостроения, продолжается. Уже в настоящее время в институте создан ряд конструкций и опытных образцов ЦМВС на основе КМД, которые развивают эту тематику и обладают новыми более высокими техническими и эксплуатационными характеристиками [Любимов, 2016а, б, в, г, 2019а, б; 2021а, б; Lyubimov, 2022a, b]. При этом в разработках используются новые возможности и технологии по обмену и передаче данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор хотел бы выразить благодарность и признательность ученым и сотрудникам ИЗМИРАН (А.С. Амиантову, Ю.А. Бурцеву, Б.А. Белову, С.П. Гайдашу, А.Г. Гойдиной, В.А. Жиякову, А.Н. Зайцеву, К.Х. Канониди, Ю.Ю. Кашубе, А.И. Кудревскому, Н.Д. Куликову, П.А. Майсурадзе, С.М. Мансурову, Б.П. Мурашову, В.И. Одинцову, В.О. Папитушвили, Ю.П. Сизову, Г.А. Тимофееву, О.В. Филатову, В.Ф. Шельтингу) — участникам и идеологам работ, которые внесли большой личный вклад в создание кварцевых датчиков, МВС и ЦМВС. Хотелось отметить также авторов уникальных компьютерных программ (В.Х. Кириакова, В.Г. Петрова), созданных в институте для современных ЦМВС, которые используются в настоящее время во многих МО. С помощью созданного ими программного обеспечения для ЦМВС приборы ИЗМИРАН могут легко интегрироваться во многие отечественные и зарубежные проекты по сбору, обработке и коллекционированию полученных цифровых данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Амиантов А.С., Зайцев А.Н., Одинцов В.И., Петров В.Г.* Вариации магнитного поля Земли: База цифровых данных магнитных обсерваторий России за период 1984–2000 гг. (брошюра и оптический диск CD-ROM). М.: СтройАрт. 52 с. 2001.
- *Белов Б.А., Бурцев Ю.А., Кириаков В.Х., Любимов В.В.* Цифровые кварцевые магнитные вариационные станции // Датчики и Системы / Новые приборы. М.: “ООО СенСиДат. № 5. С. 35–38. 2006.
- *Бобров В.Н., Шельтинг В.Ф.* Цельно кварцевая крутильная рамка для вариометров и магнитометров. Авторское свидетельство СССР № 104725. БИ № 22. 1956.
- *Бобров В.Н.* Универсальный высокостабильный чувствительный элемент с нулевым температурным коэффициентом для магнитометров, вариометров и микровариометров, регистрирующих любую компоненту земного магнитного поля // Труды ИЗМИРАН. М. Вып. 18(28). С. 55–67. 1961.
- *Бобров В.Н.* Серия кварцевых магнитных вариометров // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 2. № 3. С. 348–356. 1962.

- Бобров В.Н. Кварцевые геомагнитные приборы // Вестн. АН СССР. М. Вып. 2. С. 82–84. 1963.
- Бобров В.Н. Трехкомпонентная полевая магнитовариационная станция “ИЗМИРАН-4” // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 5. № 5. С. 892–895. 1965.
- Бобров В.Н. Пятикомпонентная полевая электромагнитная вариационная станция // Геомагнетизм и аэрономия. Т.11. № 3. С. 570–573. 1971.
- Бобров В.Н., Гайдаш С.П., Куликов Н.Д. Двухкомпонентная морская магнитная вариационная станция // Фундаментальные проблемы электромагнитных исследований в океанах. М.: ИЗМИРАН. С. 45–50. 1979.
- Бобров В.Н., Любимов В.В. Цифровая магнитовариационная станция // Датчики и Системы / Новые приборы. М.: “ООО СенСиДат”. № 2. С. 40–42. 2005.
- Бурцев Ю.А., Мансуров С.М., Тимофеев Г.А. Автономная вариационная станция для геомагнитных исследований в Антарктиде // Геомагнитное приборостроение. М.: Наука. С. 60–64. 1977.
- Бурцев Ю.А. Магнитовариационная станция Кварц-3Е в международных исследованиях / Сб. “Материалы международной школы-семинара по компьютерной автоматизации и информатизации”. М.: МГУ. С. 89–91. 2000.
- Бурцев Ю.А., Кириаков В.Х., Любимов В.В. Цифровая магнитовариационная станция “КВАРЦ-4” // Датчики и Системы / Новые приборы. М.: “ООО СенСиДат”. № 1. С. 45–48. 2006.
- Зайцев А.Н. Исследования в Арктике и Антарктике / Электромагнитные и плазменные процессы от Солнца до ядра Земли. М.: Наука. С. 315–327. 1989.
- Канониди К.Х., Канониди Х.Д., Петров В.Г. Развитие сети геомагнитных наблюдений ИЗМИРАН / Электромагнитные и плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли. М.: ИЗМИРАН. С. 77–87. 2015.
- Кириаков В.Х., Любимов В.В. Новые разработки: цифровая магнитная обсерватория // Датчики и Системы / Конструирование и производство датчиков, приборов и систем. М.: “ООО СенСиДат”. № 4. С. 22–24. 2010.
- Кириаков В.Х., Любимов В.В. Цифровая магнитовариационная автоматическая станция // Dynamika naukowych badan – 2012 / Materiały VIII Międzynarodowej naukowo-praktycznej konferencji 07–15 lipca 2012/ Fizyka. Przemysl. V. 22. S. 31–35. 2012.
- Кузнецов В.Д., Канониди Х.Д., Канониди К.Х., Ружин Ю.Я. Карпогорский научный стационар ИЗМИРАН / Материалы международной конференции “Развитие академической науки на родине М.В. Ломоносова”. Архангельск. С. 109–114. 2011.
- Любимов В.В. Станция трехкомпонентная магнитовариационная // Приборы. М. № 12. С. 1–4. 2016а. <https://doi.org/10.5281/zenodo.2567474>
- Любимов В.В. Новые приборы для геомагнитных исследований: магнитовариационная станция // Nauka I studia / Fizyka. Przemysl. NR 24-6 (160). S. 28–33. 2016б.
- Любимов В.В. Высокостабильный магнитный измерительный преобразователь на основе кварцевых датчиков для цифровых геомагнитных обсерваторий различных широт // Nauka I studia. Przemysl. V.10. S. 400–413. 2016в.
- Любимов В.В. Цифровой магнитоизмерительный преобразователь на основе кварцевого магнитного датчика и миниатюрного фотоэлектрического преобразователя линейных и угловых перемещений // Nauka I studia. Przemysl. V. 11. S. 82–94. 2016.
- Любимов В.В. К 45-летию геомагнитных исследований ИЗМИРАН на Крайнем Севере: История создания и применения цифровых магнитометров (Обзор) // Уральский научный вестник. Физика: Геофизика. г. Уральск: ТОО Уралнаучкнига. V. 2. № 8. С. 3–14. 2018. <https://doi.org/10.5281/zenodo.2565661>
- Любимов В.В. Магнитоизмерительный преобразователь для цифровых вариационных станций // Приборы. М. № 8. С. 11–16. 2019а. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3463661>
- Любимов В.В. Двухкомпонентный кварцевый вариометр // Евразийское научное объединение. М. № 12(58). С. 50–53. 2019б. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3603859>
- Любимов В.В. К 80-летию ИЗМИРАН: цифровые кварцевые магнитовариационные станции (история их создания и применения) // Евразийское научное объединение. М. № 4(62). С. 480–493. 2020а. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3818532>
- Любимов В.В. Кварцевые датчики магнитного поля, магнитовариационные станции и приборы на их основе (Библиография) // Евразийское научное объединение. М. № 5(63). С. 130–144. 2020б. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3888083>
- Любимов В.В. Кварцевые магнитовариационные станции ИЗМИРАН на полярных обсерваториях и пунктах наблюдений: от аналоговых к цифровым приборам // Евразийский союз ученых (ЕСУ). М. № 11(92) Т. 1. С. 8–18. 2021а. <https://doi.org/10.31618/ESU.2413-9335.2021.1.92.1506>
- Любимов В.В. Цифровой вариометр-магнитометр-градиентометр с фиксированной измерительной базой на основе кварцевого магнитоизмерительного преобразователя // Евразийское научное объединение. М. № 12(82). С. 92–95. 2021б. <https://doi.org/10.5281/zenodo.5833336>
- Мансуров С.М. Теория магнитных вариационных приборов // Труды НИИЗМ. М. Вып. 12(22). С. 91–182. 1957.
- Шельтинг В.Ф. Кварцевый Z-вариометр // Тр. НИИЗМ. Л. Вып. 7(17). С. 144–187. 1953.
- Шельтинг В.Ф. Полевая вариационная магнитная станция. Авторское свидетельство СССР № 104677. Класс 42с, 43. 1954.
- Lyubimov V.V. Quartz variometer // American Scientific Journal. Elmhurst AV, Queens, NY, United States. N (32). V. 2. P. 31–35. 2019. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3596918>
- Lyubimov V.V. Compact digital quartz variometer for observatories and scientific research // Journal of Engineering and Technology Development Research (JETDR). ArtMedia24. Industriestrasse 8,74589 Satteldorf Germany. V. 1. № 1. P. 14–16. 2022а. <https://doi.org/10.5281/zenodo.6077888>
- Lyubimov V.V. Quartz magnetometer-gradimeter // Journal of Engineering and Technology Development Research (JETDR). ArtMedia24. Industriestrasse 8,74589 Satteldorf Germany. V. 1. № 1. P.11–14. 2022б. <https://doi.org/10.5281/zenodo.6077729>

УДК 533.9...16+533.951+537.86

СОСУЩЕСТВОВАНИЕ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ТОКОВЫХ СТРУКТУР И РАЗВИТИЕ РАЗНОТИПНЫХ ВЕЙБЕЛЕВСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СОСЕДСТВУЮЩИХ ОБЛАСТЯХ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ С ПОТОКОМ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2023 г. М. А. Гарасёв¹, Вл. В. Кочаровский^{1, 2, *}, А. А. Нечаев¹,
А. Н. Степанов¹, В. В. Кочаровский³

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

³Кафедра физики и астрономии, Техасский A&M университет, Колледж Стэйшен, США

*e-mail: kochar@ipfran.ru

Поступила в редакцию 08.03.2022 г.

После доработки 27.06.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

С использованием численного моделирования методом частиц в ячейках обнаружена возможность формирования и длительного сосуществования ортогональных токовых структур в соседствующих слоях неоднородной холодной плазмы, пронизываемой потоком горячих электронов. Показано, что образование подобных структур имеет место в широкой области параметров задачи о бесстолкновительном разлете высокоэнергичных электронов из плотной плазмы в разреженную. Эти структуры обусловлены развитием вейбелевских неустойчивостей двух разных типов, связанных с качественно различными анизотропными распределениями электронов по скоростям. С целью наблюдения предсказанного явления предложены эксперименты с лазерной плазмой, создаваемой абляцией мишени при квазицилиндрической фокусировке мощного пучка излучения фемтосекундного лазера.

DOI: 10.31857/S0016794022060050, EDN: ADRIZJ

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Исходные представления о переходном процессе

Проблема формирования и перестройки токовых структур (слоев или филаментов) потоком неравновесной плазмы с горячими электронами в переходном слое относительно холодной плазмы с монотонно спадающей концентрацией известна в физике целого ряда космических и лабораторных явлений [Арцимович, Сагдеев, 1979; Lyubarsky, Eichler, 2006; Quinn et al., 2012; Huntington et al., 2015; Albertazzi et al., 2015; Garasev and Derishev, 2016; Ngirmang et al., 2020 и др. работы]. Примерами являются многообразные задачи о пересоединении силовых линий магнитного поля в неоднородной плазме, о корональной инжекции массы при вспышечных процессах в атмосферах звезд поздних спектральных классов, о взрывных процессах с образованием области плазмы с высокой плотностью энергии и горячими электронами и проч. [Степанов, Зайцев, 2018; Yoon, 2017; Vörös et al., 2017; DeForest et al., 2018; Nakamura et al., 2018; Peterson et al., 2021; Dudík et al., 2017; Lazar et al., 2022]. Однако многие особенности перестройки токовых структур на на-

чальной стадии подобного переходного процесса, наблюдаемые или ожидаемые при указанных и других взрывных явлениях в астрофизической и лазерной бесстолкновительной плазме, остаются мало исследованными, хотя и представляют интерес, например, благодаря генерации сильного магнитного поля и созданию развитой плазменной турбулентности.

В настоящей работе такого рода особенности исследованы для различных пространственных распределений и характерных значений концентраций и температур электронов и ионов обеих присутствующих в задаче плазм — инжектируемой разогретой и покоящейся холодной, исходно имеющей монотонно спадающий профиль концентрации частиц. Рассмотрены такая геометрия задачи (см. ниже) и те области ее параметров, для которых, благодаря неустойчивости вейбелевского типа [Weibel, 1959; Кочаровский и др., 2016; Гарасёв и др., 2022], в определенных соседних слоях плазмы возможно образование взаимно ортогональных токовых структур с достаточно сильными магнитными полями. Исходной целью является качественное физическое исследование

динамики формирования, дальнейшей значительной перестройки и последующего затухания этих двух ортогональных токовых структур при различных длительностях впрыска плазмы с горячими электронами. Анализ обнаруженного явления основан на проведенных детальных двумерных численных расчетах методом частиц в ячейках с использованием кода EPOCH [Arber et al., 2015]. Представленная работа отчасти является продолжением проведенного ранее численного решения начальной задачи о разлете неоднородно нагретого слоя плазмы в вакуум при наличии внешнего магнитного поля, где тоже происходит развитие неустойчивости вейбелевского типа и формирование разномасштабных токовых слоев и филаментов [Гарасёв и др., 2022]. В указанной работе дан также небольшой обзор имеющихся представлений и исследований вейбелевской неустойчивости в рассматривавшихся ранее подобных задачах, например, [Dieckmann, 2009; Thaury et al., 2010; Fox et al., 2018; Moreno et al., 2020; Ngirmang et al., 2020; Peterson et al., 2021; Кочаровский и др., 2016; Бородачёв и др., 2016; Нечаев и др., 2019; Нечаев и др., 2020]), который свидетельствует о новизне постановки задачи и полученных ниже результатов об инъекции горячих электронов в неоднородную достаточно холодную плазму, но для краткости здесь опущен.

Для определенности параметры и геометрия интересующей нас граничной задачи выбраны соответствующими лазерной плазме, создаваемой абляцией мишени (т.е. взрывным испарением ее части) при квазицилиндрической фокусировке мощного пучка излучения фемтосекундного лазера. Осуществленное численное моделирование призвано выявить следующие основные особенности переходного процесса, которые должны возникать в указанных условиях согласно проведенному нами ранее качественному анализу (обсуждение демонстрационных примеров дано во второй части раздела 2 и в разделе 3). Уже на субпикосекундных временах, т.е. практически с самого начала процесса впрыска относительно разреженной плазмы с горячими электронами в более холодную плазму, окружающую мишень, начинается развитие неустойчивости вейбелевского типа, часто называемой филаментационной и связанной с так называемой потоковой анизотропией распределения электронов по скоростям. В определенном слое достаточно плотной холодной плазмы происходит эффективное формирование мелкомасштабных токовых структур – слоев тока, ориентированных вдоль направления впрыска и созданных встречными потоками горячих и холодных электронов. Эти потоки согласованы с постепенно нарастающим перепадом электростатического потенциала в расширяющемся облаке неравновесной плазмы, создаю-

щим глобальное электрическое поле, которое тормозит, а потом и возвращает убегающие горячие электроны, также подверженные филаментации.

Позднее, на пикосекундных временах, и на большем удалении от мишени, в слое более разреженной плазмы, куда к этому моменту долетают в значительном числе анизотропно остывшие при разлете горячие электроны (см. об этом [Гарасёв и др., 2022]), характер анизотропии распределения частиц по скоростям оказывается качественно иным, бимаксвелловским. Именно, ось наибольшей температуры электронов становится ориентированной не ортогонально, а параллельно мишени, вдоль оси цилиндра, разогретого лазерным излучением. Поэтому меняется характер вейбелевской неустойчивости (называемой тепловой в подобных условиях) и по соседству с возникшими ранее токовыми структурами начинают довольно быстро развиваться ортогональные им токовые структуры (филаменты), имеющие больший пространственный масштаб и постепенно занимающие все большую область переходного слоя, в котором доминируют горячие электроны. В этой области при достаточно длительной инъекции горячих электронов с достаточно большого разогретого участка мишени возможна хаотизация ансамбля токовых филаментов и их деформация, т.е. развитие квазимагнитостатической турбулентности.

После окончания периода впрыска горячих электронов, который в проведенных расчетах для ускорения моделирования обычно ограничивался несколькими пикосекундами, мелкомасштабные токовые слои, сформировавшиеся первоначально в более плотной плазме, должны затухать, причем довольно быстро, в течение нескольких пикосекунд. Токовые филаменты, сформировавшиеся позднее в менее плотной плазме и имеющие больший пространственный масштаб, могут существовать дольше, на временах больше десятка пикосекунд. На протяжении всего переходного процесса профиль концентрации плазмы должен меняться медленно и оставаться плавным благодаря сохранению ее квазинейтральности и большой инерции массивных ионов. Однако создаваемые токовыми структурами магнитные поля ожидаются настолько сильными, что должны приводить к заметной сопутствующей стратификации как концентрации плазмы, так и анизотропии распределения электронов по скоростям. Иными словами, генерируемые магнитные поля будут существенно менять бесстолкновительную кинетику частиц, хотя этот процесс и не сопровождается формированием сильных ударных фронтов для рассматриваемой исходной геометрии распределения холодной плазмы и невысокой концентрации горячих электронов.

В работе установлены характерные особенности предсказанного явления, выявлены его пространственно-временные масштабы и определены типичные свойства возникающих токовых структур и согласованных с ними регулярных или турбулентных магнитных полей. Особое внимание уделено связи этих свойств с меняющейся неоднородной анизотропией распределения электронов по скоростям и вытеснению холодных электронов горячими. Кинетика ионов, являющихся холодными, учитывалась, но существенно сказалась бы лишь на относительно больших, субнаносекундных временах, тогда как ниже рассматриваются только пикосекундные времена, на которых доминируют процессы с участием электронов.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ИЗ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ОБЛАСТИ МИШЕНИ В ФОНОВУЮ ХОЛОДНУЮ ПЛАЗМУ

При помощи релятивистского кода ЕРОСН, использующего метод частиц в ячейках (макрочастиц) [Arber et al., 2015], для поставленной простейшей двумерной задачи нами проведена серия модельных 2D3V расчетов уравнений Власова — Максвелла, в которых пренебрегалось пространственной зависимостью от координаты z , ортогональной плоскости расчета x y , но полностью учитывалась динамика всех трех компонент скорости частиц. Относительно холодная фоновая плазма, создаваемая низкоэнергичным предимпульсом основного фемтосекундного импульса лазера, моделировалась набором из порядка миллиарда квазичастиц (электронов и однократно заряженных ионов с массами m и $M = 100m$ соответственно¹) и в начальный момент времени их температура равнялась $T_0 = 250$ эВ, а концентрация полагалась спадающей от поверхности мишени $y = 0$ по экспоненциальному закону $N = N_0 \exp(-y/L)$ с характерным масштабом L в пределах 16–32 мкм и максимальным значением $N_0 = 1.7 \times 10^{22}$ см⁻³. Плазма с горячими электронами (с температурой $T = 100$ кэВ) и холодными ионами (с фоновой температурой $T_0 = 250$ эВ) впрыскивалась с начала моделирования на протяжении времени $t_{inj} = 2–5$ пс с поверхности мишени xz (т.е. $y = 0$) со-

гласно гауссовому распределению концентрации частиц вдоль оси x (зависимость от z отсутствует)

$n^*(x) = n_0^* \exp(-x^2/r_0^2)$. Величина $2r_0 = 25$ мкм характеризует поперечный размер полоски на поверхности мишени, из каждой точки (счетной ячейки) которой изотропно вылетают и холодные ионы, и горячие электроны с максвелловским распределением по скоростям, созданные в результате цилиндрической фокусировки на мишень пучка излучения фемтосекундного лазера (с осью симметрии z , лежащей при $x = 0$).

Обоснование возможности преимущественного разогрева электронов и обусловленной им инжекции неравновесной плазмы из мишени в результате ее облучения мощным пико- или фемтосекундным лазером, а также примеры использования слабостолкновительной лазерной плазмы с горячими электронами для качественного моделирования явлений плазменной астрофизики можно найти в работах [Borghesi et al., 1998; Drake, 2006; Stamper, 1991; Albertazzi et al., 2014; Quinn et al., 2012; Andreev et al., 2003; Shaikh et al., 2017; Shukla et al., 2020; Soloviev et al., 2021] и указанной там литературе.

Плазма с горячими электронами считалась сильно разреженной относительно фоновой плазмы у поверхности мишени, а именно, отношение n_0^*/N_0 выбиралось в пределах 0.03–0.003, так что концентрации горячих и холодных электронов оказывались сравнимыми только на расстоянии больше или порядка 100 мкм от мишени. На всех границах области расчета использовались открытые граничные условия для частиц и поглощающие для полей, т.е. все частицы и волновые поля свободно выходили за границу расчетной области и больше не оказывали никакого влияния на процессы внутри нее. Размер области расчета был равен $L_x \times L_y = 120 \times 200$ мкм². Счетная сетка состояла из 2400×4000 ячеек, каждая существенно меньше дебаевского радиуса и толщины скин-слоя плазмы вблизи мишени, рассчитанных по температуре и концентрации горячих электронов. Для областей плазмы с концентрацией значительно меньше 10^{21} см⁻³, где возникают интересующие нас токовые структуры, длина свободного пробега [Арцимович и Сагдеев, 1979] даже условно холодных электронов фона с энергией ~ 250 эВ, созданного лазерным предимпульсом, составляет величину порядка десяти и более микрон, т.е. превышает характерные размеры токовых структур и отвечает критерию бесстолкновительности плазмы для рассматриваемых процессов вейбелевской неустойчивости, включая филаментацию токов на нелинейной стадии.

Для одного из указанных выше наборов типичных параметров поставленной задачи с $L = 16$ мкм,

¹ При увеличении ионной массы до фактических значений $M > 1836m$, как показывают оценки для поставленной задачи и численное моделирование для физически близкой задачи о разлете плазмы с горячими электронами во внешнее магнитное поле [Гарасёв и др., 2022], характер токовых структур и динамика электронных процессов на пикосекундных временах качественно не меняются, а лишь замедляется их темп и уменьшается скорость деформации профиля общей концентрации плазмы, определяемая ионно-звуковой скоростью $\sim (T/M)^{1/2}$.

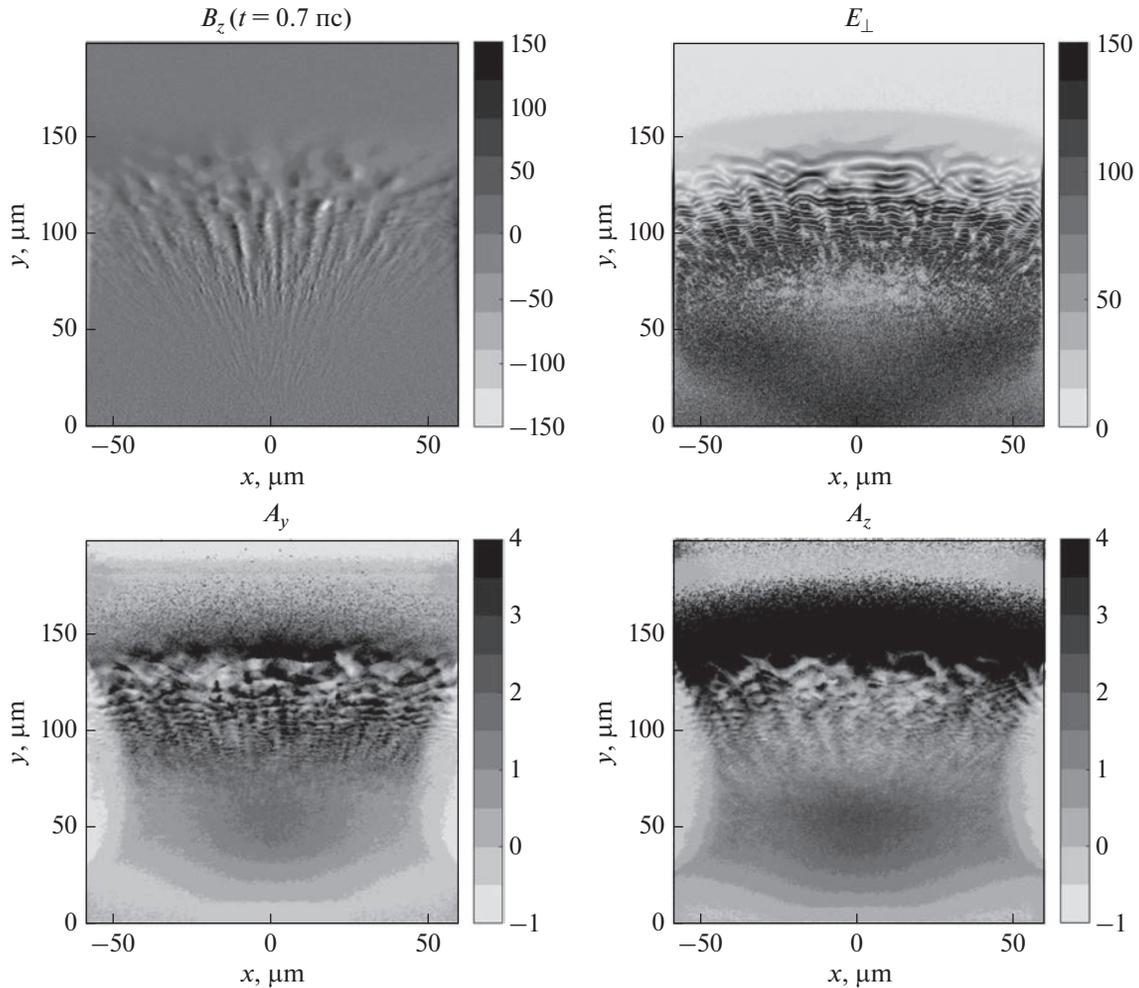


Рис. 1. Пространственные распределения магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного электрического поля $E_{\perp} = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах 3×10^8 В/м), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 0.7$ пс после начала инъекции плазмы с горячими электронами в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

$t_{inj} = 2$ пс, $n_0^*/N_0 = 0.03$ на рисунках 1–5 даны распределения компонент магнитного поля B_z , $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ и определяющих их генерацию параметров анизотропии $A_{y,z} = T_{y,z}/T_x - 1$, а также некоторых других величин, рассчитанные в плоскости xu для пяти последовательных характерных моментов времени после начала впрыска плазмы с горячими электронами: 0.7, 1.8, 3.6, 6.6, 10 пс. Рассчитанные эффективные температуры T_z, T_y, T_x (в энергетических единицах) характеризуют локальную дисперсию соответствующих компонент скорости электронов (холодных и горячих вместе). На этом примере ниже кратко изложены основные этапы изучаемого переходного процесса и обуславливающие их физические явления, а в следующем разделе с использованием расчетов

для других параметров задачи обсуждаются важные детали этого процесса.

С самого начала впрыска наличие вполне однородного радиального потока горячих электронов, летящих через плотную среду холодных электронов, обуславливает известную плазменную неустойчивость пучкового типа и генерацию быстро осциллирующего электрического поля E_{\perp} , направленного вдоль локальной скорости потока в плоскости xu и связанного с плазменными волнами (правая верхняя панель рис. 1). Они обладают небольшими групповыми скоростями и имеют длины волн от субмикрон до микрон. Однако эти турбулентные плазменные волны не успевают сколько-нибудь существенно вырасти и переводят лишь малые доли процента энергии направленного движения электронов в их тепловую

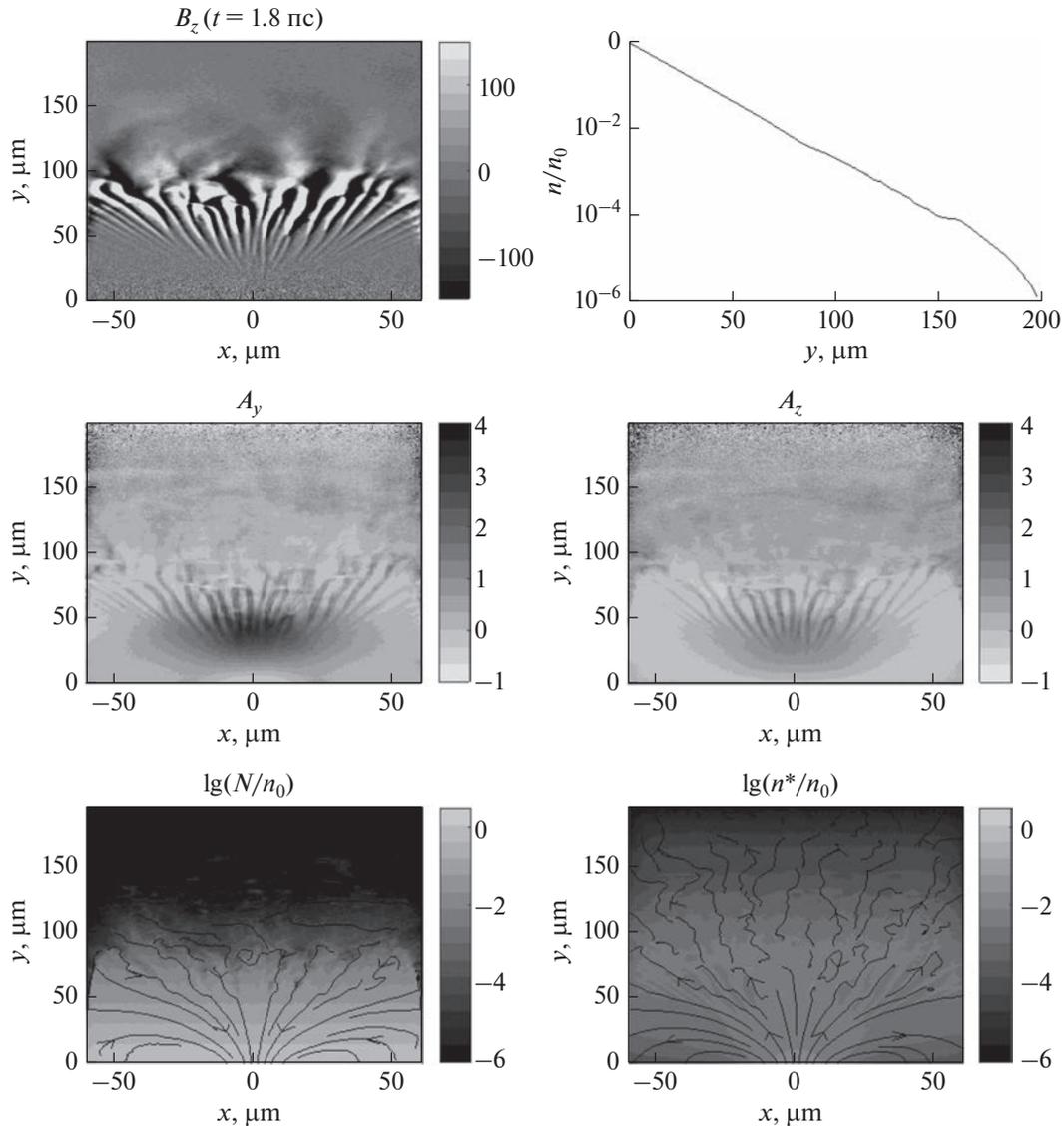


Рис. 2. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), профиля концентрации плазмы n/n_0 (справа сверху), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева в центре) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа в центре), концентраций электронов холодной плазмы N (слева внизу) и горячих впрыснутых электронов n^* (справа внизу) в момент времени $t = 1.8$ пс после начала инъекции в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$. На нижних панелях изображен логарифм нормированной концентрации, линии со стрелками показывают направления потока холодных электронов фона и горячих электронов.

энергию, поскольку уже на субмикросекундных временах в широком слое плотной плазмы на расстоянии порядка 30–100 мкм от области инъекции происходит развитие столь же быстрой вейбелевской неустойчивости, которая связана с апериодической генерацией ортогонального плоскости xu магнитного поля B_z , имеющего азимутальную стратификацию (левая верхняя панель рис. 1). В результате встречные потоки летящих радиально вверх горячих электронов и опускающихся вниз холодных электронов в значительной мере разделяются в пространстве, образуя чередующие-

ся клинообразные токовые слои, сосредоточенные в окрестностях соседних минимумов магнитного поля. Для принятых параметров задачи такой процесс заметен на временах больше примерно 0.3 пс.

В этой весьма регулярной веерной структуре полный ток мал, а поперечные размеры слоев возрастают примерно от 1 мкм до 10 мкм при радиальном удалении от центра разогретой полосы на поверхности мишени в интервале расстояний примерно от 15 мкм до 150 мкм. Благодаря нелинейным эффектам насыщения вейбелевской не-

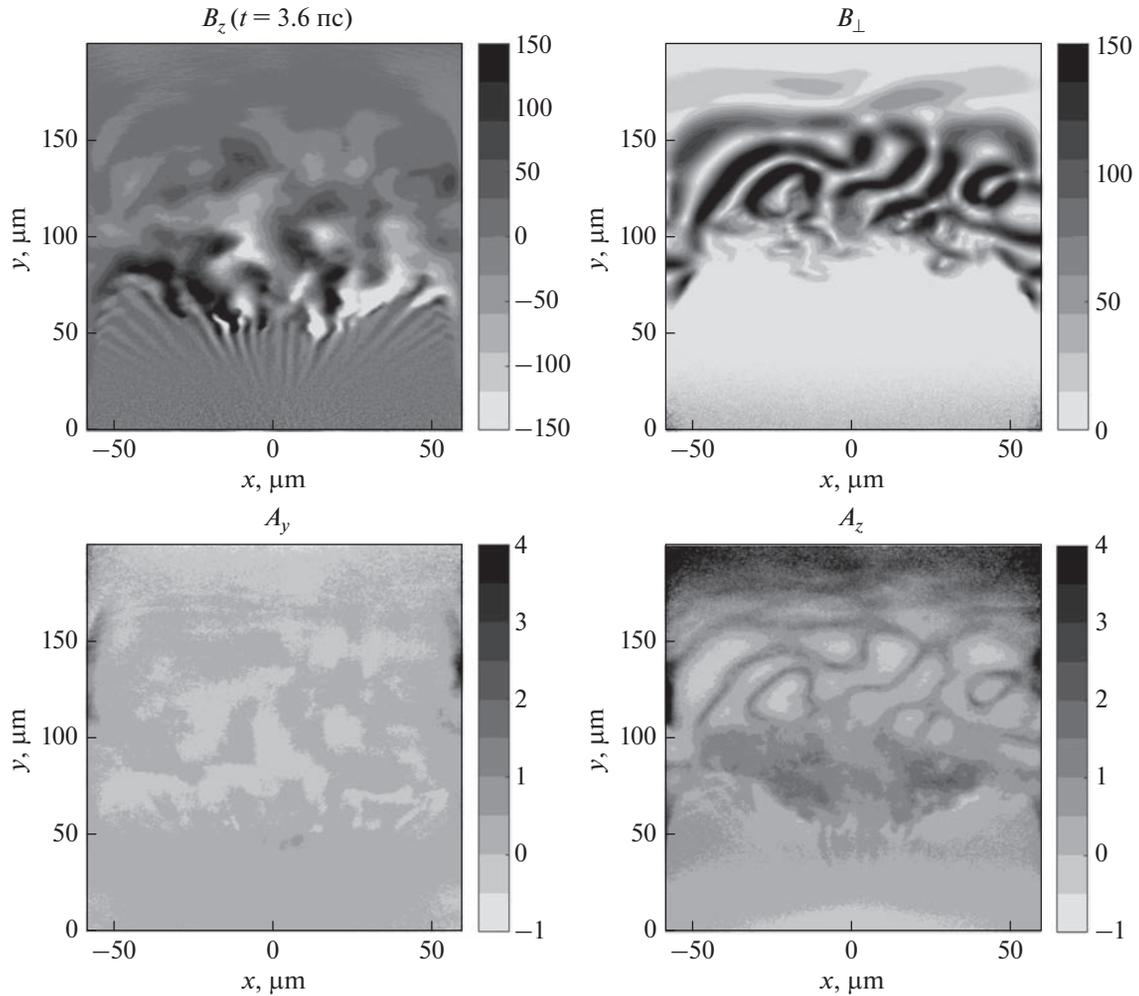


Рис. 3. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 3.6$ пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабom неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

устойчивости в образующемся сильном магнитном поле с величиной вплоть до 200 Тл указанные толщины токовых слоев оказываются порядка локальных гирорадиусов энергичных электронов и происходит соответствующая стратификация параметра анизотропии A_y , по существу ответственного за данную неустойчивость; см. левую нижнюю панель рис. 1. Показанная на правой нижней панели анизотропия A_z тоже стратифицируется, но в данном слое с доминирующей холодной плазмой является слабой и не приводит к вейбелевской неустойчивости.

В ходе дальнейшей эволюции процесса инжекции на временах больше 1 пс указанное разделение радиальных потоков горячих и холодных электронов (нижние панели на рис. 2) сохраняется только в постепенно сужающемся слое плазмы

(на расстояниях примерно до 100 мкм при $t = 1.8$ пс согласно левой верхней панели рис. 2). При этом точка разворота горячих электронов постепенно приближается к мишени, а убежавшие вверх горячие электроны достигают области достаточно разреженной фоновой плазмы, где сравниваются по концентрации с холодными электронами, вытесняя их. В результате сверху указанного ранее слоя образуется соседний слой плазмы с доминирующими горячими электронами, которые испытали частичное анизотропное охлаждение вследствие общего расширения в плоскости xu , т.е. в целом уменьшили свои эффективные температуры $T_{x,y}$, сохранив практически неизменной исходную температуру T_z благодаря пространственной однородности инжекции горячих электронов и фона холодных в направлении оси z , а также от-

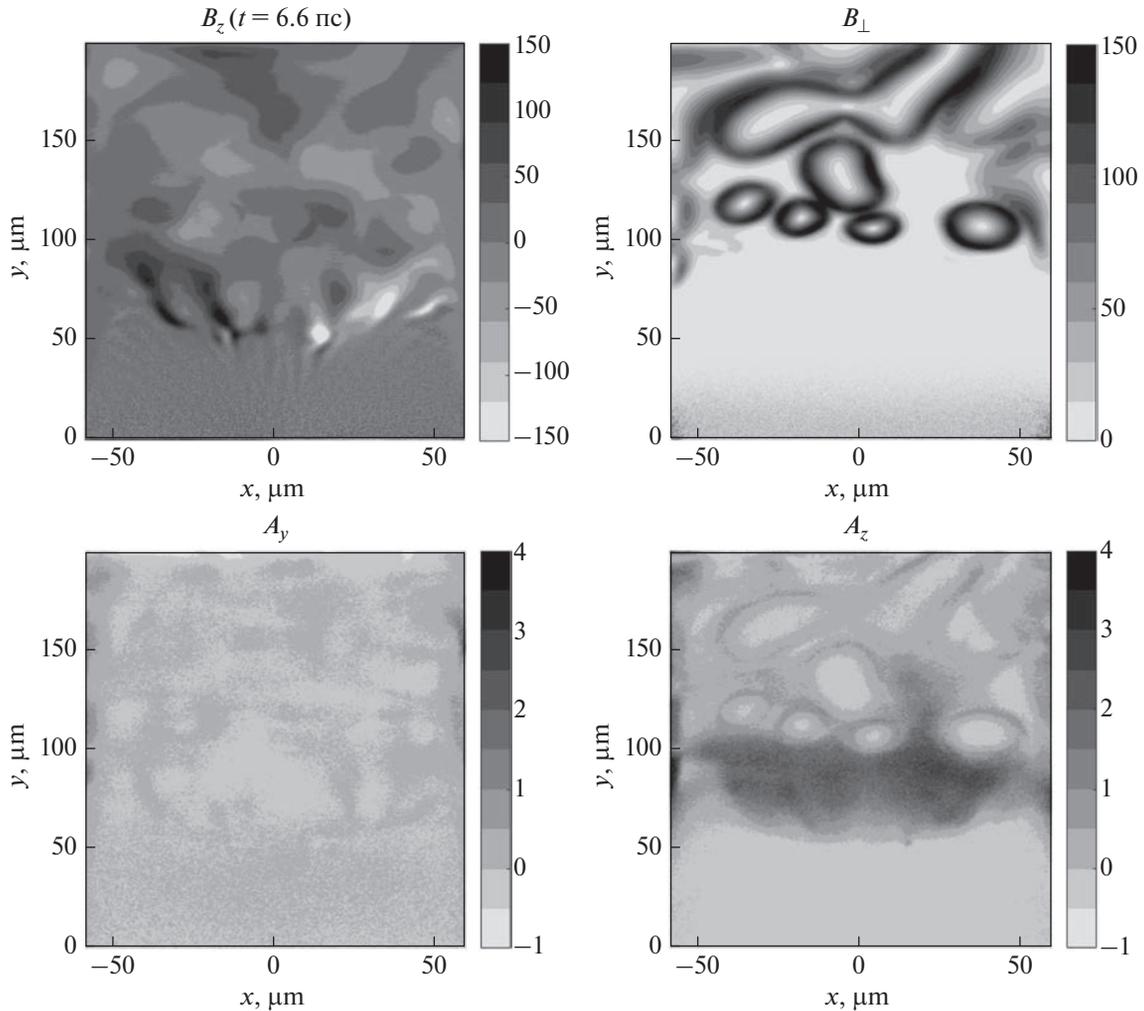


Рис. 4. То же, что на рис. 3, в момент времени $t = 6.6$ пс.

сутствию компонент магнитного поля в плоскости xu и компоненты электрического поля вдоль оси z . Границы этого нового слоя становятся видимыми и длительное время наблюдаются в дальнейшем на профиле концентрации плазмы (см. его слабые изгибы на правой верхней панели рис. 2 при $y \approx 90$ мкм и $y \approx 150$ мкм). Внутри значительной части слоя на временах порядка или больше 2 пс уровень анизотропии A_z сравнивается и начинает превышать уровень анизотропии A_y (см. средние панели рис. 2), в том числе даже если инжекция горячих электронов продолжается; см. рис. 6 раздела 3. В последнем случае заметная часть горячих электронов может возвращаться вдоль токовых слоев в район исходной инжекции вместе с текущими туда холодными электронами, усиливая радиально стратифицированное магнитное поле B_z таким нелинейным образом.

Отмеченное преобладание анизотропии A_z над анизотропией A_y тем более быстро устанавливает-

ся сразу после прекращения инжекции горячих электронов (на временах больше 2 пс в рассматриваемом в этом разделе случае). В итоге, наряду с появившейся ранее структурой радиальных токовых слоев, возникает новый ансамбль ортогональных токовых филаментов, ориентированных вдоль оси z , подобных известным z -пинчам и обусловленных постепенным развитием нового этапа вейбелевской неустойчивости, динамика которой по существу уже не связана с холодными электронами фона и диктуется довольно медленным нарастанием параметра анизотропии A_z над пороговым значением. Как показано на рис. 3 для момента времени $t = 3.6$ пс, характерные масштабы z -пинчей, составляющие 10–50 мкм, сильно превышают толщины лежащих ниже токовых слоев и сравнимы с исходным масштабом неоднородности фоновой плазмы, а также с локальным гирорадиусом типичного энергичного электрона в насыщающем неустойчивость поперечном магнитном поле B_\perp , величина которого

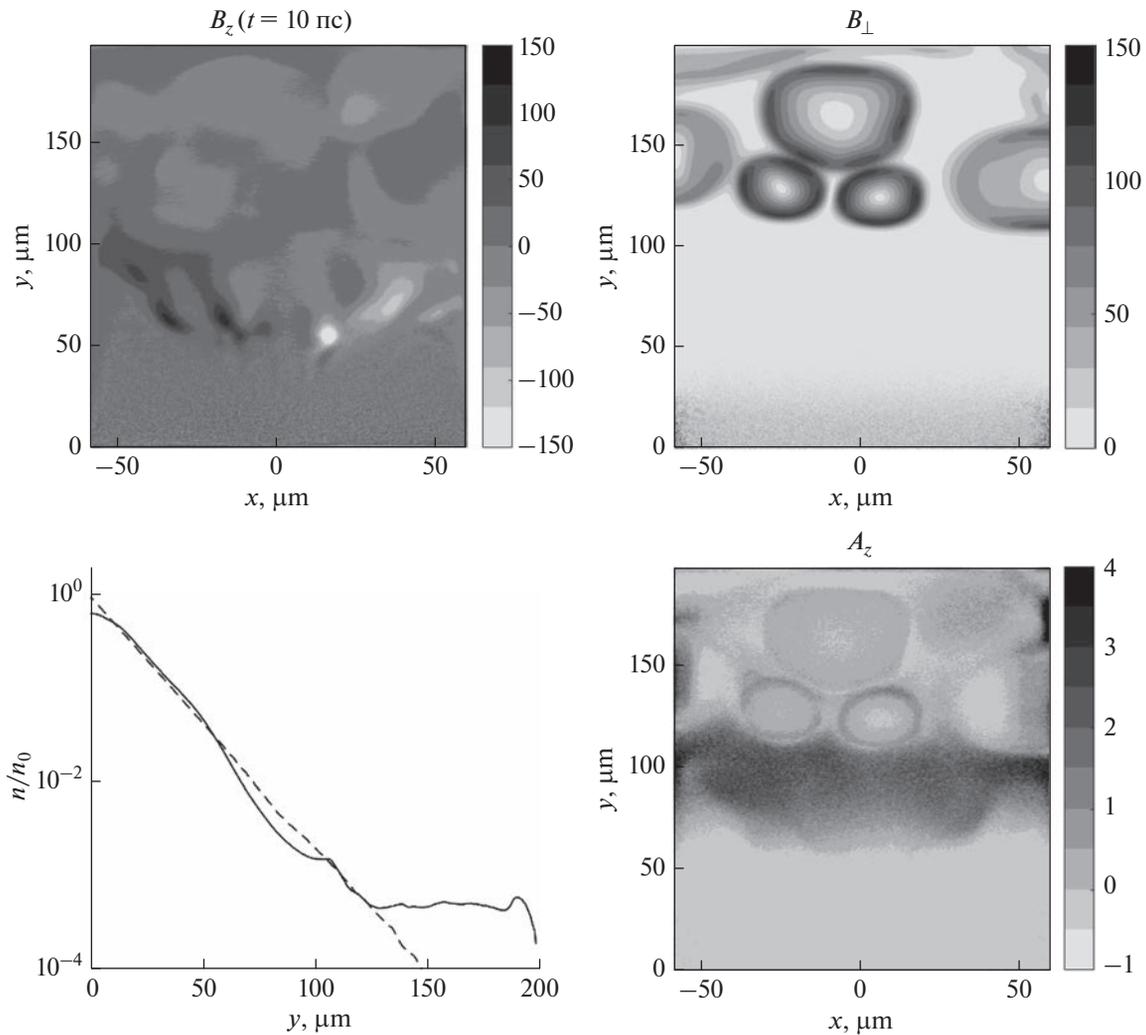


Рис. 5. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), профиля концентрации плазмы n/n_0 (слева внизу, сплошная линия для $t = 10$ пс, штриховая для $t = 1.8$ пс) и показателя анизотропии $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 10$ пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

достигает уже указанного выше большого значения порядка 200 Тл. Благодаря значительному уровню анизотропии A_y здесь, несмотря на доминирование горячих электронов, присутствует и заметное продольное магнитное поле B_z с величиной вплоть до 100 Тл, а следовательно, и заметные крупномасштабные радиальные и азимутальные токи.

На больших временах после прекращения инжекции радиальные токи, особенно нижележащие мелкомасштабные, затухают быстрее токов вдоль оси z , что видно из сравнения верхних панелей рис. 4 для момента времени $t = 6.6$ пс. При этом величина среднего магнитного поля уже упала до уровня $B \sim 30$ Тл и анизотропия A_y является незначительной. Анизотропия A_z еще велика

и коррелирует (см. также [Нечаев и др., 2019]) с промодулированным z -пинчами поперечным магнитным полем B_{\perp} (нижние панели рис. 4), причем является немалой даже в лежащем ниже слое достаточно плотной фоновой плазмы (в интервале высот y примерно от 50 до 100 мкм), где сравнимы концентрации горячих и холодных электронов. Однако присутствие большого числа последних и понизившаяся концентрация первых из-за их разлета больше не позволяют развиваться вейбелевской неустойчивости, как это было на временах $t \sim 3-5$ пс в слое выше уровня $y \sim 100-80$ мкм соответственно, на котором сравнивались концентрации горячих и холодных электронов.

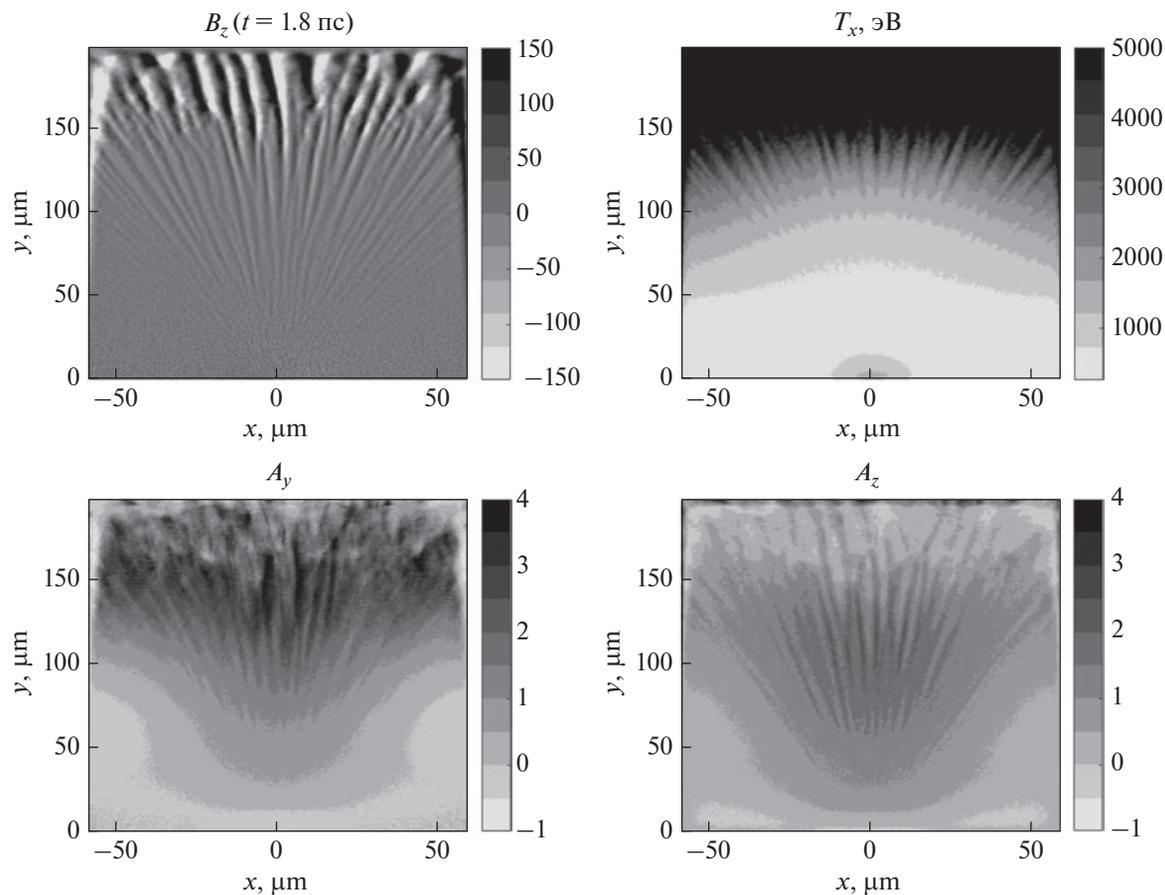


Рис. 6. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), эффективной температуры T_x (справа сверху, в единицах эВ), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 1.8$ пс после начала инъекции горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 32$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

Сказанное подтверждает и рис. 5, верхние панели которого представляют существенно ослабленное магнитное поле на еще более поздней стадии затухания двух уже далеко не ортогональных токовых структур при $t = 10$ пс (согласно левой нижней панели, на столь длительных временах профиль концентрации плазмы меняется довольно сильно; тем не менее значимый вклад ионов в структуру токов может появиться только позднее и не представляет особого интереса, поскольку к тому времени электронные токи значительно ослабевают). Из этого рисунка, как и из предыдущего рис. 4 (см. верхние панели там), ясно, что более длительное существование ансамбля медленно деформирующихся z -пинчей обусловлено структурированием тока в них благодаря нелинейным эффектам захвата части горячих электронов в области, ограниченные сильным магнитным полем. Внутри отдельного пинча холодных электронов оказывается мало и плотность тока горячих электронов может быть даже направлена противоположно плотности тока вбли-

зи и вне его границ, где важен вклад холодных электронов в ток, а величина магнитного поля B_{\perp} резко меняется. На левых верхних панелях рисунков 4 и 5 видны также несколько долгоживущих локализованных областей с сильным магнитным полем $|B_z| \sim 100$ Тл (с разными знаками проекции на ось z), сформированных кольцеобразными токами в плоскости xu , которые остались после распада веерной системы радиальных токовых слоев и образуют общую фонтанную структуру, похожую на θ -пинч. Перечисленные долгоживущие локализованные токовые образования благодаря давлению создаваемого ими сильного магнитного поля сопровождаются заметной стратификацией общей концентрации всех частиц плазмы (с относительным уровнем до $\sim 1\%$ для параметров холодной и горячей плазмы, принятых в проведенном численном моделировании).

Ввиду ограниченного объема статьи обсуждение подобных нелинейных структурно-эволюционных деталей рассматриваемого сложного пере-

ходного процесса с впрыском горячих электронов выходит за ее рамки и лишь кратко затрагивается в следующем разделе.

3. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ САМОСОГЛАСОВАННЫХ ТОКОВЫХ СТРУКТУР И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Моделирование подобного переходного процесса разлета горячих электронов в неоднородную холодную плазму, прилегающую к мишени с разогретой лазером полосой, которая играет роль инжектора, для широкого диапазона параметров задачи дает сходные картины происходящих процессов формирования токовых структур. Первой быстро образуется вполне регулярная веерная структура клинообразных слоев с чередующимися направлениями токов горячих и холодных электронов. Затем поверх нее нарастает довольно хаотическая структура из ортогональных этим слоям z -пинчей. Последние тоже имеют различные направления тока горячих электронов внутри них и медленно деформируются и расширяются вместе с расширением всего плазменного облака с горячими электронами. Качественное аналитическое исследование обеих токовых структур показывает, что их происхождение обусловлено электронной неустойчивостью вейбелевского типа – филаментационной и тепловой (бимаксвелловской) соответственно [Weibel, 1959; Кочаровский и др., 2016; Нечаев и др., 2019; Гарасёв и др., 2022]. Известный дисперсионный анализ ее линейной стадии для одноосного бимаксвелловского распределения электронов по скоростям с максимальной температурой $T_{y,z}$ вдоль осей y или z и соответствующим параметром анизотропии $A_{y,z} = T_{y,z}/T_x - 1$, когда тот порядка 1, дает следующие приближенные выражения для максимального инкремента Γ и длины волны $\lambda = 2\pi/k_{\perp}$ отвечающего ему наиболее быстро растущего возмущения магнитного поля с волновым вектором \mathbf{k} , ортогональным этой оси анизотропии y или z :

$$\Gamma = \omega_p \left(\frac{n}{n_0} \right)^{1/2} \left(\frac{8T_x}{27\pi m c^2} \right)^{1/2} \frac{A_{y,z}^{3/2}}{1 + A_{y,z}}, \quad (1)$$

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_p} \left(\frac{n_0}{n} \right)^{1/2} \left(\frac{3}{A_{y,z}} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь плазменная частота $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$ определена с использованием максимальной концентрации электронов (холодных и горячих) n_0 в центре разогретой области у поверхности мишени, e – величина элементарного заряда, c – скорость света в вакууме. Отметим, что при $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ плазменный период составляет $2\pi/\omega_p \approx 1$ фс.

Используем данные формулы для оценок, беря локальную полную концентрацию электронов n в областях с максимальными значениями анизотропий A_y и A_z при зарождении двух соответствующих ортогональных токовых структур, приведенных, например, на рис. 1 и 3 почти при одном и том же расстоянии от мишени – немного меньше и немного больше величины $y \approx 100$ мкм. В первом случае, при $t = 0.7$ пс, там величина A_z примерно вдвое меньше величины $A_y \approx 2$ и концентрация горячих электронов n^* еще мала по сравнению с концентрацией холодных $N \approx 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, так что $T_x \sim 10$ кэВ и $\Gamma \sim 12 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\lambda \sim 7$ мкм. Во втором случае, при $t = 3.6$ пс, там $A_y \approx 0$ при $A_z \approx 0.5$ и горячие электроны с концентрацией $n^* \approx 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ уже превалируют над холодными, так что $T_x \sim 35$ кэВ и $\Gamma \sim 6 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\lambda \sim 15$ мкм. В обоих случаях имеется неплохое согласие рассчитанных величин $2/\Gamma$ и $\lambda/2$ соответственно с временем формирования токовых структур и с шириной токовых слоев или диаметром z -пинчей (особенно с учетом значительного отличия реальных функций распределения электронов от модельной бимаксвелловской). Имеется качественное согласие вейбелевского механизма формирования двух ортогональных токовых структур и с результатами расчетов аналогичных задач с другими параметрами. Более того, в этих расчетах, в том числе обсуждаемых ниже, указанные величины $2/\Gamma$ и $\lambda/2$ по порядку величины близки соответственно локальным периоду циклотронного вращения $2\pi m c / e B$ и удвоенному гирорадиусу типичного электрона в характерном магнитном поле B развитой токовой структуры. Эти приближенные равенства входят в известные критерии насыщения вейбелевской неустойчивости (см., например, [Кочаровский и др., 2016]).

При изменении параметров исследуемой задачи об инжекции могут заметно меняться роли физических явлений, вовлеченных в переходный процесс, а следовательно, меняться отмеченные и другие характеристики пространственно-временного поведения токов горячих и холодных электронов, их анизотропных функций распределения по скоростям и созданных ими магнитных полей. Проиллюстрируем сказанное тремя примерами.

Так, согласно рис. 6, двукратное увеличение исходного масштаба неоднородности фоновой плазмы до $L = 32$ мкм приводит к почти такому же удлинению веерной структуры чередующихся противоположно направленных токовых слоев горячих и холодных электронов с одновременным уменьшением их поперечных размеров и ослаблением мелкомасштабного магнитного поля B_z до величины порядка 20–50 Тл (ср. рис. 2 для того же момента времени $t = 1.8$ пс). Соответствующая мелкомасштабная модуляция парамет-

ров анизотропии $A_{y,z}$ в области плотной фоновой плазмы также перемасштабируется (см. нижние панели), а модуляция эффективной температуры T_x вдоль оси x по-прежнему присутствует только в области более разреженной фоновой плазмы, где ее концентрация порядка или не сильно превышает концентрацию горячих электронов (левая верхняя панель рис. 6).

Отметим, что после прекращения инъекции в данной и других рассмотренных задачах (с иными параметрами фоновой холодной и впрыскиваемой горячей плазмы) облако перемешанных горячих и холодных электронов вместе с ионами расширяется во все стороны, так что часть горячих электронов начинает двигаться в сторону мишени, а большинство холодных электронов со всеми ионами, напротив, уходят от мишени, т.е. картина электронных потоков, представленная на нижних панелях рис. 2, сильно меняется. Тем не менее, как только в лежащем достаточно высоко слое набирается необходимое для вейбелевской неустойчивости количество горячих электронов, быстрее долетевших до области разреженной фоновой плазмы, испытавших анизотропное охлаждение и доминирующих там над изотропными холодными электронами, происходит множественное образование филаментов тока в форме z -пинчей. Последние постепенно искажаются из-за неоднородности и расширения плазмы и формируют согласованное сильно неоднородное поперечное магнитное поле B_{\perp} , дополняющее возникшее ранее неоднородное продольное поле B_z .

Получающаяся сложная, двухкомпонентная картина токов и магнитных полей, конечно, зависит от длительности инъекции и, следовательно, количества впрыснутых горячих электронов, как это демонстрирует сравнение рис. 3 с рис. 7, отвечающим тому же моменту времени $t = 3.6$ пс и тем же параметрам задачи, рассмотренной в предыдущем разделе 2, но при большем времени инъекции $t_{inj} = 5$ пс. Как видно на верхних панелях, при большем количестве впрыснутых электронов масштаб неоднородности и величина поперечного магнитного поля B_{\perp} в лежащем выше слое уменьшились, тогда как магнитное поле B_z с верной структурой в нижележащем слое не затухает благодаря продолжающейся инъекции горячих электронов и встречному потоку холодных электронов фона, практически зануляющему общий ток. Следует отметить также, что при переходе между указанными слоями сильно изменяются обе эффективные температуры электронов T_y и T_z вдоль осей y и z , показанные на нижних панелях рис. 7 и в целом подобные друг другу, хотя первая заметно меньше второй из-за анизотропного охлаждения впрыснутых горячих электронов.

Если при прежних параметрах задачи, детально разобранный в предыдущем разделе 2, суще-

ственно уменьшить поток плазмы с горячими электронами до значения $n_0^*/N_0 = 0.003$, сохранив короткое время инъекции $t_{inj} = 2$ пс и тем самым сильно сократив количество впрыснутых частиц, то в рассматриваемый момент времени $t = 3.6$ пс (рис. 8) обе ортогональные структуры промодулированных в пространстве токов оказываются более слабыми и крупномасштабными, как и создаваемое ими магнитное поле $B \sim 30\text{--}50$ Тл (ср. верхние панели рис. 3 и 8). Вместе с тем на первый план выходит полный ток горячих электронов, локально не компенсирующийся сколько-нибудь значительно током холодных и имеющий фонтанную структуру [Albertazzi et al., 2015; Нечаев и др., 2019]. Последняя создает глобальное магнитное поле, направленное преимущественно вдоль и против оси z в правой и левой половинах расширяющейся плазмы соответственно. Оно наиболее сильно в промежутке между указанными слоями, где сравниваются концентрации горячих и холодных электронов и имеются значительные горизонтальные компоненты их фонтанных токов. Подобная фонтанная структура, напоминающая сильно искаженный θ -пинч, хорошо видна на обоих рис. 3 и 8, но она весьма слабо отражается на параметрах анизотропии $A_{y,z}$ (ср. нижние панели на рисунках) и по существу не меняет ход ни самой вейбелевской неустойчивости, ни долговременной нелинейной деформации и затухания тех или иных филаментов тока. В целом, согласно расчетам, обе рассмотренные вейбелевские неустойчивости и соответствующие ортогональные структуры токовых слоев и z -пинчей не развиваются, если слишком мала доля горячих электронов n_0^*/N_0 (менее 0.1%), или слишком коротка их инъекция t_{inj} (менее 0.3 пс), или же слишком однородна фоновая плазма (масштаб L существенно больше 0.1 мм). В последнем случае при достаточно длительной инъекции достаточно плотной плазмы с горячими электронами вместо рассмотренного нами явления происходит формирование известной бесстолкновительной ударной волны [Арцимович, Сагдеев, 1979; Lyubarsky, Eichler, 2006; Garasev, Derishev, 2016; Moreno et al., 2020].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВОЗМОЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты моделирования демонстрируют значительную зависимость динамики и пространственной структуры самосогласованной электронной анизотропии и генерируемого магнитного поля от геометрии, размера, мощности и энергии фемтосекундного лазерного пучка, который неявно определяет вытянутую форму и размеры разогретого пятна, созданного на облученной мишени, а также длительность инъекции и,

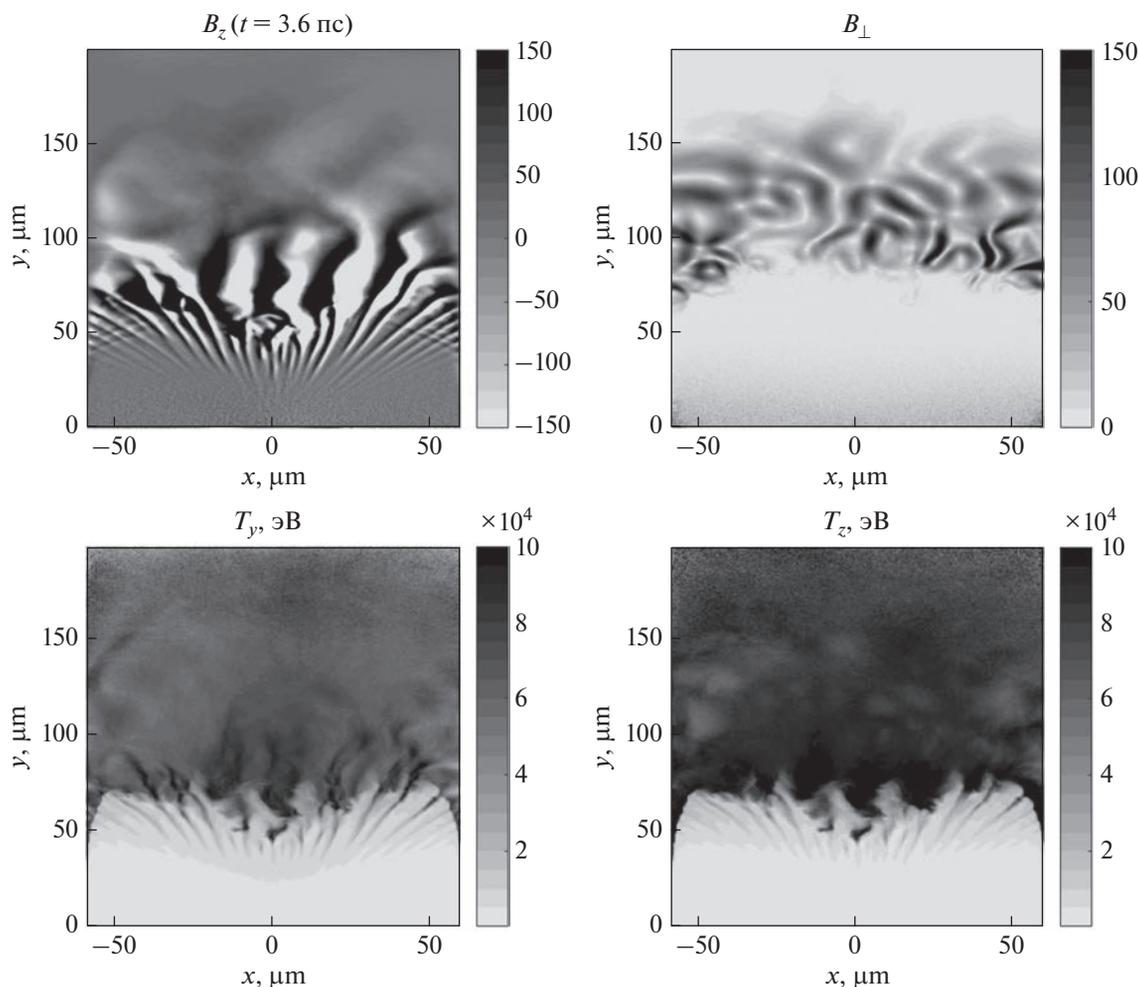


Рис. 7. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (Bx^2 + By^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), эффективных температур T_y и T_z (снизу слева и справа, в единицах эВ), в момент времени $t = 3.6$ пс после начала инъекции, длившейся 5 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.03$.

следовательно, количество и энергетику вылетающих из него электронов. Установлено, что как указанные параметры, так и масштаб неоднородности и исходная концентрации холодной плазмы, задаваемой лазерным предимпульсом, существенно влияют не только на время образования, количество филаментов и величину плотности тока в обеих предсказываемых токовых системах, но и на их перестройку, скорость распада и общую длительность существования (по существу, совместного) после прекращения инъекции горячих электронов. Согласно расчетам, при достижении нелинейного насыщения обеих сосуществующих неустойчивостей вейбелевского типа (филаментационной и тепловой) энергия квазистатических магнитных полей каждой из двух сформированных ортогональных токовых структур может быть весьма велика, до нескольких процентов от полной энергии впрыснутых электронов.

Представленные результаты детализируют процесс разлета плазмы с горячими электронами в неоднородную фоновую плазму, намеченный в общих чертах во Введении. Благодаря филаментационной вейбелевской неустойчивости с самого начала инъекции высокоэнергичных электронов быстро образуются и постепенно нарастают слои встречных токов горячих электронов, летящих от мишени и частично возвращающихся к ней, и холодных электронов, движущихся преимущественно к мишени. Эти токи создают листы встречных силовых линий магнитного поля, направленных поперек плоскости расчета xu и занимающих слой фоновой плазмы вблизи поверхности мишени, где концентрация холодных электронов больше или порядка концентрации горячих. Выше этого слоя, где на пикосекундных временах доминируют горячие электроны, остывшие при разлете в плоскости расчета xu и сохранившие высокую температуру в направлении по-

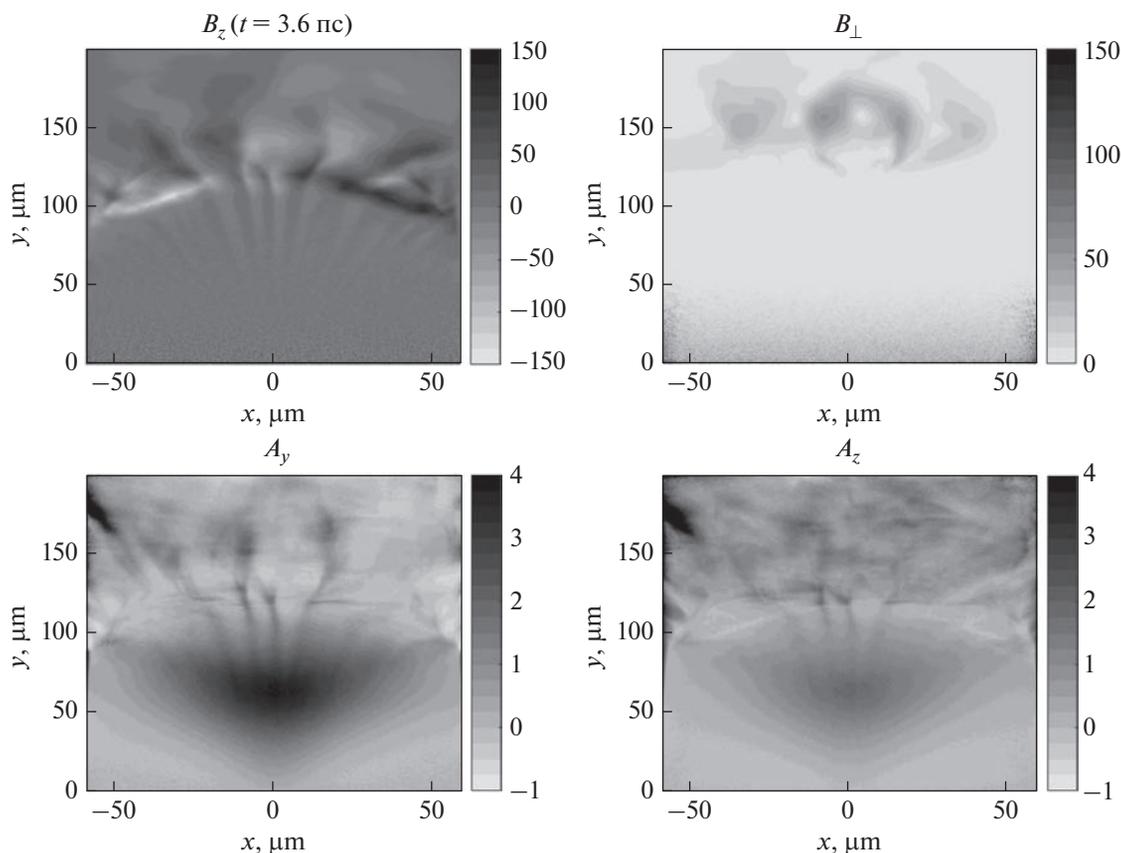


Рис. 8. Структура магнитного поля B_z (слева сверху, в единицах Тл), поперечного магнитного поля $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ (справа сверху, в единицах Тл), показателей анизотропии $A_y = T_y/T_x - 1$ (слева внизу) и $A_z = T_z/T_x - 1$ (справа внизу) в момент времени $t = 3.6$ пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, горячих электронов в фоновую плазму с масштабом неоднородности $L = 16$ мкм при $n_0^*/N_0 = 0.003$.

перек этой плоскости (т.е. параллельно оси z , идущей вдоль полосы абляции цилиндрически сфокусированного лазерного пучка), спустя небольшое время развивается тепловая вейбелевская неустойчивость. Она формирует множественные филаменты тока в форме z -пинчей с нарушенной цилиндрической симметрией (из-за неоднородности концентрации как фоновой плазмы, так и расширяющегося облака горячих электронов). В отличие от токовых слоев вблизи мишени, эти ортогональные им, удаленные филаменты еще долго живут после прекращения инжекции высокоэнергичных электронов, расширяясь вместе с бесстолкновительной плазмой и поддерживая сильное турбулентное магнитное поле в ней.

Отметим, что на иллюстрирующем данное явление рисунках в целом наблюдается глобальная зеркальная симметрия, хотя в мелких деталях правая и левая части каждого рисунка, конечно, немного различаются вследствие случайного характера процесса вейбелевской неустойчивости. Благодаря ей генерируются лишь мелкомасштаб-

ные противоположно направленные токи, которые не создают крупномасштабное магнитное поле, параллельное оси z и способное склонить вправо или влево общий поток горячих электронов, направленный в основном вдоль оси y . Согласно проведенному ранее моделированию [Гарасёв и др., 2022], следует ожидать, что не слишком сильное внешнее магнитное поле с достаточно однородной компонентой B_z вдоль оси z , не исключающее полностью вейбелевскую неустойчивость, нарушало бы указанную зеркальную симметрию и в определенной мере замедляло бы рост токовых филаментов, препятствуя особенно формированию тех из них, которые ориентированы вдоль направления впрыска горячих электронов в плоскости xu , и в гораздо меньшей степени тех, которые параллельны оси z . Внешнее магнитное поле не слишком большой величины, силовые линии которого в основном лежат в плоскости xu и преимущественно направлены радиально из области инжекции в окружающую разреженную плазму, напротив, существенно препятствовало бы формированию последних

филаментов тока в форме z -пинчей, но лишь незначительно подавляло бы или в некоторой мере даже способствовало формированию первых, радиальных токовых структур. Наконец, внешнее магнитное поле, силовые линии которого в основном ортогональны указанному радиальному направлению в плоскости xu , т.е. охватывают область впрыска электронов подобно полуокружностям, препятствовало бы формированию и тех и других структур тока.

Предполагаемые дальнейшие количественные исследования перечисленных свойств рассмотренного явления и их зависимости от исходных параметров и масштабов неоднородности плазмы в присутствии неоднородного внешнего магнитного поля представляют интерес для физики различных взрывных процессов в реальных условиях магнитоактивной космической плазмы, при которых происходит генерация горячих электронов и их впрыск в окружающую холодную плазму со спадающим профилем концентрации, а также для соответствующих модельных экспериментов в лаборатории. Примерами подобных актуальных задач могут служить выброс плазмы с горячими электронами из разрушающейся корональной арки в процессе солнечной вспышки или столкновение облаков горячей и холодной плазмы в сильно неоднородном звездном ветре, где присутствует то или иное магнитное поле [Yoon, 2017; Степанов, Зайцев, 2018; Nakamura et al., 2018; Albertazzi et al., 2014; Marsch, 2006; Dudík et al., 2017; Lazar et al., 2022].

Предсказанное явление возможно в экспериментах с лазерной плазмой, создаваемой абляцией мишени при квазицилиндрической фокусировке мощного пучка излучения фемтосекундного лазера. Определение структуры сгенерированных в плазме магнитных полей с пространственным разрешением порядка микрон на субпикосекундных временах можно осуществить с помощью доплерографического, диагностического лазерного пучка, нитруемого, с контролируемой временной задержкой, сквозь расширяющееся облако плазмы и направленного вдоль поверхности мишени. Интерферометрические измерения набега фазы излучения позволяют получить крупномасштабное распределение концентрации плазмы [Stepanov et al., 2018; Stepanov et al., 2020], а ее мелкомасштабные неоднородности можно выявить методом темнового поля [Plechaty et al., 2009]. При помощи измерения поворота плоскости поляризации излучения и изменения его эллиптичности, которые происходят в ориентированном по разному магнитном поле при выборе различных трасс распространения диагностического пучка за счет эффектов Фарадея и Коттона — Мутона соответственно, удастся качественно определить структуру генерируемых магнитных полей и их величины [Borghesi et al., 1998; Shaikh et al., 2017;

Chatterjee et al., 2017; Zhou, 2018; Forestier-Colleoni et al., 2019; Stepanov et al., 2020]. Наконец, представление об общем потоке инжектируемых электронов и их распределении по энергиям можно получить с использованием измерений рентгеновского излучения или непосредственного спектра электронов [Langdon, 1980; Shaikh et al., 2017].

5. ВЫВОДЫ

На основе численного 2D3V моделирования методом частиц в ячейках с использованием кода EPOCH найдены особенности возникновения, эволюции и затухания разномасштабных токовых структур (слоев и филаментов) в ходе конечной по длительности инъекции разреженной плазмы с горячими электронами в слой холодной более плотной плазмы с монотонно спадающей концентрацией. Рассмотренная модель отвечает бесстолкновительному разлету лазерной плазмы высокой плотности энергии, созданной в результате фемтосекундной абляции мишени цилиндрически сфокусированным лазерным пучком, и характерна для целого ряда задач физики космической и лабораторной плазмы.

Показано, что в широкой области параметров подобных задач могут сосуществовать два качественно различных вейбелевских механизма генерации взаимно ортогональных токовых структур, создающих сильные, тоже взаимно ортогональные магнитные поля в соседствующих слоях плазмы, при переходе через границу между которыми концентрация плазмы испытывает довольно резкое падение и роль холодных электронов значительно ослабляется. При этом существенно меняется вид анизотропии функции распределения электронов по скоростям, ответственной за неустойчивость вейбелевского типа: в более плотном слое эффективная ось анизотропии ориентирована вдоль первоначального направления впрыска электронов, а в менее плотном — поперек этого направления. В первом слое функция распределения электронов образована относительно холодным тепловым фоном и постепенно релаксирующим горячим потоком, а во втором слое подобна бимаксвелловскому тепловому распределению горячих электронов. Именно в направлении оси анизотропии образуются структуры тока в указанных слоях, имеющие вид клинообразных неоднородных токовых слоев (филаментационный тип вейбелевской неустойчивости) и деформированных, частично полых z -пинчей (тепловой тип вейбелевской неустойчивости) соответственно. После окончания инъекции горячих электронов вторые затухают гораздо медленнее первых благодаря нелинейным эффектам захвата электронов и демонстрируют время существования, значительно превышающее длительность периода инъекции.

Несомненный интерес представляет выяснение роли обнаруженного физического явления в тех или иных задачах о взрывных переходных процессах в плазменной астрофизике, в том числе в присутствии внешнего неоднородного магнитного поля, и экспериментальное изучение данного явления с использованием петаваттных фемтосекундных лазеров в рамках лабораторной астрофизики. Подобным вопросам будут посвящены дальнейшие исследования. Сохранится ли в реальной полностью трехмерной задаче полученная в 2D3V-расчетах картина структурирования электронных токов, покажет планируемое 3D3V моделирование. Тем не менее можно надеяться, что выявленное весьма общее явление формирования двух ортогональных разномасштабных токовых структур и соответствующих магнитных полей в процессе инжекции горячих электронов в сильно неоднородную холодную плазму имеет место для более сложных геометрий и моделей лазерной абляции мишеней и может оказаться полезным для предсказания или интерпретации подобных явлений в астрофизической и магнитосферной плазме на начальной стадии взрывных процессов, например, при быстром локальном нагреве дактов (вытянутых филаментов) плотности в солнечном ветре, звездных коронах или магнитосферах экзопланет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Моделирование формирования и перестройки токовых слоев и филаментов в переходном слое холодной плазмы при наличии инжекции горячих электронов (разделы 2, 3) проведено при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-29-21029. Численные расчеты осуществлены с использованием вычислительных ресурсов, предоставленных ЦКП ВР МСЦ РАН. Интерпретация, аналитические оценки и качественный анализ полученных результатов (разделы 1, 4, 5) выполнены в рамках гранта Фонда развития теоретической физики и математики “Базис” № 20-1-1-37-2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
- Бородачёв Л.В., Гарасёв М.А., Коломиец Д.О., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Нечаев А.А. Динамика самосогласованного магнитного поля и диффузионное рассеяние ионов в плазме с сильной анизотропией температуры // Изв. Вузов. Радиофизика. Т. 59. № 12. С. 1107–1117. 2016.
- Гарасёв М.А., Нечаев А.А., Степанов А.Н., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. Вейбелевская неустойчивость и деформация внешнего магнитного поля в области распада сильного разрыва в плазме с горячими электронами // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 307–324. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030099>
- Кочаровский В.В., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // Успехи физ. наук. Т. 186. С. 1267–1314. 2016.
- Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля при расширении сгустка бесстолкновительной плазмы с горячими электронами // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62. № 12. С. 932–952. 2019.
- Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Степанов А.Н., Кочаровский В.В. Формирование слоя уплотнения в бесстолкновительной электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в холодную и разреженную // Физика плазмы. Т. 46. № 8. С. 694–713. 2020.
- Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М: Физматлит, 388 с. 2018.
- Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M. et al. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field // Science. V. 346. P. 325–328. 2014.
<https://doi.org/10.1126/science.1259694>
- Albertazzi B., Chen S.N., Antici P. et al. Dynamics and structure of self-generated magnetics fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation // Phys. Plasmas. V. 22. № 12. 123108. 2015.
<https://doi.org/10.1063/1.4936095>
- Andreev N.E., Veisman M.E., Efremov V.P., Fortov V.E. The generation of a dense hot plasma by intense subpicosecond laser pulses // High Temperature. V. 41. P. 594–608. 2003.
<https://doi.org/10.1023/A:1026184309635>
- Arber T.D., Bennett K., Brady C.S. et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 57. 113001. 2015.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/11/113001>
- Borghesi M., MacKinnon A.J., Bell A.R., Gaillard R., Willi O. Megagauss magnetic field generation and plasma jet formation on solid targets irradiated by an ultraintense picosecond laser pulse // Phys. Rev. Lett. V. 81. 112. 1998.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.112>
- Chatterjee G., Singh P.K., Robinson A.P.L. et al. Micron-scale mapping of megagauss magnetic fields using optical polarimetry to probe hot electron transport in petawatt-class laser-solid interactions // Scientific Reports. V. 7. 8347. 2017.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-08619-1>
- Drake R.P. High-Energy-Density Physics – Fundamentals, Inertial Fusion and Experimental Astrophysics. Berlin: Springer, 2006. 518 p.
<https://doi.org/10.1007/3-540-29315-9>
- DeForest S.E., Howard R.A., Velli M., Viall N., Vourlidas A. The Highly Structured Outer Solar Corona // Astrophys. J. V. 862. 18. 2018.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac8e3>
- Dieckmann M.E. The filamentation instability driven by warm electron beams: statistics and electric field generation // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 51. 124042. 2009.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124042>
- Dudík J., Džifčáková E., Meyer-Vernet N. et al. Nonequilibrium Processes in the Solar Corona, Transition Region,

- Flares, and Solar Wind (Invited Review) // *Solar Physics*. V. 292. 100. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1125-0>
- *Forestier-Colleoni P., Batani D., Burgy F. et al.* Space and time resolved measurement of surface magnetic field in high intensity short pulse laser matter interactions // *Phys. Plasmas*. V. 26. 072701. 2019.
<https://doi.org/10.1063/1.5086725>
- *Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhattacharjee A., Germaschewski K., Hu S.X.* Kinetic simulation of magnetic field generation and collisionless shock formation in expanding laboratory plasmas // *Phys. Plasmas*. V. 25. 102106. 2018.
<https://doi.org/10.1063/1.5050813>
- *Garasev M., Derishev E.* Impact of continuous particle injection on generation and decay of the magnetic field in collisionless shocks // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* V. 461. P. 641–646. 2016.
- *Huntington C.M., Finza F., Ross J.S. et al.* Observation of magnetic field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows // *Nat. Phys.* V. 11. P. 173–176. 2015.
- *Langdon A.B.* Nonlinear Inverse Bremsstrahlung and Heated-Electron Distributions // *Phys. Rev. Lett.* V. 44. P. 575–579. 1980.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.575>
- *Lazar M., López R., Shaaban S.M., Poedts S., Yoon P.H., Fichtner H.* Temperature Anisotropy Instabilities Stimulated by the Solar Wind Suprathermal Populations // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. V. 8. 777559. 2022.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.777559>
- *Lyubarsky Y., Eichler D.* Are Gamma-Ray Burst Shocks Mediated by the Weibel Instability? // *Astrophys. J.* V. 647. P. 1250–1254. 2006.
- *Marsch E.* Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind // *Living Reviews in Solar Physics*. V. 3. 1. 2006.
<https://doi.org/10.12942/lrsp-2006-1>
- *Moreno Q., Aruado A., Korneev Ph., Li C.K., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., d’Humières E., Weber S.* Shocks and phase space vortices driven by a density jump between two clouds of electrons and protons // *Phys. Plasmas*. V. 27. 122106. 2020.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5bfb>
- *Nakamura R., Varsani A., Genestreti K. J. et al.* Multiscale Currents Observed by MMS in the Flow Braking Region // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 123. P. 1260–1278. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024686>
- *Ngirmang G.K., Morrison J.T., George K.M., Smith J.R., Frische K.D., Orban C., Chowdhury E.A., Mel Roquemore W.* Evidence of radial Weibel instability in relativistic intensity laser-plasma interactions inside a sub-micron thick liquid target // *Sci. Rep.* V. 10. 9872. 2020.
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-66615-4>
- *Peterson J.R., Glenzer S, Fiuza F.* Magnetic field amplification by a nonlinear electron streaming instability // *Phys. Rev. Lett.* V. 126. 215101. 2021.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.215101>
- *Plechaty C., Presura R., Wright S., Neff S., Haboub A.* Penetration of plasma across a magnetic field // *Astrophys. Space Sci.* V. 322. P. 195–199. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s10509-009-9997-6>
- *Quinn K., Romagnani L., Ramakrishna B. et al.* Weibel-Induced Filamentation during an Ultrafast Laser-Driven Plasma Expansion // *Phys. Rev. Lett.* V. 108. № 13. 135001. 2012.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.135001>
- *Shaikh M., Lad A.D., Jana K., Sarkar D., Dey I., Ravindra Kumar G.* Megagauss magnetic fields in ultra-intense laser generated dense plasmas // *Plasma Phys. Control. Fusion*. V. 59. 014007. 2017.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014007>
- *Shukla N., Schoeffler K., Boella E., Vieira J., Fonseca R., Silva L.O.* Interplay between the Weibel instability and the Biermann battery in realistic laser-solid interactions // *Physical Review Research*. V. 2. № 2. 023129. 2020.
<https://doi.org/10.1103/physrevresearch.2.023129>
- *Soloviev A.A., Burdonov K.F., Kotov A.V. et al.* Experimental study of the interaction of a laser plasma flow with a transverse magnetic field // *Radiophysics and Quantum Electronics*. V. 63. N 11. P. 876–886. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11141-021-10101-y>
- *Stamper J.A.* Review on spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas: Phenomena and measurements // *Laser Part. Beams*. V. 9. P. 841–862. 1991.
<https://doi.org/10.1017/S0263034600006595>
- *Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovskiy V.V., Korytin A.I., Mal’kov Yu.A., Murzanev A.A., Nechaev A.A.* Generation of magnetic fields behind the front of an electrostatic shock wave in a laser plasma / *Proc. Int. Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*. St. Petersburg, Russia, 4–8 June 2018. IEEE. P. 242. 2018.
<https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435840>
- *Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovskiy V.V., Korytin A.I., Murzanev A.A., Nechaev A.A., Kartashov D.V., Samsonova Z.A.* Investigation of the instabilities of an expanding plasma created during ablation of solid targets by intense femtosecond laser pulses / *Proc. 2020 Int. Conf. Laser Optics (ICLO)*. St. Petersburg, Russia, 2–6 November, 2020. IEEE. P. 213. 2020.
<https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285395>
- *Thaury C., Mora P., Heron A., Adam J.C.* Self-generation of megagauss magnetic fields during the expansion of a plasma // *Phys. Rev. E*. V. 82. № 1. 016408. 2010.
<https://doi.org/10.1103/physreve.82.016408>
- *Vörös Z., Yordanova E., Varsani A. et al.* MMS Observation of Magnetic Reconnection in the Turbulent Magnetosheath // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 122. P. 11442–11467. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024535>
- *Weibel E.S.* Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // *Phys. Rev. Lett.* V. 2. P. 83–84. 1959.
- *Yoon P.H.* Kinetic instabilities in the solar wind driven by temperature anisotropies // *Rev. Mod. Plasma Phys.* V. 1. 4. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s41614-017-0006-1>
- *Zhou S., Bai Y., Tian Y., Sun H., Cao L., Liu J.* Self-organized kilotesla magnetic-tube array in an expanding spherical plasma irradiated by kHz femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. Lett.* V. 121. 255002. 2018.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.255002>

УДК 533.951

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗАМАГНИЧЕННОГО СТРУЙНОГО ТЕЧЕНИЯ В МАГНИТОСФЕРЕ

© 2023 г. О. Г. Онищенко^{1, 2, *}, Ф. З. Фейгин^{1, **}

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

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

*e-mail: onish@ifz.ru

**e-mail: feygin@ifz.ru

Поступила в редакцию 01.06.2022 г.

После доработки 06.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Представлена новая гидродинамическая модель квазистационарного джета. В приближении идеальной гидродинамики несжимаемой жидкости найдено аналитическое решение, соответствующее ограниченному в пространстве джету, в условиях компенсации нелинейных эффектов скорости и магнитного поля в уравнении движения. Для граничных условий, типичных для джетов в астрофизике и в экспериментах по лабораторному моделированию, создана аксиально-симметричная мало-параметрическая модель стационарного джета, позволяющая описывать структуру поля скорости и магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0016794022600399, EDN: ADQYQG

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование джетов в магнитоактивной плазме является одной из ключевых проблем в физике плазмы [Chandrasekhar, 1956; Bellan, 2018; Bogoyavlenskij, 2000; Onishchenko et al., 2018] при интерпретации джетов из аккреционных дисков в окрестности черных дыр [Lovelace et al., 1986; Ferrari, 1998] и торнадо в солнечной атмосфере [Fedun et al., 2011; Wedemeyer-Böhm, 2012]. Наряду с астрофизическими джетами в литературе обсуждаются и магнитосферные джеты (см., например, [Stepanova and Antonova, 2015]). Несмотря на актуальность изучения джетов, теоретические исследования еще далеки от той роли, которую может играть наука для прогнозирования динамики таких структур. Внутреннее устройство джета, его интенсивность и масштаб в значительной степени определяют устойчивость нелинейного образования и характер его взаимодействия с другими джетами и потоками. В этой связи отыскание новых точных решений уравнений гидродинамики, описывающих вихревые течения жидкости, является актуальной задачей. Представляется, что построение новой модели джетов, соответствующих точному решению уравнений магнитной гидродинамики, открывает наиболее простой и корректный путь к получению ряда теоретически и практически важных результатов.

Динамику джетов можно условно разделить на три стадии: генерацию, квазистационарное со-

стояние и затухание. Генерацию джетов часто связывают с эффектом конвективной неустойчивости (см., например, [Bogoyavlenskij, 2000; Bellan, 2018; Онищенко и др., 2020]), а затухание может быть обусловлено диссипативными процессами, такими как вязкость и теплопроводность. Обычно время существования джетов на второй, квазистационарной стадии развития часто превышает времена существования джетов на первой и третьей стадиях развития. При исследовании джетов ограничимся рядом приближений, упрощающих аналитическое исследование: а) ограничимся изучением нерелятивистских джетов; б) плазму считаем идеально проводящей, в которой можно пренебречь электрическим полем, в) полагаем плазму несжимаемой; г) пренебрегаем эффектами вязкости и теплопроводности, основанной на точном решении уравнений магнитной гидродинамики.

Гидродинамические модели стационарных джетов в нейтральной атмосфере изучались ранее (см., например, [Онищенко и др., 2020; Onishchenko et al., 2015, 2019]).

Целью данной работы является развитие стационарных моделей джетов, ограниченных в пространстве. Модель, исследованная в работе [Onishchenko et al., 2018], обладала рядом недостатков, среди которых были неограниченность джетов по оси симметрии и связанный с этим неограниченный рост вертикальной скорости джета. Но-

вая модель джетов позволяет учесть эти недостатки предыдущих моделей.

В разделе 2 приводятся исходные уравнения магнитной гидродинамики и решение Chandrasekhar [1956]. В разделе 3 изучается новая модель джета, а в разделе 4 суммируются результаты.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ. РЕШЕНИЕ CHANDRASEKHAR (Chandrasekhar [1956])

В качестве исходных магнитогидродинамических уравнений несжимаемой, невязкой плазмы в приближении идеальной проводимости используем уравнение сохранения импульса

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + \frac{1}{\rho \mu_0} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (1)$$

условие идеальной проводимости

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2)$$

условия несжимаемости плазмы и магнитного поля

$$\nabla \mathbf{v} = 0, \quad (3)$$

и

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

и закон Ампера

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{v} – скорость плазмы; \mathbf{B} – магнитное поле; ρ – массовая плотность; p – давление; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; t – время. Используя известное тождество $(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} + \nabla(\mathbf{v}^2/2)$, уравнение (1) можно привести к следующему виду

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) + \frac{1}{\rho \mu_0} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right). \quad (6)$$

Chandrasekhar [1956] показал, что следующее из уравнения (6) решение

$$\mathbf{v} = \pm \frac{\mathbf{B}}{(\rho \mu_0)^{1/2}} \quad (7)$$

и

$$p = -\rho \frac{v^2}{2} = -\frac{B^2}{2\mu_0} \quad (8)$$

является устойчивым относительно слабых возмущений. Из уравнений (7) и (8) следует, что в джете плотность кинетической энергии равна плотности энергии магнитного поля. Недостатком этого решения является отсутствие информации о структуре магнитного поля, скорости и неограниченности джета в пространстве.

3. МОДЕЛЬ ДЖЕТА

Рассматривая аксиально-симметричную модель джета, введем цилиндрическую систему координат (r, ϕ, z) с аксиальной осью z в направлении распространения джета, и полагаем, что $\partial/\partial\phi = 0$. В аксиально-симметричной модели джета магнитное поле и скорость плазмы в отсутствие тороидальных компонент могут быть представлены в следующем виде: $\mathbf{v} = \mathbf{v}_p$ и $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p$, где $\mathbf{v}_p = (v_r, 0, v_z)$ и $\mathbf{B}_p = (B_r, 0, B_z)$ – полоидальные компоненты. Наиболее общие выражения для полоидальных компонент скорости в несжимаемой плазме и магнитного поля могут быть представлены в следующем виде: $\mathbf{v}_p = \nabla \times (\psi \nabla A_\phi)$ и $\mathbf{B}_p = \nabla \times \mathbf{A}$, где ψ – функция тока и тороидальная компонента векторного потенциала \mathbf{A} , $\mathbf{A} = (0, A_\phi, 0)$. В рассматриваемой модели стационарного джета полоидальные компоненты скорости и магнитного поля характеризуются двумя скалярными функциями ψ и A_ϕ , зависящими только от двух пространственных координат r и z . Компоненты скорости связаны с функцией тока следующими соотношениями:

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad \text{и} \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (9)$$

а компоненты магнитного поля связаны с A_ϕ соотношениями

$$B_r = -\frac{\partial}{\partial z} A_\phi, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi). \quad (10)$$

При выборе функций $\psi(r, z)$ и $A_\phi(r, z)$ будем исходить из следующих граничных условий для поля скорости и магнитного поля:

– в центре вихря, при $r = 0$, $v_r = B_r = v_z = B_z = 0$;

– на периферии вихря, при $r \rightarrow \infty$ ($r \gg r_0$), $v_r = v_z = B_r = B_z = 0$;

– у основания вихря, при $z = 0$ и $r \neq 0$, все компоненты скорости и магнитного поля – конечные величины.

Учитывая такие граничные условия, в качестве ψ и A_ϕ используем следующие выражения:

$$\frac{\Psi}{v_0} = r^2 \left(1 - \frac{z}{L} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{r_0^2} \right) \quad (11)$$

и

$$\frac{A_\phi}{B_0} = \mp r \left(1 - \frac{z}{L} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{r_0^2} \right). \quad (12)$$

Здесь v_0 и B_0 – характерные величины полоидальной скорости и полоидального магнитного поля, а r_0 и L – характерные масштабы в радиаль-

ном и аксиальном направлении. Воспользовавшись формулами (9)–(12), получаем

$$\frac{v_r}{v_0} = \frac{B_r}{B_0} = \frac{r}{L} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad (13)$$

и

$$\frac{v_z}{v_0} = \pm \frac{B_z}{B_0} = 2 \frac{r^2}{r_0^2} \left(1 - \frac{z}{L}\right) \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (14)$$

Из уравнения (13) видно, что радиальная скорость положительна во всей области, что соответствует расходящемуся от аксиальной оси потоку плазмы в отличие от модели джета, представленного в работе [Onishchenko et al., 2018], где поток плазмы во внутренней области направлен к центру симметрии. Подставив в уравнения (13) и (14) в качестве характерной скорости $v_0 = B_0 / (\rho \mu_0)^{1/2}$, получим выражения (7) и (8) с полоидальными выражениями скорости и магнитного поля.

Выведенные в этой работе уравнения (13) и (14) позволяют исследовать структуру джета. Аксиально-симметричная структура с полоидальным магнитным полем соответствует z -пинчу и обладает отличной от нуля тороидальной плотностью электрического тока

$$j_\phi = \pm 4 \frac{B_0}{\mu_0 r_0} \frac{r}{r_0} \left(1 - \frac{z}{L}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (15)$$

Из уравнений (13), (14) и (15) видно, что радиальные и аксиальные компоненты скорости и магнитного поля, а также плотность электрического тока обращаются в нуль в центре вихря, при $r = 0$. С удалением от оси радиальные компоненты скорости и магнитного поля (по абсолютной величине) растут, достигая максимального значения при $r \approx 0.7r_0$, и, затем, с удалением от оси симметрии, экспоненциально убывают. На вершине джета, при $z = L$, аксиальные компоненты скорости и магнитного поля, а также тороидальный ток обращаются в нуль. На большом удалении от оси симметрии, при $r \gg r_0$, все компоненты экспоненциально убывают.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована новая аксиально-симметричная модель стационарного джета, ограниченного в аксиальном направлении. Новое решение позволяет изучать структуру скорости, магнитного поля и тороидального электрического тока в нерелятивистском джете. Новая малопараметрическая мо-

дель со свободными параметрами: характерный радиус r_0 и характерный аксиальный масштаб L , а также характерное магнитное поле или характерная скорость джета, позволяют исследовать структуру внутри и снаружи джета. Модель получена в пренебрежении тороидальными компонентами скорости и магнитного поля, что соответствует z -пинчу в физике плазмы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Института физики Земли РАН, а также в рамках Государственного задания по теме фундаментального научного исследования “Плазма” Института космических исследований РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Онищенко О.Г., Похотелов О.А., Астафьева Н.М., Хортон В., Федун В.Н.* Структура и динамика концентрированных мезомасштабных вихрей в атмосферах планет // УФН. Т. 190. № 7. С. 732–748. 2020. <https://doi.org/10.3367/UFN.2019.07.038611>
- *Bellan P.M.* Experiments and models of MHD jets and their relevance to astrophysics and solar physics // Phys. Plasmas. V. 25. P. 055601. 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5009571>
- *Bogoyavlenskij O.I.* MHD model of astrophysical jets // Phys. Lett. A. V. 276. P. 257–266. 2000.
- *Chandrasekhar S.* Axisymmetric magnetic fields and fluid motions // Astrophys. J. V. 124. P. 232. 1956.
- *Fedun V., Shelyag S., Erdélyi R.* Numerical modeling of footpoint-driven magneto-acoustic wave propagation // Astrophys. J. Lett. V. 740. L46. 2011.
- *Ferrari A.* Modeling extragalactic jets // Ann. Rev. Astron. Astrophys. V. 36. P. 539–598. 1998.
- *Lovell R.V.E., Mehanian C., Mobarry C.M., Sulkanen M.E.* Theory of axisymmetric magnetohydrodynamic flows: discs // Astroph. J. Suppl. Ser. V. 62. P. 1–37. 1986.
- *Onishchenko O.G., Pokhotelov O.A., Horton W., Fedun V.* Large-Scale Alfvén vortices // Phys. Plasmas. V. 22. P. 122901-1–122901-5. 2015. <https://doi.org/10.1063/1.4936978>
- *Onishchenko O.G., Fedun V., Smolyakov A., Horton W., Pokhotelov O.A., Verth G.* Tornado model for a magnetised plasma // Phys. Plasmas. V. 25. P. 054503. 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5023167>
- *Stepanova M., Antonova E.E.* Role of turbulent transport in the evolution of the κ distribution functions in the plasma sheet // J. Geophys. Res. – Space V. 120. P. 3702–3714. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020684>
- *Wedemeyer-Böhm S., Scullion, E., Steiner O., Rouppe V., de La Cruz Rodriguez J., Fedun V., Erdélyi R.* Magnetic tornadoes as energy channels into the solar corona // Nature. V. 486. P. 505–508. 2012.

УДК 550.383

ПЛАТО ПЛАЗМЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В НОЧНОМ СЕКТОРЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И ЕГО УСТОЙЧИВОСТЬ

© 2023 г. И. П. Кирпичев¹, *, Е. Е. Антонова^{1, 2}, **

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

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

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

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

Поступила в редакцию 11.05.2022 г.

После доработки 21.07.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Рассмотрен ход радиального распределения давления плазмы, магнитного поля и плазменного параметра в ночном секторе магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 7 до 12 R_E , полученный с использованием измерений миссии THEMIS. Проведен анализ результатов измерений на спутниках THEMIS-D и -A в феврале 2009 г., когда спутники находились вблизи экваториальной плоскости. Выделены интервалы времени, когда плазменное давление фактически не изменялось при изменении расстояния до Земли. Показано, что профили с плато давления могут устойчиво существовать в течение суток, разрушаются в период возмущения и восстанавливаются после разрушения. Обсуждается роль плато давления в формировании структуры магнитосферных токовых систем.

DOI: 10.31857/S001679402260034X, EDN: ADMOKV

1. ВВЕДЕНИЕ

При магнитогидродинамическом (МГД) описании плазменной системы давление плазмы является основным параметром, определяющим характерные особенности динамики системы и ее устойчивости [Кадомцев, 1988]. При нарушении условия магнитостатического равновесия, когда градиент давления не уравновешивает силу Ампера, плазма начинает двигаться с альвеновскими скоростями. В лабораторных условиях такое движение, как правило, приводит к разрушению плазменной конфигурации. В магнитосфере Земли условие баланса давлений плазмы и магнитного поля, несмотря на высокий уровень флуктуаций в магнитослое и плазменном слое, соблюдается на магнитопаузе [McFadden et al., 2008; Знаткова и др., 2011 и др.] и поперек плазменного слоя в хвосте магнитосферы [Baumjohann et al., 1990; Petrukovich et al., 1999 и др.]. Распределение давления внутри магнитосферной ловушки во время магнитных бурь определяет величину $Dst/SYM-H$ вариации [Parker, 1996; Antonova et al., 2018 и др.]. МГД-модели успешно используются при глобальном моделировании крупномасштабной магнитосферной динамики [Raeder et al., 2021], включая формирование магнитосферной плазменной популяции, но имеют серьезные

ограничения, связанные с практически неустрашимой “численной проводимостью”. Идеальные МГД-модели, основанные на постулируемой применимости уравнения в замороженности магнитного поля в бесстолкновительную плазму, могут быть использованы в условиях магнитосферы только при описании процессов, при которых скорость движения плазмы сравнима с альвеновской скоростью [Antonova and Stepanova, 2021]. Такие модели неприменимы для описания магнитостатически равновесных процессов. Описание медленных процессов, когда усредненная скорость движения плазмы намного меньше звуковой и альвеновской, может быть проведено в рамках подхода, основанного на соблюдении условия магнитостатического равновесия [Antonova, 2000; Овчинников и Антонова, 2017; Antonova and Stepanova, 2021] даже в условиях высокого уровня турбулентных флуктуаций плазмы. Описание и моделирование крупномасштабной магнитосферной динамики требует совершенствования существующих моделей распределения давления плазмы в магнитосфере во всех областях магнитосферы Земли. Такая информация позволяет решать проблему о проецировании аврального овала на экваториальную плоскость [Антонова и др., 2014; Antonova et al., 2015] и создания системы крупномасштабных продольных

токов [Antonova and Tverskoy, 1998; Antonova, 2003] Iijima and Potemra [1976, 1978].

При сравнительно небольшом числе одновременно работающих спутниковых миссий, были получены только усредненные распределения давления плазмы вблизи экваториальной плоскости внутри магнитосферы [Кирпичев и Антонова, 2011; Antonova et al., 2013, 2014; Wang et al., 2011, 2013 и др.] и в геомагнитном хвосте [Tsyganenko and Mukai, 2003 и др.]. В процессе усреднения в таких моделях, как правило, пропадают локальные особенности распределения давления, такие как, например, локальные увеличения давления, приводящие к появлению локальных ям магнитного поля. Локальные ямы магнитного поля и вызвавшие их образование локальные увеличения давления были зарегистрированы, например, в работе [Vovchenko et al., 2018] по данным спутника AMPTE/CSE вблизи экваториальной плоскости на геоцентрическом расстоянии, не превышающем $8.8 R_E$. Обнаруженные на эксперименте локальные минимумы и максимумы магнитного поля [Saito et al., 2010; Petrukovich et al., 2013], которые в соответствии с работой [Vovchenko et al., 2018] могли образоваться в условиях магнитостатического равновесия за счет неоднородного распределения плазменного давления, также не воспроизводятся стандартными моделями магнитного поля и при МГД-моделировании [Sergeev et al., 2018]. Усредненные картины распределения B_z -компоненты магнитного поля могут содержать локальные максимумы и минимумы магнитного поля в экваториальной плоскости (см. рис. 10 в работе [Wang et al., 2013]).

К сравнительно мало изученным особенностям распределения давления относятся области плато, впервые выделенные по результатам наблюдений на спутнике Интербол/Хвостовой зонд в работах [Кирпичев, 2002; Писаренко и др., 2002]. Плато в распределении давления наблюдались 17 ноября 1995 г. и 13 марта 1996 г. при движении спутника почти вдоль X -координаты с геоцентрических расстояний $\sim 11 R_E$ до внешней границы радиационного пояса при сравнительно спокойных геомагнитных условиях. Считалось, что вклад давления электронов невелик по сравнению с давлением ионов, а давление ионов в этих работах восстанавливалось по данным одновременных измерений приборов КОРАЛЛ, ДОК-2, и СКА-2 после интеркалибровки приборов [Pisarenko et al., 2003].

Существование квазистационарных плато давления в условиях магнитостатического равновесия могло означать отсутствие поперечных, а значит и магнитостатических равновесных продольных токов в области плато. Результаты наблюдений указывали на возможность объяснить возникновение зазора в картине продольных токов Iijima

and Potemra [1978]. Но позже данный эффект не исследовался. В настоящей работе проводится предварительный анализ результатов наблюдений в ночной магнитосфере, позволивших выделить области плато давления вблизи экваториальной плоскости в феврале 2009 г. и исследовать их динамику.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы данные, предоставляемые миссией THEMIS [Angelopoulos, 2008; Sibeck and Angelopoulos, 2008] и находящиеся в открытом доступе (<http://themis.ssl.berkeley.edu/>, <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Орбиты спутников миссии преимущественно расположены вблизи плоскости геомагнитного экватора. Для восстановления ионных и электронных функций распределения использовались плазменные приборы ESA [McFadden et al., 2008] и SST [Angelopoulos, 2008] в диапазоне энергий от 1.6 эВ до 6 МэВ, находящиеся на борту зондов D и A. Магнитное поле измерено прибором FGM [Auster et al., 2008]. Ионный состав в данных экспериментах не анализировался. Предполагалось, что основной вклад в давление ионов вносят ионы водорода. Расчет моментов функций распределения основан на применении программных кодов, предоставляемых командой THEMIS – SPEDAS 4.1. Использовалась мода регистрации потоков full, что позволяло получать разрешение данных плазменного давления (ионное плюс электронное) с разрешением от 1 до 10 мин. Параметры геомагнитной активности были получены с использованием базы данных OMNI (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov/>). Проводился подробный анализ результатов наблюдений с 01 до 21 февраля 2009 г., когда спутники проводили измерения вблизи экваториальной плоскости. Во время исследованного временного интервала зонд А двигался с запаздыванием в среднем примерно на полчаса, практически, по той же орбите, что спутник D, что давало возможность отслеживать динамику распределения давления на коротком временном интервале. Сравнение наблюдений во время периодов низкой и высокой геомагнитной активности на фиксированных геоцентрических расстояниях позволяло анализировать динамику изменений давления на временных интервалах в несколько суток.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

На рисунке 1 приведены параметры, представляющие основной интерес при анализе выделенного временного интервала: динамическое давление солнечного ветра p_{dyn} , B_z GSM-компонента межпланетного магнитного поля, AL -индекс и исправленный с удалением вклада токов на магнитопаузе в аксиально-симметричное возмущение

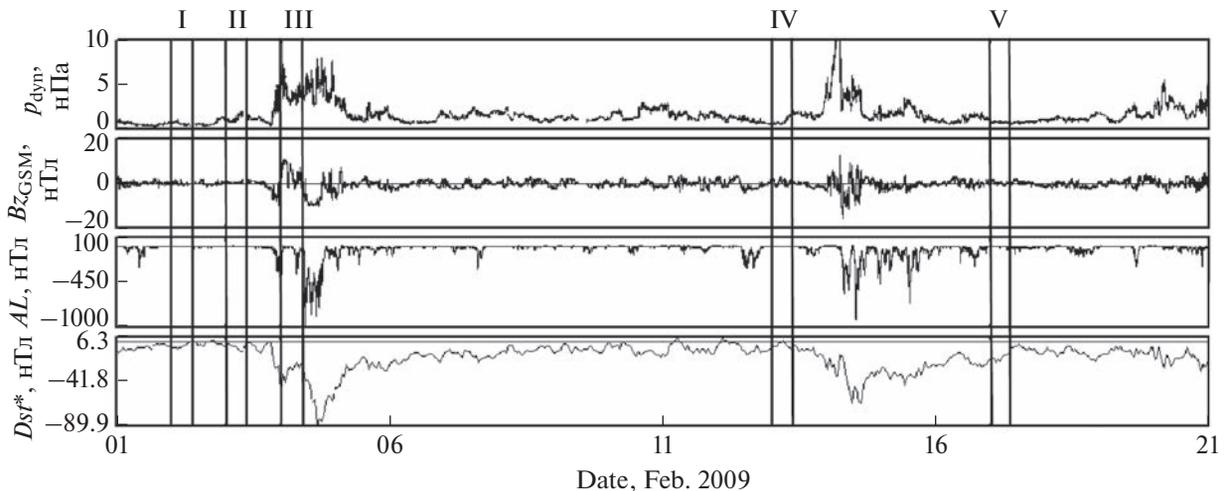


Рис. 1. Временной ход параметров солнечного ветра и геомагнитных индексов. Сверху вниз. Динамическое давление солнечного ветра p_{dyn} , $B_{z\text{GSM}}$ -компонента межпланетного магнитного поля, AL , Dst^* .

ние магнитного поля у Земли геомагнитный индекс Dst^* в соответствии с базой данных OMNI. Геомагнитный индекс Dst исправлен в соответствии с результатами, полученными в работе [Burton et al., 1975], ($Dst^* = Dst + b(1.6p_{\text{dyn}})^{1/2} - c$, где p_{dyn} в нПа, $b = 20$ нТл, $c = 20$ нТ). В рассматриваемый период времени можно выделить две бури 04 февраля с $Dst^* = -90$ нТл и 14 февраля $Dst^* = -65$ нТл. Параметр AL при этом достигал ~ -900 нТл. Также наблюдались скачки динамического давления солнечного ветра от ~ 7 до более чем 10 нПа. Вертикальными линиями обозначены временные интервалы (для спутника D), выделенные для более подробного анализа. Сравнительно спокойные геомагнитные условия наблюдались во время интервалов I, II, IV и V. Интервал III соответствовал периоду бурового возмущения.

На рисунках 2–6 последовательно приведены анализируемые величины, полученные по данным со спутника D (2a–6a) и со спутника A (2б–6б) в зависимости от величины геоцентрического расстояния в R_E и угла θ , характеризующего величину отклонения орбиты от радиального направления (угол θ отсчитывается от $-X$ оси к $-Y$ в солнечно-магнитосферной (SM) системе координат). На верхних панелях рисунков ромбами показаны значения модуля магнитного поля B (левая шкала), квадратами – угол ϕ (правая шкала), характеризующий ориентацию магнитного поля относительно плоскости XY в SM-системе координат. Компоненты локального магнитного поля B_x , B_y и B_z вычислялись в SM-системе координат, $\phi = \arctg(B_z / (B_x^2 + B_y^2)^{1/2})$. При $B_z \gg (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ угол ϕ близок к 90° , что характерно для положения спутника вблизи экваториальной плоскости. На нижних панелях рисунков 2–6 (левые шкалы)

треугольниками показаны медианные значения давления плазмы p и кружками – плазменный параметр $\beta = 2\mu_0 p / B^2$, где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума (правые шкалы). На средних панелях (левые шкалы) точками указаны значения анизотропии давления $A = \frac{p_\perp}{p_\parallel} - 1$ (где p_\perp и p_\parallel – перпендикулярная и параллельная составляющие полного плазменного давления по отношению к магнитному полю) и крестами (правые шкалы) – отношение давления электронов p_e к давлению ионов p_i . Каждый значок соответствует медианному значению, рассчитанному на интервале $\sim 0.28 R_E$. Вертикальные черточки показывают среднеквадратичное отклонение от этого значения.

Во время интервала I на рис. 1 THEMIS D пересекал ночной сектор вблизи полуночи при θ от 0 до $\sim 25^\circ$ на расстояниях 8–11 R_E . Этот период характеризовался очень спокойными геомагнитными условиями: $AL \sim -4$ нТл, p_{dyn} менялось от ~ 0.9 до 0.5 нПа. В интервале I модуль магнитного поля уменьшался от 60 до 10 нТл, а угол ненамного отличался от 90° на всем интервале наблюдений, что свидетельствует о нахождении вблизи экваториальной плоскости. Нижняя панель на рис. 2a показывает, что давление на расстояниях от 8.25 до 11 R_E (между вертикальными штриховыми линиями, что соответствует временному интервалу от 02:03 до 06:14 02 февраля 2009 г.) фактически не менялось и составляло ~ 0.20 нПа, что по результатам анализа в работе [Antonova et al., 2018] соответствует усредненному давлению на полярной границе внешней области кольцевого тока (CRC) и экваториальной границе тока хвоста магнитосферы, замыкающегося на магнитопаузе. При этом, за счет изменения магнитного

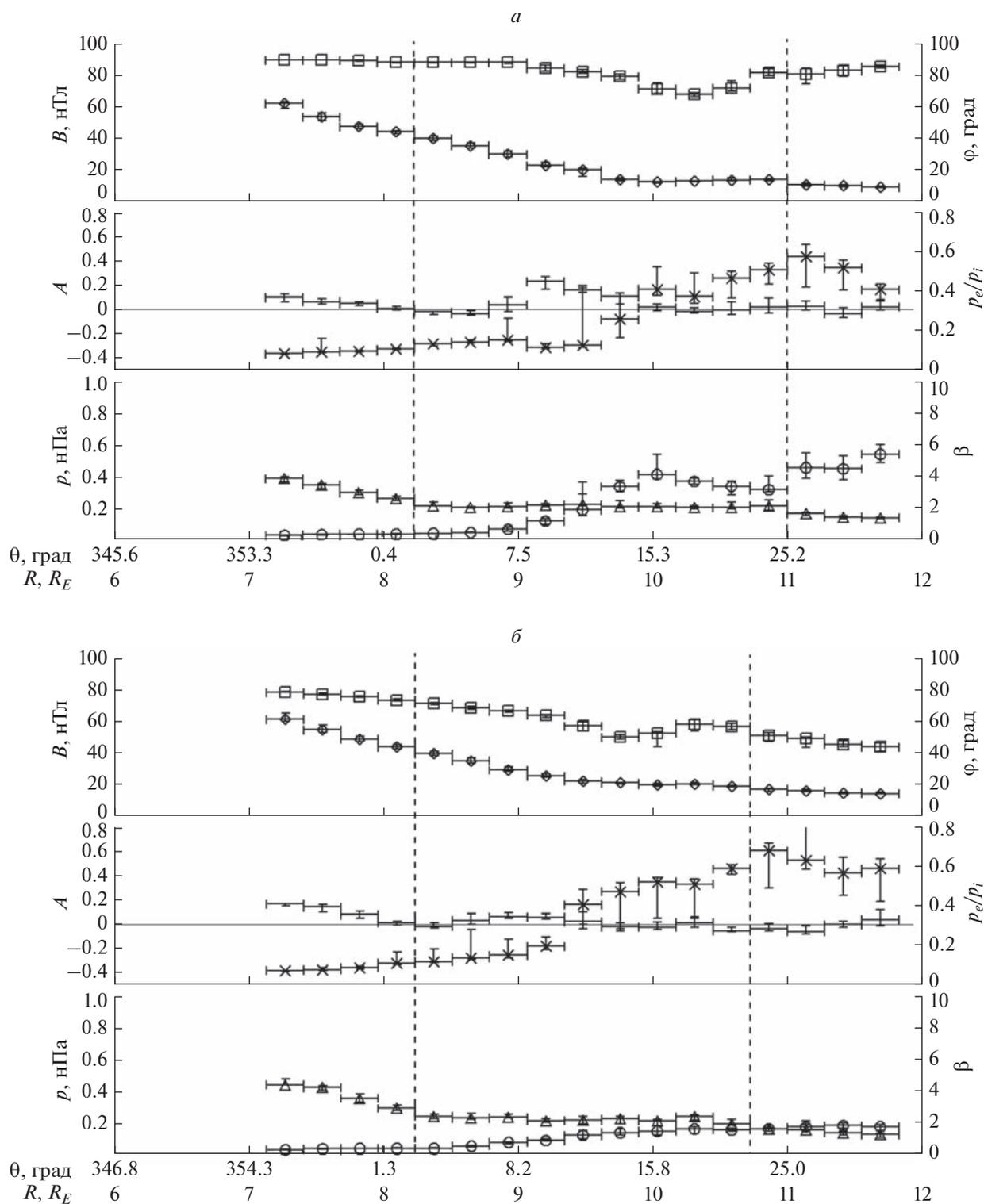


Рис. 2. Радиальные профили параметров, характеризующих плазму при пересечении временного интервала I. Верхняя панель: квадраты – угол ϕ , ромбы – модуль локального магнитного поля. Средняя панель: точки – анизотропия давления A (горизонтальная линия – нулевое значение анизотропии), кресты (x) – отношение электронного давления к ионному p_e/p_i . Нижняя панель: кружки – плазменный параметр β , треугольники – плазменное давление. (a) THEMIS-D, (б) THEMIS-A.

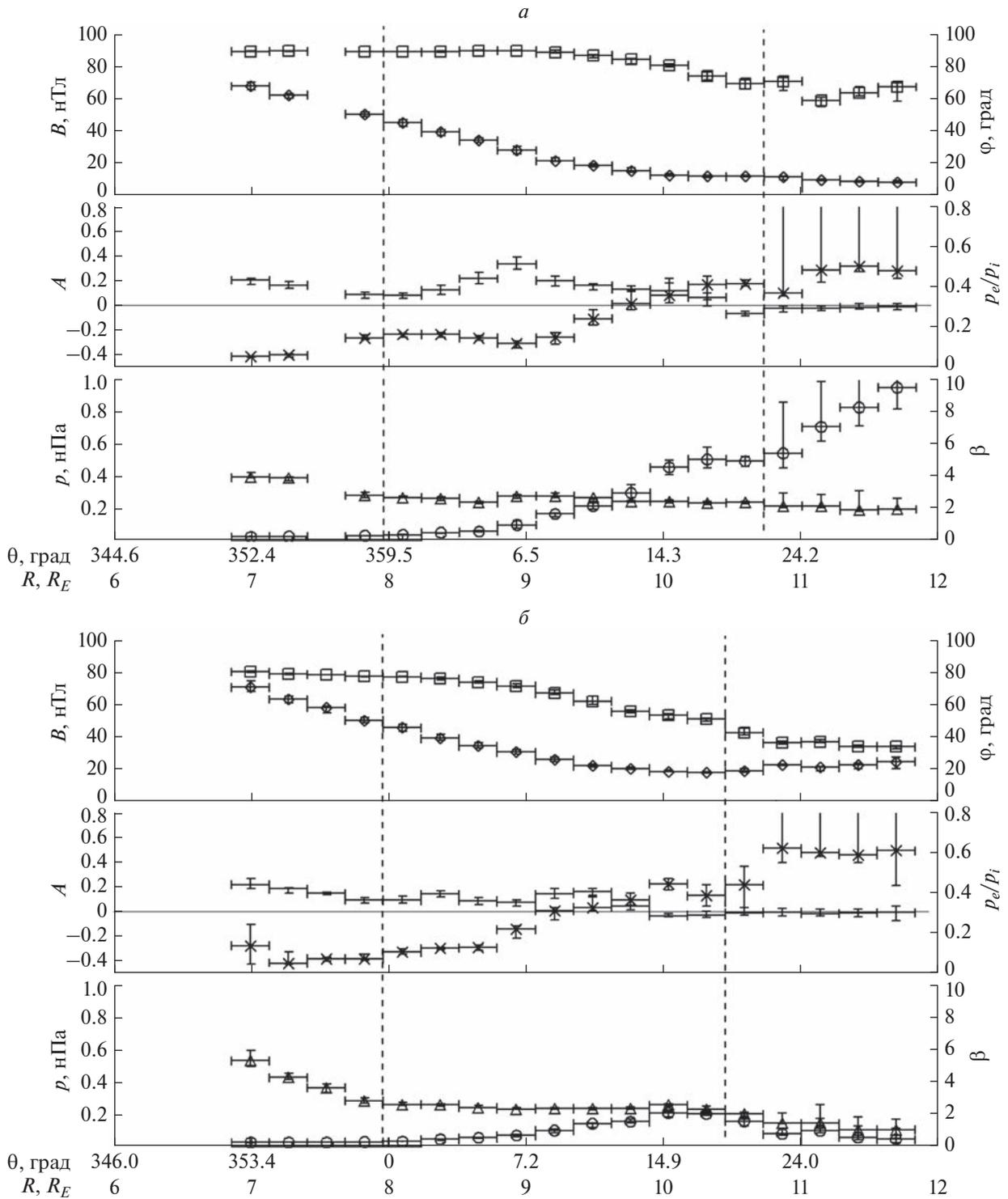


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для временного интервала II.

поля, плазменный параметр увеличился от 0.5 до 4, т.е. почти на порядок величины. Среднее значение анизотропии давления на данном интервале составляло ~ 0.04 , что говорит о малости вклада эффектов, связанных с анизотропией давления. Вклад электронов в полное давление мож-

но оценить по графику отношения давления электронов к давлению ионов. На расстояниях от 7 до 10 R_E вклад давления электронов в общее давление невелик и отношение давления электронов к давлению ионов составляет ~ 0.1 . При увеличении геоцентрического расстояния нарас-

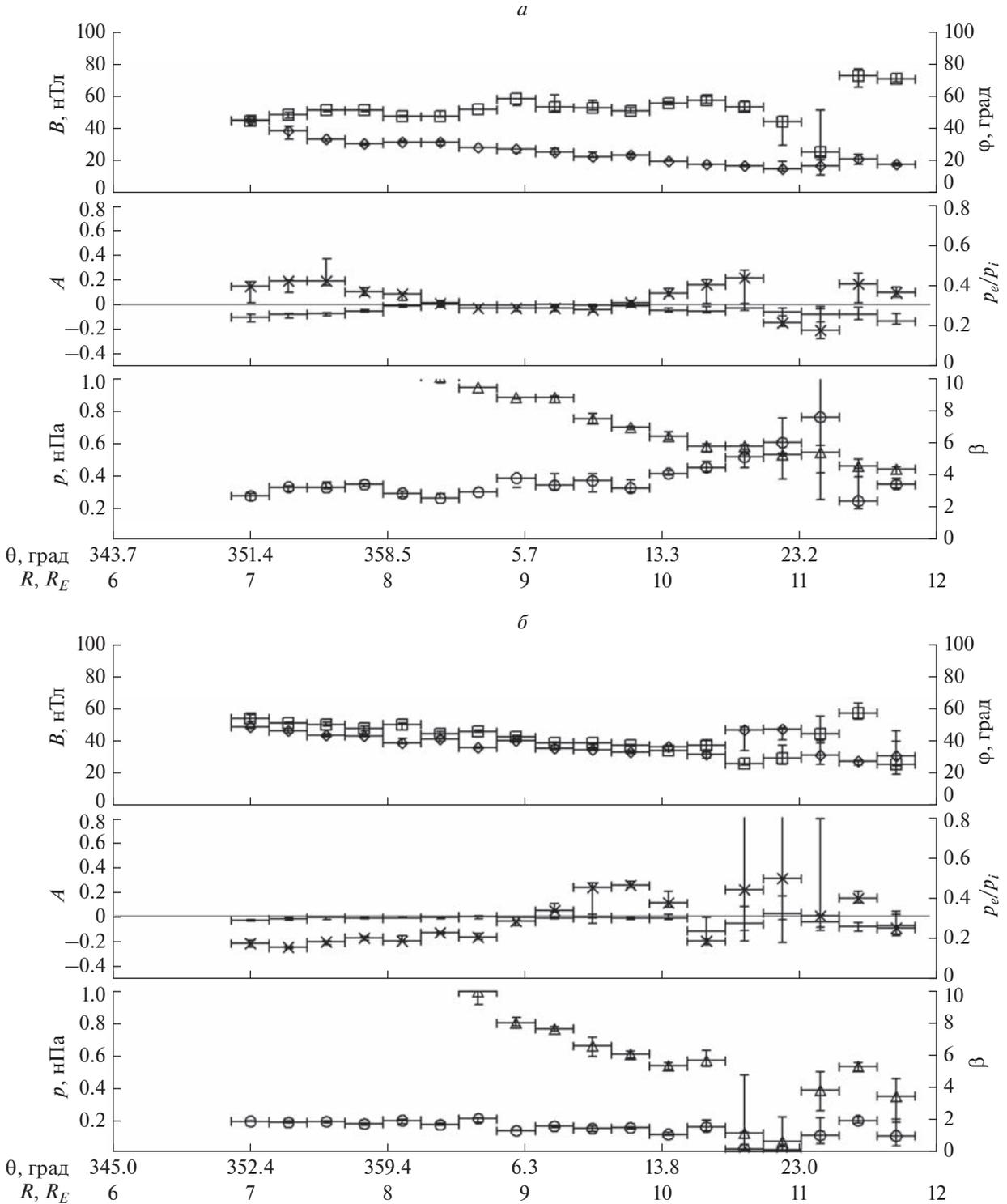


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для временного интервала III.

тает электронное давление до половины ионного давления.

Приблизительно в среднем через полчаса эту же область пересекает спутник THEMIS-A. На рисунке 2б приведены те же параметры, что и для

спутника THEMIS-D. Отличия угла ϕ от 90° связаны со сдвигом орбиты THEMIS-A от орбиты THEMIS-D по оси Z, который составляет до $2 R_E$. Можно отметить, что анизотропия давления была зафиксирована на уровне 0.03. Плато наблюда-

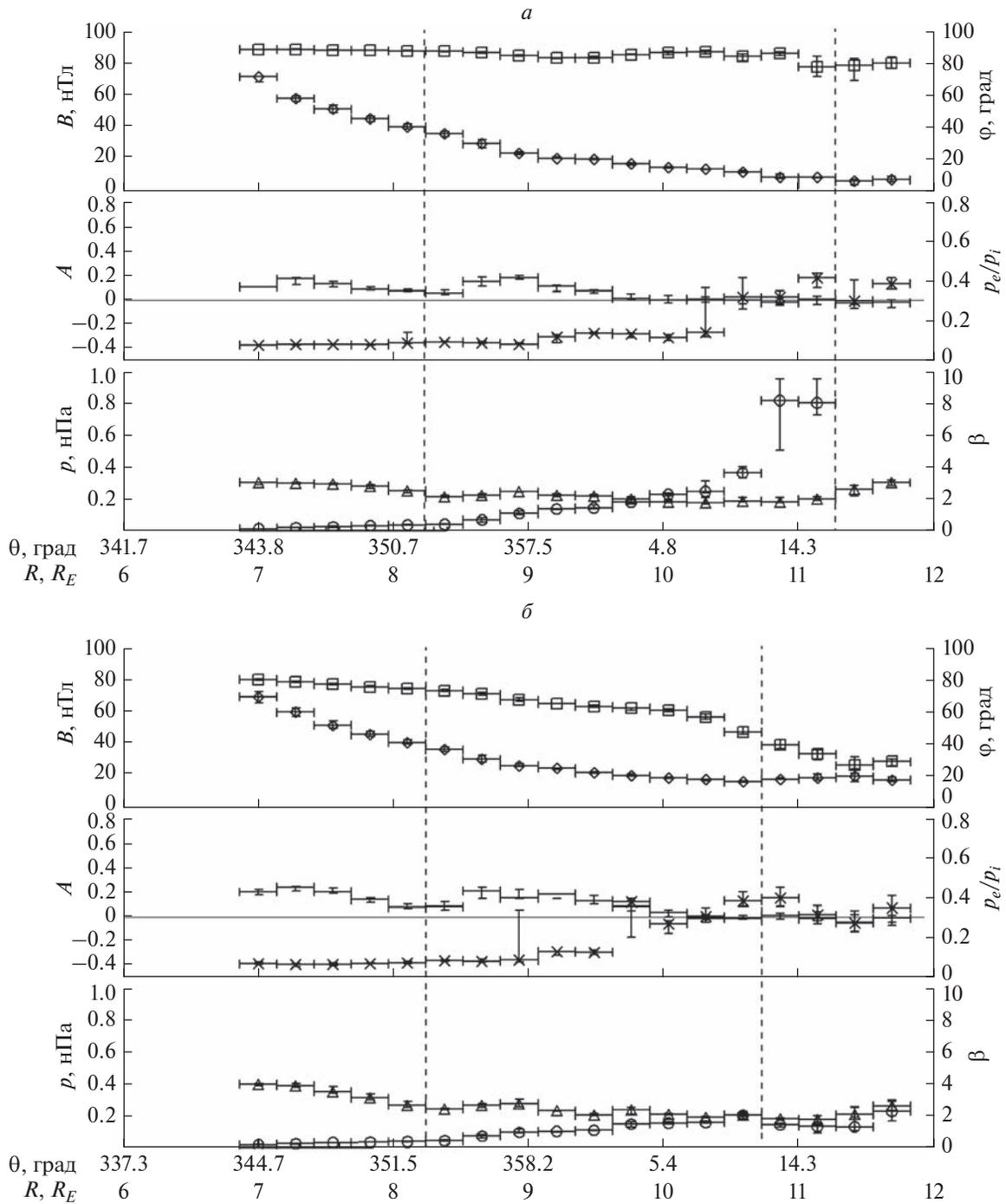


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но для временного интервала IV.

лось в пределах границ от $8.25 R_E$ до $10.7 R_E$ (что соответствует временам от 02:56 до 06:14). Величина давления ~ 0.23 нПа. Таким образом подтверждается устойчивость данного образования на временном масштабе в пределах нескольких десятков минут.

Через сутки (интервал II) приблизительно на тех же геоцентрических расстояниях и по показа-

ниям двух спутников (рис. 3а, 3б) регистрируется близкий к показанному на рис. 2а, 2б профиль давления с четко выделяемым плато в давлении величиной ~ 0.25 нПа (01:41–05:33 03 февраля 2009 г.) для спутника D и ~ 0.26 нПа (02:37–05:44) для спутника A. Сохраняются также особенности изменения магнитного поля, угла ϕ и плазменного параметра. Этот интервал времени также ха-

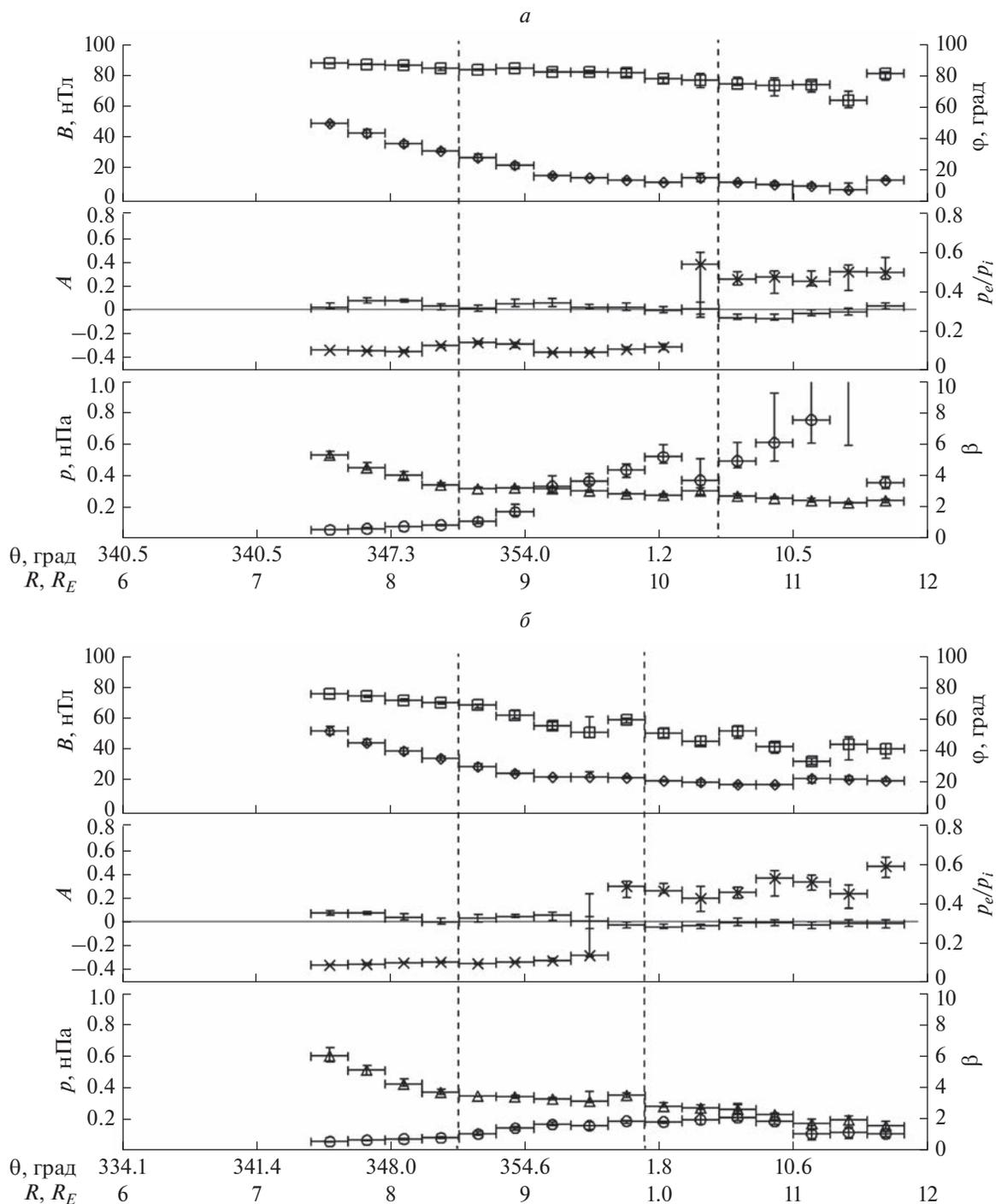


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, но для временного интервала V.

рактируется очень спокойной геомагнитной обстановкой: $AL \sim -2$ нТл, p_{dyn} возрастало от ~ 0.9 до 1.8 нПа.

При последующих пролетах спутников в этой области в возмущенные периоды буровой активности 4 февраля 2009 г. наблюдаются нерегулярные структуры в профилях давления, магнитного

поля, связанных как с самими возмущениями, так и с вылетами спутника в доли хвоста. Более-менее регулярная картина наблюдалась во время выделенного интервала III (рис. 4а, 4б), который соответствовал началу магнитной бури с минимальным $Dst^* = -90$ нТл. Суббуревое возмущение перед началом рассматриваемого периода приве-

Таблица 1. Оценка скорости роста плазменного давления для выделенных интервалов

Дата	THEMIS-D			THEMIS-A		
	перед плато	на участке плато (расстояние, на котором наблюдается плато)	после плато	перед плато	на участке плато (расстояние, на котором наблюдается плато)	после плато
02.02.2009	0.53	-0.06 (8.25–11. R_E)	0.43	0.59	0.15 (8.25–10.7 R_E)	0.41
03.02.2009	0.48	0.12 (7.95–10.75 R_E)	0.20	0.73	0.06 (7.95–10.45 R_E)	0.97
13.02.2009	0.32	0.24 (8.25–11.25 R_E)	-0.51	0.50	0.27 (8.25–10.7 R_E)	-0.41
17.02.2009	0.50	0.17 (8.5–10.45 R_E)	0.22	0.48	0.10 (8.5–9.9 R_E)	0.68

ло к понижению $Dst^* \sim -40$ нТл, что в соответствии с выводами работы [Воробьев и др., 2018] характерно для сравнительно больших магнитосферных суббурь. Повышение динамического давления солнечного ветра привело к сжатию магнитосферы при преимущественно северном ММП, за которым изменение знака ММП привело к развитию кольцевого тока. Во время периода III плато в распределении давления не наблюдалось. Абсолютная величина давления монотонно росла при приближении к Земле и на расстояниях $\sim 10 R_E$ составляла ~ 0.65 нПа, т.е. наблюдался типичный для магнитных бурь рост давления с уменьшением геоцентрического расстояния [Кирпичев и др., 2018]. Значение β превышало ~ 3 на THEMIS-D и ~ 1 на THEMIS-A и продолжало увеличиваться. Угол ϕ при этом уменьшается до $\sim 55^\circ$, что могло соответствовать вытягиванию в хвостовом направлении магнитных силовых линий. Профиль магнитного поля становился более пологим. Все это свидетельствовало о перестройке геометрии магнитного поля во время бури.

Рисунок 5а, 5б (13 февраля 2009 г.) показывает особенности распределения исследуемых параметров приблизительно через 9 сут (интервал IV) после бури 4 февраля. Из рисунка 5а следует, что произошло восстановление области плато в распределении давления с величиной ~ 0.22 нПа на геоцентрических расстояниях от 8.25 до 11.25 R_E (01:22–06:18 UT) по спутнику THEMIS-D и ~ 0.24 нПа от 8.25 до 10.7 R_E (02:28–05:46 UT) THEMIS-A. Плазменный параметр β превышает 1 и растет с ростом геоцентрического расстояния, угол ϕ близок к 90° (по данным THEMIS-D), что указывает на локализацию спутника вблизи экваториальной плоскости. $AL \sim -4$ нТл, p_{dyn} возросло от ~ 0.7 до 1.5 нПа.

Развитие бури 14 февраля с $Dst^* = -65$ нТл вновь привело к разрушению плато давления. На рис. 6а, 6б (17 февраля 2009 г.) можно видеть тенденцию к восстановлению плато как по спутнику D (со значением ~ 0.31 нПа в пределах расстояний от 8.5 до 10.45 R_E и временного интервала

01:23–04:05 UT), так и по A (давление ~ 0.34 нПа 8.5 до 9.9 R_E 02:34–04:16 UT). Наблюдается медленный рост плазменного давления с уменьшением геоцентрического расстояния и возрастание плазменного параметра с увеличением расстояния от Земли. AL изменяется от ~ -5 до -50 нТл, $p_{dyn} \sim 0.8$ нПа. Можно отметить, что с уменьшением интенсивности бури потребовался меньший временной интервал для восстановления тенденции к образованию плато давления.

Выделение области плато проводилось методом вычисления скоростей изменения давления при увеличении геоцентрического расстояния. На рисунках 2, 3, 5 и 6 слева и справа от плато визуально хорошо фиксируется смена трендов. Для выделения тренда на рассматриваемом участке с плато проводилась аппроксимация радиального хода давления линейной функцией. По этой аппроксимации вычислялось приращение давления в крайних точках (значения для расстояний см. в табл. 1). Отношение приращения к среднему значению давления дает величину скорости роста. Скорость роста перед и после плато оценивалась на расстояниях порядка 1 R_E .

Необходимо отметить, что измеренные низкие значения давления плазмы характерны для спокойных геомагнитных условий при наблюдаемых значениях динамического давления солнечного ветра. При этом точность вычисления давления позволяет в каждом исследованном случае выделять области плато. Сложности при оценке скорости роста давления связаны с локальными возмущениями в магнитосфере, наблюдаемыми в виде локальных возростаний и падений величины от среднего значения.

Низкие значения динамического давления солнечного ветра в рассматриваемые интервалы времени могут объяснить только относительно низкое абсолютное значение плазменного давления в области перехода от дипольных к вытянутым в хвост магнитным силовым линиям. Смену характера трендов таким образом объяснить нельзя. Тем более, для одних интервалов динамическое

давление падает, а для других нарастает. Но в обоих случаях можно выделить плато.

Интересной особенностью является то, что во всех рассмотренных событиях в области плато давления наблюдалось возрастание вклада давления электронов в полное давление. На участках плато ближе к $10 R_E$ вклад электронов становится сравним с ионным (до $\sim 50\%$). Данная особенность может быть связана с процессами формирования плато давления. Ее было бы интересно проанализировать в будущих работах.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведенный анализ одновременных наблюдений на спутниках THEMIS-D и -A в магнитоспокойных условиях в феврале 2009 г. подтвердил ранее полученные результаты, демонстрировавшие возможность формирования плато в профиле давления [Кирпичев, 2002; Писаренко и др., 2002], и позволяет прийти к следующим выводам.

- В ночном секторе магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от ~ 8 до $\sim 11 R_E$ может стабильно наблюдаться плато в распределении давления в магнитоспокойное время.

- Плато давления последовательно прослеживается на двух спутниках с близкими параметрами орбит.

- Плато разрушается с началом геомагнитного возмущения, и возникает традиционно наблюдаемый рост давления с уменьшением геоцентрического расстояния.

- Плато восстанавливается после окончания возмущения, при этом характерное время восстановления зависит от уровня возмущения (величины Dst^* в настоящем анализе).

Представленные результаты можно рассматривать в качестве составной части исследований, направленных на выделение особенностей в распределении давления магнитосферной плазмы в магнитоспокойных условиях. Области с плато давления плазмы могут сравнительно стабильно возникать в ночной магнитосфере в области перехода от окружающего Землю плазменного кольца к плазменному слою. Во время магнитной бури был зарегистрирован традиционно наблюдаемый рост давления с уменьшением геоцентрического расстояния. Несмотря на ограниченный временной интервал, результаты анализа интересны для определения структуры распределения давления магнитосферной плазмы и формирующихся в условиях магнитостатического равновесия систем поперечных и продольных токов.

Уже первые наблюдения крупномасштабных продольных токов показывали существование трапециевидных профилей возмущения магнитного поля (верхняя панель на рис. 1а в работе [Iijima and Potemra, 1976]), что означало возмож-

ность возникновения зазора между втекающими и вытекающими продольными токами. Усредненные крупномасштабные картины продольных токов [Iijima and Potemra, 1978] содержали вытянутые по широте области зазора между листами продольного тока. Распределение продольных токов в статистической модели Iridium [Anderson et al., 2008] также содержит области зазоров между токовыми листами. В условиях магнитостатического равновесия при малой анизотропии давления $[jB] = \nabla p$, т.е. в областях, где малы градиенты давления, малы поперечные и продольные токи. Возникновение областей с плато давления сравнительно просто объясняет возникновение зазоров между областями крупномасштабных продольных токов, так как в изученных событиях области плато регистрировались при движении спутников как преимущественно в радиальном направлении, так и в азимутальном направлении.

Естественно было бы связать формирование плато давления с повышенным уровнем турбулентности, типичном для наблюдений в хвосте магнитосферы [Antonova and Stepanova, 2021], где невелики радиальные градиенты давления. Но хорошо известно, что во время магнитных бурь нарастает уровень турбулентных флуктуаций в магнитосфере, когда авроральный овал сдвигается к экватору, и быстро движущиеся авроральные дуги можно наблюдать в низких широтах, что трудно связать с увеличением уровня турбулентного транспорта из хвоста. Однако во время магнитных бурь наблюдается сдвиг аврорального овала в низкие широты и бездисперсионные суббуревые инъекции на малых геоцентрических расстояниях (см., например, Runov et al. [2021]). Развитие суббурь во время бури приводит к возрастанию давления плазмы и перестройке магнитного поля, что может объяснить рост радиального градиента давления на проанализированных геоцентрических расстояниях. Описанный сценарий не совпадает с традиционным подходом, в соответствии с которым во время бури плазма поступает из хвоста на малые геоцентрические расстояния, но хорошо стыкуется с результатами регистрации резкого повышения количества ионов ионосферного происхождения (в основном O^+) в буревом кольцевом токе. Радиальная диффузия во время фазы восстановления магнитной бури в области, где $\beta > 1$, могла бы приводить к выравниванию давления. Однако, необходимы дальнейшие исследования, которые смогли бы прояснить как процессы во время бури, так и в магнитоспокойное время.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят NASA contract NAS5-02099 и V. Angelopoulos за использование данных миссии THEMIS. Особенно: D. Larson и R.P. Lin за использо-

вание SST-данных, С.W. Carlson и J.P. McFadden – за использование ESA-данных, К.Н. Glassmeier, U. Austerand, W. Baumjohann – за использование FGM-данных, распространяемых под руководством Technical University of Braunschweig и с финансовой поддержкой German Ministry for Economy and Technology and the German Center for Aviation and Space (DLR) under contract 50 OC 0302. Авторы также благодарят R. Lepping за возможность использовать данные спутника WIND и WDC for Geomagnetism, Kyoto – за предоставление геомагнитных индексов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Е.Е., Воробьев В.Г., Кирпичев И.П., Ягодкина О.И. Сравнение распределения давления плазмы в экваториальной плоскости и на малых высотах в магнитоспокойных условиях // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 54. № 3. С. 300–303. 2014.
<https://doi.org/10.7868/S001679401403002X>
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние скорости и плотности солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 58. № 3. С. 311–323. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S001679401803001X>
- Знаткова С.С., Антонова Е.Е., Застенкер Г.Н., Кирпичев И.П. Баланс давлений на магнитопаузе вблизи подсолнечной точки по данным наблюдений спутников проекта THEMIS // Космич. исслед. Т. 49. № 1. С. 5–23. 2011.
- Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 304 с. 1988.
- Кирпичев И.П. Распределение давления плазмы в геомагнитном хвосте в области перехода от дипольных к квазидипольным и вытянутым магнитным силовым линиям: событие 13 ноября 1995 г. // Космич. исслед. Т. 42. № 4. С. 352–362. 2002.
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Распределение давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 6 до 10 R_E по данным международного проекта THEMIS // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 51. № 4. С. 456–461. 2011.
- Кирпичев И.П., Ягодкина О.И., Воробьев В.Г., Антонова Е.Е. Положение проекций экваториальной и полярной кромок ночного аврорального овала в экваториальной плоскости магнитосферы // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 56. № 4. С. 437–444. 2016.
<https://doi.org/10.7868/S0016794016040064>
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Профили давления плазмы в ночном секторе магнитосферы во время магнитной бури 29 мая 2010 г. // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 58. № 6. С. 740–748. 2018.
<https://doi.org/10.1134/S001679401806007X>
- Овчинников И.Л., Антонова Е.Е. Турбулентный транспорт магнитосферы Земли: Обзор результатов наблюдений и моделирования // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 57. № 6. С. 706–714. 2017.
<https://doi.org/10.7868/S0016794017060086>
- Писаренко Н.Ф., Кирпичев И.П., Луценко В.Н., Будник Е.Ю., Морозова Е.И., Антонова Е.Е. Структура спектров ионов во внешних областях кольцевого тока: Событие 13 ноября 1995 г. // Космич. исслед. Т. 40. С. 17–27. 2002.
- Anderson B.J., Korth H., Waters C.L., Green D.L., Stauning P. Statistical Birkeland current distributions from magnetic field observations by the Iridium constellation // Ann. Geophysicae. V. 26. P. 671–687. 2008.
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-671-2008>
- Angelopoulos V. The THEMIS mission // Space Sci. Rev. V. 141. № 1–4. P. 5–34. 2008.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1>
- Antonova E.E., Tverskoy B.A. On the nature of electric fields in the Earth's inner magnetosphere (a review) // Geomagnetism and Aeronomy International. V. 1. № 1. P. 9–21. 1998.
- Antonova E.E. Large scale magnetospheric turbulence and the topology of magnetospheric currents // Adv. Space Res. V. 25. № 7–8. P. 1567–1570. 2000.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(99\)00669-9](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)00669-9)
- Antonova E.E. Investigations of the hot plasma pressure gradients and the configuration of magnetospheric currents from Interball // Adv. Space Res. T. 31. № 5. P. 1157–1166. 2003.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00077-2](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00077-2)
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Vovchenko V.V., Stepanova M.V., Riazantseva M.O., Pulinet M.S., Ovchinnikov I.L., Znatkova S.S. Characteristics of plasma ring, surrounding the Earth at geocentric distances $\sim 7-10 R_E$, and magnetospheric current systems // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 99. № 7. P. 85–91. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.08.013>
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V. Plasma pressure distribution in the surrounding the Earth plasma ring and its role in the magnetospheric dynamics // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 115. P. 32–40. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.12.005>
- Antonova E.E., Vorobjev V.G., Kirpichev I.P., Yagodkina O.I., Stepanova M.V. Problems with mapping the auroral oval and magnetospheric substorms // Earth Planets Space. 67. 166. 2015.
<https://doi.org/10.1186/s40623-015-0336-6>
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P. et al. Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 177. P. 103–114. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.013>
- Antonova E.E., Stepanova M.V. The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail // Front. Astron. Space Sci. V. 8. Id:622570. 2021.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.622570>
- Auster H.U., Glassmeier K.H., Magnes W. et al. The Themis fluxgate magnetometer // Space Sci. Rev. V. 141. № 1–4. P. 235–264. 2008.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9365-9>
- Baumjohann W., Paschmann G., Lühr H. Pressure balance between lobe and plasma sheet // Geophys. Res. Lett. V. 17. № 1. P. 45–48. 1990.
<https://doi.org/10.1029/GL017i001p00045>
- Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // J. Geophys. Res. V. 80. № 31. P. 4204–4214. 1975.
<https://doi.org/10.1029/JA080i031p04204>

- *Iijima T., Potemra T.A.* The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad // *J. Geophys. Res.* V. 81. P. 2165–2174. 1976. <https://doi.org/10.1029/JA081i013p02165>
- *Iijima T., Potemra T.A.* Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms // *J. Geophys. Res.* V. 83. P. 599–615. 1978. <https://doi.org/10.1029/JA083iA02p00599>
- *Kirpichev I.P., Antonova E.E., Borodkova N.L., Budnik E.Yu., Lutsenko V.N., Pisarenko N.F., Morozova E.I., Yermolaev Yu.I.* The features of the ion plasma pressure distributions in the near Earth plasma sheet // *Planet. Space Sci.* V. 53. № 1–3. P. 209–215. 2005. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.046>
- *McFadden J.P., Carlson C.W., Larson D., Ludlam M., Abiad R., Elliott B., Turin P., Marckwordt M., Angelopoulos V.* The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration // *Space Sci. Rev.* V. 141. № 1–4. P. 277–302. 2008. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9440-2>
- *Parker E. N.* The alternative paradigm for magnetospheric physics // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A5. P. 10587–10625. 1996. <https://doi.org/10.1029/95JA02866>
- *Petrakovich A.A., Mukai T., Kokubun S. et al.* Substorm-associated pressure variations in the magnetotail plasma sheet and lobe // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A3. P. 4501–4513. 1999. <https://doi.org/10.1029/98JA02418>
- *Petrakovich A.A., Artemyev A.V., Nakamura R., Panov E.V., Baumjohann W.* Cluster observations of dBz/dx during growth phase magnetotail stretching intervals // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 118. P. 5720–5730. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50550>
- *Pisarenko N.F., Budnik E.Yu., Yermolaev Yu.I., Kirpichev I.P., Lutsenko V.N., Morozova E.I., Antonova E.E.* The main features of the ion spectra variations in the transition region from dipole to tailward stretched field lines // *Adv. Space Res.* V. 31. № 5. P. 1347–1352. 2003. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00018-8](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00018-8)
- *Raeder J., Germaschewski K., Cramer W.D., Lyon J.* Global Simulations // *Magnetosphere in the solar system, Space Physics and Aeronomy Collection, Geophysical Monograph 259, AGU.* V. 2. P. 595–606. 2021. <https://doi.org/10.1002/9781119815624.ch37>
- *Runov A., Angelopoulos V., Henderson M.G., Gabrielse C., Artemyev A.* Magnetotail dipolarizations and ion flux variations during the main phase of magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 126. CiteID e2020JA028470. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020JA028470>
- *Sibeck D.G., Angelopoulos V.* THEMIS Science Objectives and Mission Phases // *Space Sci.-Rev.* V. 141. № 1–4. P. 35–59. 2008. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9393-5>
- *Saito M.H., Hau L.-N., Hung C.-C., Lai Y.-T., Chou Y.-C.* Spatial profile of magnetic field in the near-Earth plasma sheet prior to dipolarization by THEMIS: Feature of minimum B // *Geophys. Res. Lett.* V. 37. CiteID L08106. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010GL042813>
- *Sergeev V.A., Gordeev E.I., Merkin V.G., Sitnov M.I.* Does a local B-minimum appear in the tail current sheet during a substorm growth phase? // *Geophys. Res. Lett.* V. 45. № 6. P. 2566–2573. 2018. <https://doi.org/10.1002/2018GL077183>
- *Tsyganenko N.A., Mukai T.* Tail plasma sheet models derived from Geotail data // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A3. CiteID 1136. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009707>
- *Vovchenko V.V., Antonova E.E., Stepanova M.* Magnetic holes observed in the ring current region near the equatorial plane // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 177. P. 141–147. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.08.024>
- *Wang C.-P., Gkioulidou M., Lyons L.R., Wolf R.A., Angelopoulos V., Nagai T., Weygand J.M., Lui A.T.Y.* Spatial distributions of ions and electrons from the plasma sheet to the inner magnetosphere: comparisons between THEMIS-Geotail statistical results and the Rice convection model // *J. Geophys. Res.* V.116. CiteID A11216. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016809>
- *Wang C.-P., Yue C., Zaharia S., Xing X., Lyons L., Angelopoulos V., Nagai T., Lui T.* Empirical modeling of plasma sheet pressure and three-dimensional force-balanced magnetospheric magnetic field structure: 1. Observation // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 118. P. 6154–6165. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50585>

УДК 524.1.352+539.12

РАЗВИТИЕ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ С КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ ИЗ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И РЕГИОНОВ ВНЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

© 2023 г. А. А. Мелкумян^{1, *}, А. В. Белов^{1, **}, М. А. Абунина^{1, ***},
Н. С. Шлык¹, А. А. Абунин¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail: amelkum@izmiran.ru

**e-mail: abelov@izmiran.ru

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

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 27.06.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

По материалам созданной в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений исследовалось развитие Форбуш-понижений, связанных с корональными выбросами из активных областей, сопровождающимися солнечными вспышками, и волоконными выбросами вне активных областей. Сравнивалось развитие Форбуш-понижений двух типов в течение солнечных циклов 23–24, максимумов этих циклов и минимума между ними. С применением статистических методов, исследовались распределения интервалов времени от начала Форбуш-понижения до регистрации: минимальной плотности космических лучей, максимального часового понижения плотности, максимальной анизотропии космических лучей, максимума скорости солнечного ветра, максимума напряженности межпланетного магнитного поля, минимума *Dst*-индекса. Разница между развитием Форбуш-понижений двух типов сравнивалась, когда межпланетное возмущение содержит или не содержит магнитное облако у Земли. Результаты показали, что вспышечные события развиваются быстрее, чем волоконные, даже при близких значениях параметров солнечного ветра. Разница в развитии Форбуш-понижений двух типов заметнее в случае присутствия магнитного облака у орбиты Земли. Наибольшая разность между временными параметрами в двух типах событий наблюдается для времени регистрации максимальной напряженности межпланетного магнитного поля. Фаза спада Форбуш-понижений двух типов одинакова в максимуме цикла 23 и длиннее для волоконных событий в максимуме цикла 24 и минимуме 23–24. С учетом всех временных параметров, разница между развитием Форбуш-понижений двух типов заметнее в максимуме цикла 23 и в минимуме 23–24, чем в максимуме цикла 24.

DOI: 10.31857/S0016794022060098, EDN: АСТКХС

1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-понижения (ФП) регистрируются нейтронными мониторами на Земле и демонстрируют относительно быстрое понижение плотности космических лучей (КЛ), сопровождаемое более медленным восстановлением [Forbush, 1937; Dorman, 1963; Lockwood, 1971]; как правило, ФП сопровождаются большими значениями анизотропии КЛ [Belov, 2009]. Большинство ФП имеют спорадический характер и вызываются межпланетными неоднородностями большого масштаба (Interplanetary Coronal Mass Ejections – ICMEs), связанными с корональными выбросами массы (Coronal Mass Ejections – CMEs) [Cane, 2000]. ФП, вызванные высокоскоростными потоками из корональных дыр, имеют рекуррентный харак-

тер [Richardson, 2004]. Влияние разных типов возмущений межпланетной среды на модуляцию галактических КЛ исследовалось во многих работах [например, Dumbović et al., 2012; Belov et al., 2014; Badruddin and Kumar, 2016; Melkumyan et al., 2019].

Одним из факторов, ответственных за разнообразие спорадических ФП, является различное происхождение вызывающих их межпланетных неоднородностей. В настоящей работе сравнивается временное развитие ФП, связанных с двумя типами солнечных источников: (1) корональными выбросами из активных областей (АО), сопровождающимися солнечными вспышками; (2) эрупциями солнечных волокон из регионов за пределами АО. Сравнение воздействия на гелиосферу

корональных выбросов массы из АО и извне активных областей представлено, например, в работе [Gopalswamy et al., 2010a]. В работе показано, что АО продуцируют почти все CMEs с энергией выше средней, геоэффективные CMEs, гало CMEs, а также CMEs, связанные с солнечными энергичными частицами и ударными волнами. Волоконные выбросы за пределами АО представляют собой другой тип CMEs. Они не коррелируют с солнечными пятнами и наблюдаются, в основном, в высоких гелиоширотах в периоды максимальной солнечной активности. Различия во влиянии на модуляцию КЛ выбросов из активных и неактивных областей показано в публикациях [Maričić et al., 2020, 2021], где для разных типов выбросов сравнивалось воздействие на ФП отдельных частей межпланетных неоднородностей (турбулентная оболочка и внутренняя часть ICME). В работах [Мелкумян и др., 2022а, б] сравнивались амплитудные и временные характеристики ФП, связанные с корональными выбросами массы из АО, сопровождающимися солнечными вспышками (вспышечные выбросы), и с эрупциями солнечных волокон (волоконными выбросами), а также с высокоскоростными потоками из корональных дыр и смешанными событиями. Было получено, что распределения как амплитудных, так и временных параметров значимо отличаются для ФП, связанных с разными типами солнечных источников. Можно предположить, что эта разница вызвана различными механизмами модуляции КЛ. Другой возможной причиной может быть тот факт, что все наиболее мощные межпланетные возмущения связаны с корональными выбросами из АО. В настоящей работе сравнивается временное развитие двух типов спорадических ФП при близких значениях параметров межпланетных возмущений.

Использование данных за длительный период времени – с 1997 по 2020 гг. – позволяет нам сравнивать развитие во времени ФП, связанных с разными типами солнечных источников, в различные периоды солнечной активности. Исследование модуляции КЛ на разных фазах солнечной активности в 23 и 24-м солнечных циклах (Solar Cycle – SC) проводилось во многих работах [например, Paouris et al., 2012; Гушина и др., 2014; Aslam, Badruddin, 2015; Lingri et al., 2016a, b; Мелкумян и др., 2018б]. Особенности временного развития ФП для рекуррентных и спорадических событий в солнечных циклах 23–24 представлены, например, в статье [Мелкумян и др., 2019]. В настоящей работе сравнивается развитие спорадических ФП, связанных с солнечными источниками разного происхождения, в течение солнечных циклов 23–24, в максимумах циклов и в минимуме циклов 23–24.

Во многих работах исследуется влияние магнитных облаков (Magnetic Cloud – MC) [Burlaga

et al., 1981] на модуляцию галактических КЛ [например, Badruddin et al., 1986; Zhang and Burlaga, 1988; Lockwood et al., 1991; Singh and Badruddin, 2007; Richardson and Cane, 2011a; Belov et al., 2015; Абунина и др., 2021]. По данным Belov et al. [2015] большинство магнитных облаков модулируют КЛ, уменьшая их плотность, причем внутри MC наблюдается наиболее глубокое падение плотности. Для MC характерны также большая регулярность и повышенная амплитуда ММП и аномально низкая протонная температура [Kim et al., 2013]; при прохождении MC геомагнитные индексы, как правило, имеют высокие значения [Richardson and Cane, 2011b]. Мелкумян и др. [2022б] сравнивали распределения амплитудных параметров вариаций КЛ, солнечного ветра (СВ) и геомагнитной активности для ФП, связанных с выбросами из активных областей и с волоконными выбросами, когда ICME содержит или не содержит MC около Земли. В настоящей работе приведены результаты сравнения распределений временных параметров ФП, связанных с CMEs из активных и неактивных областей, при наличии или отсутствии MC в теле выброса около Земли.

Временной профиль ФП может быть представлен главной фазой или фазой спада (от начала ФП до минимального значения плотности КЛ) и фазой восстановления (от минимума плотности КЛ до окончания существенных изменений плотности или начала следующего ФП) [Belov, 2009]. Зависимость продолжительности этих двух фаз от жесткости КЛ, от гелиодолготы солнечных источников и от параметров межпланетных неоднородностей исследовалась во многих работах. Согласно Lockwood et al. [1986], длительность фазы восстановления зависит от размера и скорости неоднородности СВ и от места входа Земли в неоднородность, но практически не зависит от жесткости частиц. В работах [Iucci et al., 1979; Cane et al., 1994] была отмечена зависимость временного профиля ФП от долготы солнечного источника. В работах [Абунина и др., 2013; Papaioannou et al., 2020] было показано, что ФП, связанные с западными солнечными источниками, развиваются быстрее и имеют более короткую продолжительность. Для описания временного развития ФП, кроме длительности главной фазы и фазы восстановления, используются также другие, более детальные, характеристики. Абунин и др. [2012], сравнивая события с внезапным (Storm Sudden Commencement – SSC) и постепенным началом, показали, что максимальное часовое понижение плотности КЛ регистрируется раньше в SSC-событиях. Белов и др. [2016] установили, что продолжительность фазы спада и время до максимального часового понижения плотности КЛ для SSC-событий минимальны при наибольших начальных вариациях плотности. Papaioannou et al. [2020], анализируя SSC-со-

бытия по времени задержки максимума ММП, показали, что ФП с большими амплитудами вызываются более быстро распространяющимися ICMEs. Мелкумян и др. [2019], используя время от начала ФП до регистрации максимальных значений вариации КЛ, часового понижения плотности КЛ и анизотропии КЛ, установили, что в максимуме цикла 23 спорадические события развиваются быстрее, чем рекуррентные. Мелкумян и др. [2018a, 2022a], кроме этих параметров развития спорадических и рекуррентных ФП, использовали для сравнения также время от начала ФП до регистрации максимумов ММП и скорости СВ. Результаты показали, что средние значения почти всех параметров временного развития меньше для спорадических, чем для рекуррентных событий. При этом разница между временными параметрами в двух группах событий: (1) очень большая для скорости СВ; (2) значительная для максимальной вариации плотности КЛ и максимального часового уменьшения плотности КЛ; (3) статистически значимая для величины ММП; (4) статистически незначимая для экваториальной анизотропии КЛ.

Таким образом, развитие ФП характеризуется временными параметрами, поведение которых определяется, в основном, особенностями межпланетных неоднородностей, вызывающих ФП: (1) длительность фазы восстановления зависит от размера и скорости межпланетной неоднородности и от места входа Земли в эту неоднородность; (2) длительность фазы спада зависит от гелиодолготы источника – для западных источников она короче, чем для восточных и центральных; (3) для ФП с внезапным началом более короткие фазы спада соответствуют наибольшим начальным вариациям плотности КЛ; (4) амплитуда ФП с внезапным началом больше для быстрее распространяющихся ICMEs; (5) спорадические ФП развиваются, как правило, быстрее, чем рекуррентные.

В настоящей работе мы используем шесть временных параметров для сравнения развития ФП, связанных с CMEs из АО и с волоконными выбросами вне АО, в том числе: (1) при близких значениях параметров СВ; (2) для разных периодов солнечной активности в циклах 23–24; (3) при наличии или отсутствии MC в ICME около Земли. Список временных параметров включает: продолжительность фазы спада, время от начала ФП до регистрации максимумов часового уменьшения плотности КЛ, экваториальной анизотропии КЛ, величины ММП, скорости СВ, а также до регистрации минимального в течение события Dst -индекса.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе использовались ФП с января 1997 по декабрь 2020 г. из базы данных Форбуш-эффек-

тов и межпланетных возмущений (Forbush Effects and Interplanetary Disturbances – FEID) (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>). База данных содержит почасовые значения вариаций КЛ, параметров солнечного ветра [King and Papitashvili, 2005; (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>)], геомагнитных индексов [Matzka et al., 2021; (<ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/>), (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>)]. Информация по солнечным вспышкам основана на рентгеновских измерениях серии спутников GOES (<http://www.swpc.noaa.gov/products/lgoes-x-ray>). Вариации плотности и анизотропии КЛ рассчитываются для частиц жесткости 10 ГВ на основе данных сети нейтронных мониторов методом глобальной съемки [Белов и др., 2018]. Процесс идентификации ФП с солнечными источниками описан в работах [Мелкумян и др., 2018a, 2022a]; списки магнитных облаков взяты из статей и онлайн-каталогов [Huttunen et al., 2005; Lynch et al., 2003, 2005; Marubashi and Lepping, 2007; Ермолаев и др., 2009; Gopalswamy et al., 2010b; Kim et al., 2013; Richardson and Cane, 2010; (https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_publ.html), (https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html), (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_fluxrope/LWS_C-DAW2010_ICMEtbl.html), (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>), (<http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/>)].

В представленной работе мы сравниваем развитие ФП во времени для следующих групп событий: (1) ФП, связанные с CMEs из АО (группа CME1), когда ICME содержит (CME1 + MC) или не содержит (CME1 – MC) магнитное облако около Земли; (2) ФП, связанные с волоконными выбросами за пределами АО (группа CME2) при наличии (CME2 + MC) или отсутствии (CME2 – MC) магнитного облака у орбиты Земли. Поведение временных параметров исследуется как для всего периода времени с января 1997 по декабрь 2020 г. (SC 23–24), так и для максимумов циклов 23 и 24 (Max 23, Max 24) и минимума между этими циклами (Min 23–24). Каждое ФП можно охарактеризовать его амплитудными параметрами, а именно: максимальными значениями вариации плотности КЛ (амплитуда ФП – A_F), часового уменьшения плотности КЛ (D_{min}), экваториальной анизотропии КЛ ($A_{x_{max}}$), индукции ММП (B_{max}), скорости солнечного ветра (V_{max}), модуля Dst -индекса (D_{stmin}). Развитие ФП характеризуется временными параметрами – интервалами времени от начала ФП до момента регистрации каждого из амплитудных параметров. Список временных параметров включает: T_{min} (продолжительность фазы спада), TD_{min} , $TA_{x_{max}}$, TV_{max} , TB_{max} , TD_{stmin} . За начало ФП принимается момент регистрации SSC (http://isgi.unistra.fr/data_download.php) или резкие изменения величины ММП и/или

скорости СВ (и/или вариаций КЛ, если SSC отсутствует).

Большой объем исследуемого материала позволяет использовать статистический анализ для сравнения развития ФП в разных группах событий и выборках из этих групп. Статистический подход к анализу данных предполагает, что свойства большого количества изучаемых объектов представляют доминирующие признаки индивидуального события. Для сравнения статистических свойств исследуемых параметров использовались средние значения, медианы и межквартильные интервалы (Interquartile Range – IQR); для сравнения распределений строились диаграммы размаха параметров в разных группах событий. С использованием медианных значений амплитуды ФП и временных параметров были построены схематические профили развития ФП для различных групп событий в разные периоды солнечной активности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для анализа развития ФП, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников, рассматривались статистические характеристики (средние значения, медианы, межквартильные интервалы) амплитуды ФП, индукции ММП, скорости СВ и временных параметров для следующих групп событий: (1) ФП, связанные с СМЕs из АО (группа СМЕ1, 303 события), когда ICME содержит (СМЕ1 + МС, 89 событий) или не содержит (СМЕ1 – МС, 214 событий) магнитное облако около Земли; (2) ФП, связанные с волоконными выбросами вне АО (группа СМЕ2, 209 событий) при наличии (СМЕ2 + МС, 75 событий) или отсутствии (СМЕ2 – МС, 134 события) магнитного облака у орбиты Земли. На рисунках 1 и 2 для этих групп событий показаны диаграммы размаха временных параметров. Из представленных диаграмм видно, что все временные параметры имеют, в среднем, большую величину в группе СМЕ2, чем в группе СМЕ1, т.е. ФП, связанные с выбросами из активных областей, развиваются быстрее. Наименьшая разница между двумя группами наблюдается для параметра T_{min} (СМЕ1: медиана = 15 ч, IQR = 8–22 ч; СМЕ2: 17 ч, 9–23 ч), наибольшая – для параметра T_{Vmax} (СМЕ1: медиана = 5 ч, IQR = 3–11 ч; СМЕ2: 12 ч, 5–22 ч). Последнее можно частично объяснить тем фактом, что повышенное магнитное поле внутри ICME может быть унаследовано из солнечного источника, а выбросы, ассоциированные с солнечной вспышкой, как правило, распространяются быстрее, чем волоконные [например, Chertok et al., 2013]. В группе СМЕ1 межквартильный интервал параметра T_{Dmin} (медиана = 6 ч, IQR = 2–11 ч) практически совпадает с интервалом параметра T_{Vmax} , что подтверждает суще-

ственную зависимость часового уменьшения плотности КЛ от величины ММП [например, Мелкумян и др., 2018a; Melkumyan et al., 2019]. В группе СМЕ2 время регистрации максимального часового уменьшения плотности КЛ (медиана = 9 ч, IQR = 4–17 ч) совпадает со временем регистрации максимума скорости СВ (медиана = 9 ч, IQR = 3–17 ч) и опережает регистрацию усиленного магнитного поля. Факт, что время регистрации максимальной скорости СВ значительно опережает время регистрации максимального значения ММП, может указывать на то, что в волоконных событиях усиленное поле чаще находится не в области взаимодействия, а в теле ICME, и потому приближается к Земле с меньшей скоростью. Это подтверждается и большим значением верхнего квартиля параметра T_{Vmax} (22 ч), показывающим, что в волоконных событиях появление максимума ММП как бы растягивается во времени. В группе СМЕ1 распределение T_{Vmax} (медиана = 6 ч, IQR = 3–12 ч) почти совпадает с распределением T_{Bmax} , т.е. для вспышечных событий самые сильные поля чаще наблюдаются в области взаимодействия межпланетного возмущения со спокойным СВ. В целом, в группе СМЕ1 максимальные значения часового уменьшения плотности КЛ, величины ММП и скорости СВ наблюдаются, в основном, в начале фазы спада, а в группе СМЕ2 – ближе к середине или в конце этой фазы.

В таблице 1 представлены средние значения, медианы и межквартильные интервалы амплитуды ФП, индукции ММП, скорости СВ и временных параметров для групп СМЕ1 и СМЕ2 и выборки из этих групп. Из таблицы следует, что в группе СМЕ1 гораздо больше событий с высокими значениями индукции ММП и скорости СВ, чем в группе СМЕ2. Для того, чтобы сравнить временное развитие ФП двух типов при близких значениях параметров солнечного ветра, в группах СМЕ1 и СМЕ2 были сделаны выборки с использованием следующих критериев: $V_{max} \leq 25$ нТл и $U_{max} \leq 700$ км/с (95%-ные границы значений параметров солнечного ветра в группе СМЕ2). Из таблицы 1 также видно, что количество ФП в выборке из группы СМЕ1 значительно меньше (226 событий), чем полное количество ФП в этой группе (303 события), а статистические характеристики параметров СВ в выборках СМЕ1 и СМЕ2 практически совпадают (особенно, для ММП). В то же время, значения всех временных параметров, кроме длительности фазы спада, остаются меньше для ФП, связанных с выбросами из активных областей. Наибольшая разница между выборочными значениями медиан наблюдается для параметра T_{Vmax} (СМЕ1: 5 ч, СМЕ2: 13 ч). Таким образом, максимальная величина ММП достигается значительно раньше для вспышечных, чем для волоконных событий, даже при

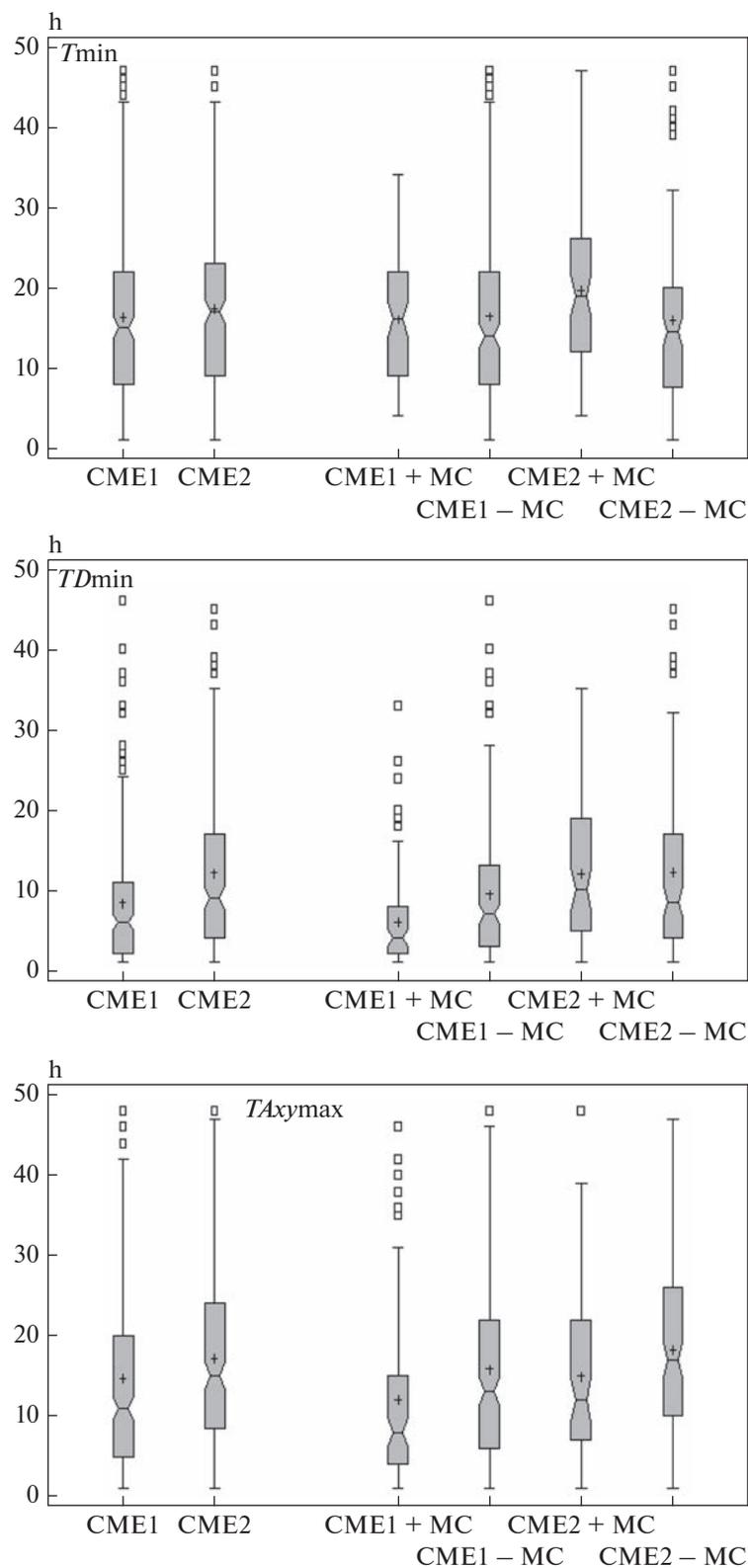


Рис. 1. Диаграммы размаха параметров T_{min} , TD_{min} , $T_{Ax_{max}}$ для разных групп событий. Крестик – среднее значение параметра, перемилька внутри прямоугольника – медиана, нижняя граница прямоугольника – 25%-ный квартиль, верхняя граница прямоугольника – 75%-ный квартиль, квадратики – выбросы.

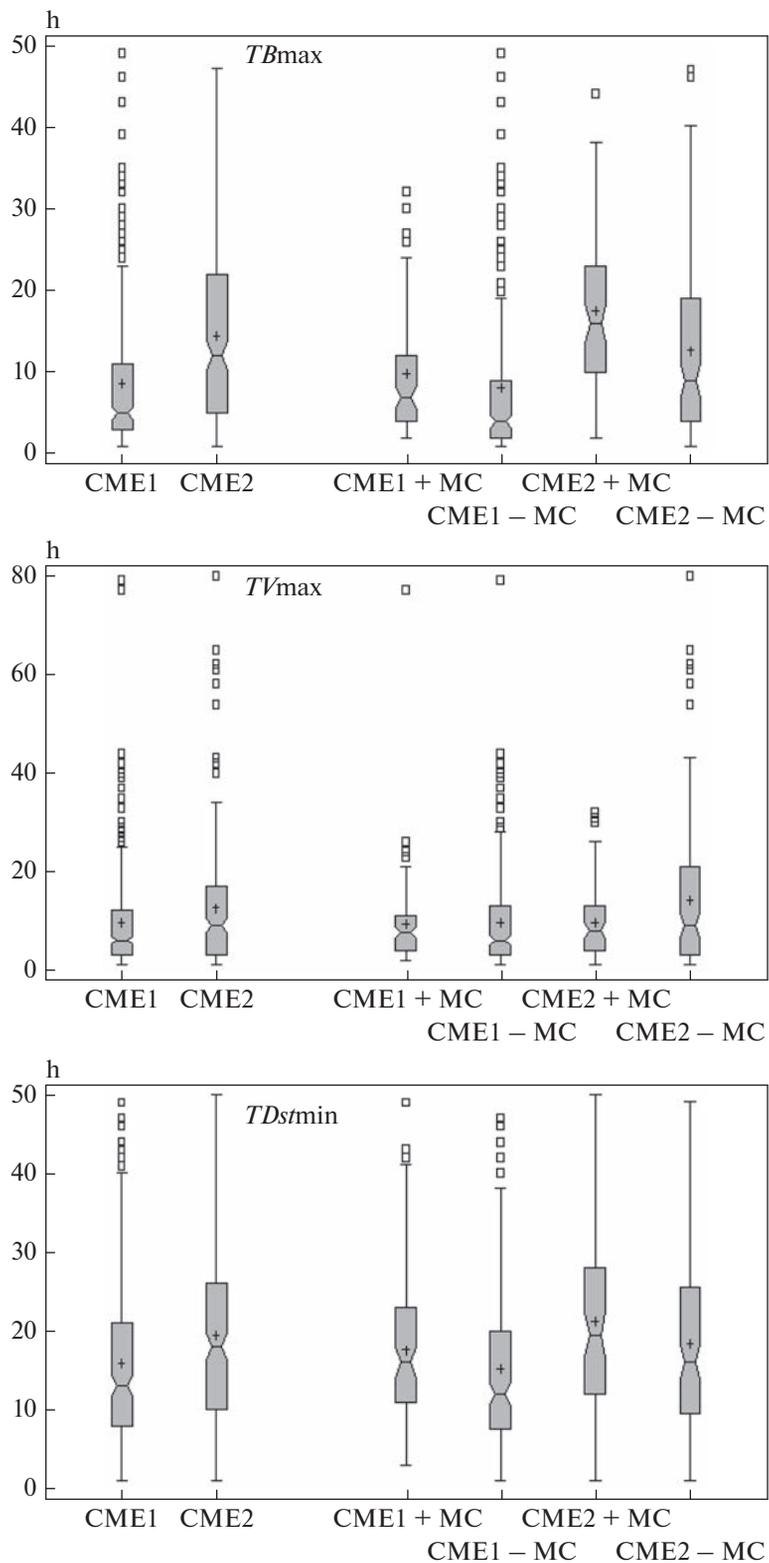


Рис. 2. Диаграммы размаха параметров TV_{max} , TB_{max} , TD_{stmin} для разных групп событий.

Таблица 1. Количество событий (N), средние значения, медианы и межквартильные интервалы амплитуды ФП (%), максимальной скорости СВ (км/с), максимальной индукции ММП (нТл) и временных параметров (ч) в группах СМЕ1, СМЕ2 и выборках из этих групп (критерии выбора: $V_{\max} \leq 25$ нТл, $I_{\max} \leq 700$ км/с)

Параметр	Статистика	Группы		Выборки	
		СМЕ1	СМЕ2	СМЕ1	СМЕ2
	N	303	209	226	198
A_F	Среднее	2.94 ± 0.07	1.49 ± 0.09	1.86 ± 0.10	1.35 ± 0.08
	Медиана	1.8	1.0	1.35	1.00
	IQR	1.0–3.7	0.7–1.8	0.9–2.3	0.7–1.7
V_{\max}	Среднее	16.44 ± 0.55	12.87 ± 0.42	12.88 ± 0.32	12.09 ± 0.33
	Медиана	13.7	11.6	11.8	11.5
	IQR	9.8–19.5	8.5–15.5	9.4–15.9	8.5–14.7
I_{\max}	Среднее	561.2 ± 10.7	458.5 ± 6.7	488.3 ± 6.1	447.6 ± 5.7
	Медиана	518	443	475	435
	IQR	437–665	388–512	422–549	387–502
T_{\min}	Среднее	16.3 ± 0.6	17.3 ± 0.8	16.1 ± 0.8	15.3 ± 0.8
	Медиана	15	17	15	14.5
	IQR	8–22	9–23	8–23	6–22
TD_{\min}	Среднее	8.4 ± 0.5	12.1 ± 0.7	8.0 ± 0.6	11.6 ± 0.8
	Медиана	6	9	6	8.5
	IQR	2–11	4–17	1–12	4–17
TA_{\max}	Среднее	14 ± 0.7	17.1 ± 0.9	14.9 ± 0.8	15.9 ± 0.9
	Медиана	11	15	11	13
	IQR	5–20	8–24	5–21	7–23
TB_{\max}	Среднее	8.7 ± 0.5	14.5 ± 0.8	9.6 ± 0.7	15.2 ± 0.8
	Медиана	5	12	5	13
	IQR	3–11	5–22	3–13	5–22
TV_{\max}	Среднее	9.6 ± 0.6	12.6 ± 0.9	9.6 ± 0.7	12.4 ± 0.9
	Медиана	6	9	6	8
	IQR	3–12	3–17	3–13	3–17
TD_{\min}	Среднее	16.0 ± 0.6	19.5 ± 0.8	14.9 ± 0.8	18.1 ± 0.9
	Медиана	13	18	12	17
	IQR	8–21	10–26	6–21	8–26

близких значениях параметров СВ. Малые значения параметра TB_{\max} в выборке СМЕ1 показывают, что для вспышечных выбросов усиленное магнитное поле чаще наблюдается в области взаимодействия, даже когда события далеки от самых мощных, в которых, как правило, и скорости высокие, и поля сильные. Значимая разница между медианами амплитуды ФП в двух выборках (СМЕ1: 1.4%, СМЕ2: 1.0%) показывает, что при тех же значениях магнитного поля и скорости СВ межпланетные возмущения, связанные с выбросами из АО, модулируют галактические КЛ более эффективно.

Медианы распределений амплитуды ФП и временных параметров в группах СМЕ1 и СМЕ2 были рассчитаны как для всего исследуемого периода, так и для максимумов и минимумов солнечных циклов 23–24. Полученные по результатам расчетов схематические профили развития ФП показаны на рис. 3. Из рисунка 3 видно, что для разных периодов солнечной активности в развитии спорадических ФП, связанных с различными типами солнечных источников, наблюдается как сходство, так и различие. В группе СМЕ1 минимум плотности КЛ достигается немного раньше в Max 24 (13 ч), чем Max 23 (15 ч); в группе СМЕ2

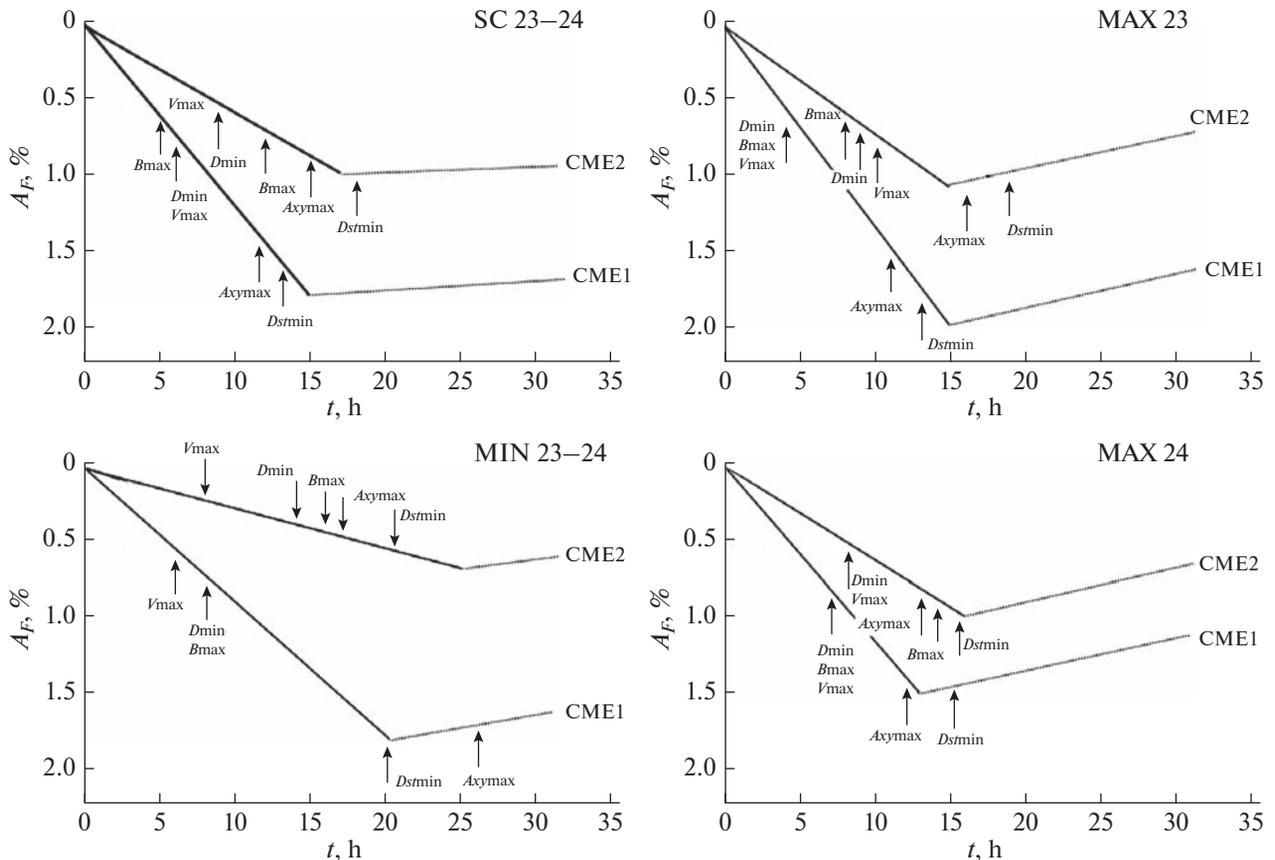


Рис. 3. Схематическое изображение среднего ФП в группах CME1, CME2 для разных периодов солнечной активности.

фаза спада длится примерно одинаково в Max 24 (16 ч) и Max 23 (15 ч). Таким образом, фаза спада одинакова для спорадических ФП двух типов в максимуме цикла 23 и короче для вспышечных событий, чем для волоконных, в максимуме цикла 24. При этом амплитуда ФП больше в Max 23, чем в Max 24, и для вспышечных (2.0 и 1.1%), и для волоконных (1.5 и 1.0%) событий. Что касается минимума солнечной активности, то длительность главной фазы ФП в нем гораздо больше, чем в максимумах для обеих групп событий. Надо заметить, что в Min 23–24 количество событий в группах CME1 (15 событий) и CME2 (17 событий) заметно меньше, чем в максимумах циклов 23 (106 событий в группе CME1 и 77 событий в группе CME2) и 24 (соответственно, 48 и 62 события). В минимуме солнечной активности в конце 24-го цикла количество событий в этих группах еще меньше, так что проводить анализ распределений параметров не имеет смысла. Малое количество спорадических ФП в минимуме циклов 24–25 не должно удивлять, так как солнечная активность в 24-м цикле и в минимуме этого цикла значительно слабее, и количество мощных CMEs значительно меньше, чем в предыдущих [например, Gopalswamy et al., 2020].

В группе CME1 параметры TD_{min} , TB_{max} , TV_{max} немного меньше в Max 23 (соответственно, 4.5, 5 и 5.5 ч), чем в Max 24 (7.5, 7 и 7 ч) и Min 23–24 (8, 8 и 6.5 ч). Параметры D_{min} , B_{max} , V_{max} регистрируются практически одновременно в начале фазы спада в максимуме цикла 23: усиленное магнитное поле в области взаимодействия вспышечных выбросов и спокойного СВ вызывает резкие изменения плотности КЛ. В максимуме цикла 24 (а также в Min 23–24) эти параметры тоже регистрируются почти одновременно, но в середине фазы спада. Максимум экваториальной анизотропии КЛ и минимум Dst -индекса регистрируются близко по времени в конце фазы спада или даже на фазе восстановления в обоих максимумах солнечной активности. В группе CME2 значения B_{max} наблюдаются значительно раньше в Max 23 (8 ч), чем в Max 24 (14 ч) и Min 23–24 (16 ч); значения V_{max} , наоборот, наблюдаются немного позже в Max 23 (10 ч), чем в Max 24 (8 ч) и Min 23–24 (8 ч). Максимальные значения величины ММП и скорости СВ близки по времени (разница на 2 ч) в Max 23 и существенно отличаются в Max 24 (на 6 ч) и Min 23–24 (на 8 ч). Отметим, что в группе CME2 значения этих параметров больше в Max 23 ($B_{max} = 13.6$ нТл, $V_{max} =$

= 463 км/с), чем в Max 24 ($V_{\max} = 9.6$ нТл, $V_{\max} = 397$ км/с) и Min 23–24 ($V_{\max} = 10.5$ нТл, $V_{\max} = 418$ км/с). Возможно, при меньших значениях ММП и скорости СВ, усиленные поля чаще связаны с телом ICME, чем с областью взаимодействия, и распространяются со сравнительно небольшой скоростью. Интервалы времени от начала ФП до регистрации максимальной экваториальной анизотропии КЛ для волоконных событий меньше в Max 24 (13 ч), чем в Max 23 (16 ч) и Min 23–24 (17 ч). Похожая картина наблюдается и для параметра D_{\min} (соответственно, 16, 20 и 19 ч). Таким образом, в рассматриваемых трех фазах солнечной активности временные параметры меньше в группе CME1, чем в группе CME2, кроме T_{\min} в Max 23 и TD_{\min} в Max 24, характеризующихся одинаковыми медианами в двух группах событий. Из рисунка 3 видно, что вспышечные и волоконные события различаются в максимуме цикла 23 слабее, чем в максимуме цикла 24, по двум временным параметрам: длительности фазы спада (разность медиан 0 ч в Max 23 и 3 ч в Max 24) и времени регистрации V_{\max} (соответственно, 3 и 7 ч). В целом, разница между развитием двух типов ФП значительно меньше в Max 24 (сумма разностей медиан 10.5 ч), чем в Max 23 (23 ч) и Min 23–24 (29.5 ч). Известно [например, Gopalswamy et al., 2020], что 24-й солнечный цикл слабее, чем цикл 23, так что полученные результаты соответствуют общей характеристике этих циклов: вспышечные и волоконные события менее различимы по временным параметрам из-за меньших различий в мощности возмущений СВ.

На рис. 1, 2 представлены диаграммы размаха временных параметров для групп ФП, связанных с CMEs из АО и с волоконными выбросами вне АО, при наличии (CME1 + MC, CME2 + MC) или отсутствии (CME1 – MC, CME2 – MC) магнитного облака в теле выброса у орбиты Земли. На рис. 4 показаны схематические профили развития ФП, построенные по медианным значениям амплитуды ФП и временных параметров, для этих групп событий. В работе [Мелкумян и др., 2022б] было показано, что амплитуды ФП значительно отличаются в зависимости от типа солнечного источника; в работах [Richardson and Cane, 2011a; Belov et al., 2015] авторы показали, что наличие MC в событии значительно увеличивает амплитуду ФП. По результатам, полученным в настоящей работе, можно добавить, что на модуляцию КЛ значительно влияет как наличие MC, так и тип солнечного источника: $A_F = 4.8\%$ в группе CME1 + MC, $A_F = 1.8\%$ в группе CME2 + MC, $A_F = 1.3\%$ в группе CME1 – MC и $A_F = 0.8\%$ в группе CME2 – MC. Что касается временного развития, то из рисунков 1, 2, 4 видно, что фаза спада практически одинакова в группах CME1 – MC (медиана = 14 ч, IQR = 8–22 ч) и CME2 – MC (медиана = 14 ч, IQR = 8–20 ч), немного длиннее в группе CME1 +

+ MC (медиана = 16 ч, IQR = 9–22 ч) и значительно длиннее в группе CME2 + MC (медиана = 19 ч, IQR = 12–26 ч). Таким образом, средняя продолжительность фазы спада увеличивается, если ICME содержит MC у орбиты Земли, особенно для ФП, связанных с волоконными выбросами. Длительность фазы спада для ФП двух типов одинакова, если ICME не содержит MC, и больше для ФП, связанных с волоконными выбросами, если ICME содержит MC у Земли. Для вспышечных событий распределение параметра TD_{\min} более компактное и характеризуется меньшими значениями при наличии зарегистрированного MC (медиана = 4 ч, IQR = 2–8 ч), чем в случае, когда MC не наблюдается (7 ч, 3–13 ч). Для волоконных событий характер зависимости противоположный: TD_{\min} немного больше при наличии МО (медиана = 10 ч, IQR = 5–19 ч), чем при отсутствии (8 ч, 4–17 ч). Разница между значениями параметра TD_{\min} для ФП, связанных с выбросами из АО и извне АО, проявляется значительно сильнее, когда ICME содержит MC у Земли (6 ч), чем когда облако отсутствует (1 ч). Максимальная анизотропия КЛ регистрируется раньше в присутствии MC как для вспышечных событий (CME1 + MC: медиана = 8 ч, IQR = 4–15 ч; CME1 – MC: 13 ч, 6–22 ч), так и для волоконных (CME2 + MC: медиана = 12 ч, IQR = 7–22 ч; CME2 – MC: 17 ч, 10–26 ч). Большая разница (7 ч) верхних квартилей распределений в группах CME1 + MC и CME2 + MC дает возможность считать запаздывание максимальной анизотропии в волоконных ФП относительно вспышечных более значимым в присутствии MC у Земли. Сильнее всего (на 9 ч) эти два типа событий отличаются по времени регистрации максимального ММП в присутствии MC у Земли – межквартильные интервалы вспышечных (медиана = 7 ч, IQR = 4–12 ч) и волоконных (16 ч, 10–23 ч) событий практически не пересекаются. В отсутствие MC у Земли, время регистрации максимального ММП уменьшается как для вспышечных (медиана = 4 ч, IQR = 2–9 ч), так и для волоконных (10 ч, 4–19 ч) событий, но разница для двух типов событий остается значимой (6 ч). Максимум ММП регистрируется значительно раньше в группе CME1 + MC, чем в группе CME2 + MC, поскольку во вспышечных событиях максимальное поле чаще бывает в области взаимодействия, а в волоконных – в теле магнитного облака. Отметим, что в работе [Абунина и др., 2021] было показано, что время максимума ММП в MC может регистрироваться как в начале, так и в середине и в конце MC. Там же было показано, что регистрация максимального значения модуля ММП в конце MC связана со взаимодействующими возмущениями. Иными словами, максимальное значение модуля ММП наблюдается в момент, когда на еще не закончившееся МО налетает следующее межпла-

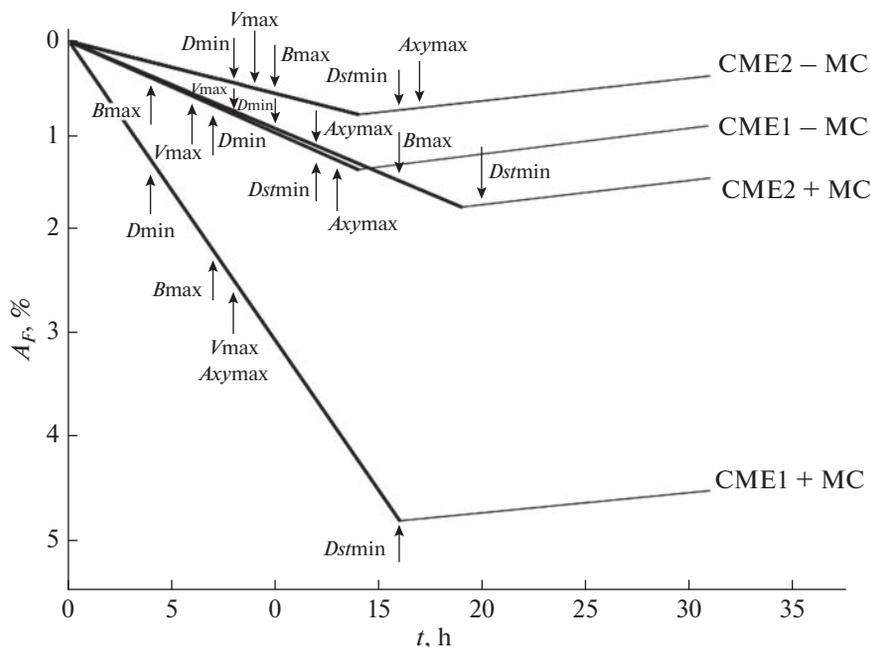


Рис. 4. Схематическое изображение среднего ФП в группах CME1 + MC, CME1 - MC, CME2 + MC, CME2 - MC.

нетное возмущение. В настоящей работе показано, что время регистрации максимального значения ММП в событиях, как с MC, так и без него, зависит от типа солнечного источника, но при наличии MC разница времен существенно больше. Что касается скорости СВ, то время регистрации ее максимального значения в группах CME1 + MC (медиана = 8 ч, IQR = 4–11 ч), CME1 - MC (6 ч, 3–13 ч) и CME2 + MC (8 ч, 4–13 ч) почти совпадает. Можно утверждать, что параметр V_{\max} регистрируется позже в группе CME2 - MC (медиана = 9 ч, IQR = 3–21 ч), чем в остальных группах событий, в силу существенно большего значения верхнего квартиля распределения. Таким образом, если сравнивать волоконные выбросы с MC и без него, то более быстрыми оказываются события, в которых есть MC, что частично можно объяснить тем, что магнитные облака достигают орбиты Земли, если их источник расположен в центральной зоне солнечного диска [например, Papatou et al., 2020]. Если же Земля не попадает в MC, это может означать, что тело магнитного облака прошло в стороне от Земли, а периферийная часть выброса, задевшая Землю, имеет меньшие скорости. Немного большую величину медианы TV_{\max} в группе CME1 + MC по отношению к группе CME1 - MC частично можно объяснить тем, что довольно часто максимальные значения скорости наблюдаются именно внутри MC [Абунина и др., 2021], а в событиях без MC – в начале события (в области взаимодействия или на ударной волне). Анизотропия КЛ проходит свой максимум существенно раньше

при наличии MC, чем при его отсутствии, как для вспыхивающих, так и для волоконных событий (разность медиан 5 ч). Максимум геомагнитного индекса для обоих типов событий, наоборот, достигается существенно позже при наличии MC в теле выброса (разность медиан 4 ч). Максимальные значения анизотропии КЛ и геомагнитного индекса наблюдаются раньше во вспыхивающих событиях, чем в волоконных, независимо от наличия или отсутствия MC в теле выброса у Земли (разность медиан 4 ч).

На рисунках 5–8 показано поведение основных параметров СВ, ММП, КЛ и геомагнитной активности для ФП, связанных с выбросами из АО или с волоконными выбросами вне АО, когда ICME содержит или не содержит MC. На верхней панели приведены почасовые значения скорости СВ (светло-серая кривая, правая шкала) и индукции ММП (темно-серая кривая, левая шкала). На средней панели показано поведение вариации плотности КЛ (A_0) и экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ (A_{xy}). На нижней панели представлены данные геомагнитной активности (Kp - и Dst -индексы). Закрашенная область – время регистрации магнитного облака. Вертикальной линией обозначено начало события (с SSC – светло-серой, без SSC – темно-серой). Стрелками на рисунках обозначены исследуемые в данной работе временные параметры TV_{\max} , TB_{\max} , TD_{\min} , T_{\min} , $TA_{xy\max}$, $TD_{st\min}$.

На рисунке 5 представлен пример ФП из группы событий CME1 + MC. 16 июля 2017 г. в 05:59UT на Земле была зарегистрирована ударная

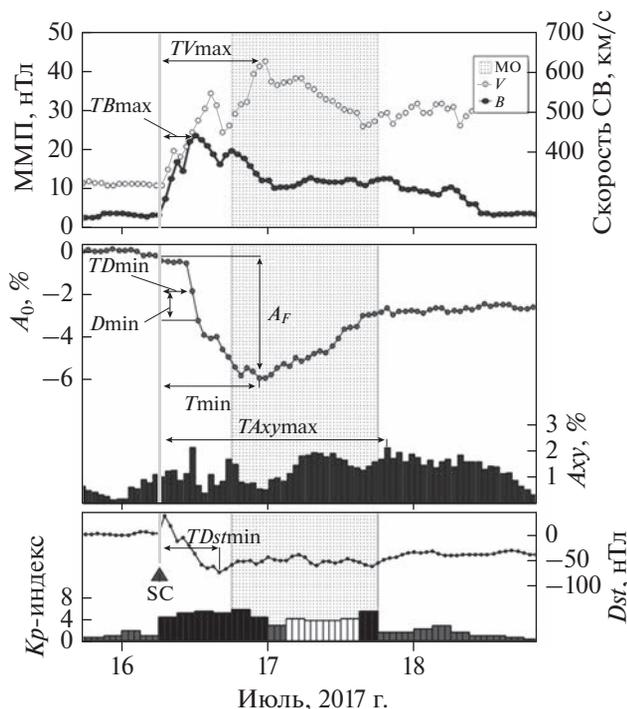


Рис. 5. Пример ФП 16 июля 2017 г. из группы СМЕ1 + МС.

волна, связанная с приходом межпланетного возмущения. Источником этого события был корональный выброс массы типа гало с начальной скоростью 1200 км/с (по данным коронографа SOHO/LASCO) от вспышки M2.4 (S06W29) 14 июля 2017 г. в 01:07 UT. В результате воздействия данного межпланетного возмущения было зарегистрировано ФП с амплитудой $A_F = 5.8\%$ и максимальным значением экваториальной анизотропии КЛ $A_{xy\max} = 2.17\%$. Скорость СВ достигала значения $V_{\max} = 625$ км/с, а модуль ММП — значения $B_{\max} = 23.7$ нТл. Геомагнитная активность достигла уровня умеренной магнитной бури ($K_p\max = 6$, $Dst_{\min} = -72$ нТл). Во время этого события МС проходило мимо Земли в течение 24 ч с 18:00 UT 16.07.2017 г.

На рисунке 6 представлен пример ФП из группы СМЕ1 – МС. Форбуш-понижение 25 октября 2001 г. в 08:50 UT было зарегистрировано вследствие воздействия на Землю межпланетного возмущения, связанного с корональным выбросом массы с ассоциированной солнечной вспышкой M6.7 (S21E18) 22.10.2001 г. в 14:27 UT. По данным коронографа SOHO/LASCO этот корональный выброс был типа гало и имел начальную скорость 1336 км/с. Однако у Земли максимальная скорость СВ составила $V_{\max} = 449$ км/с, а максимальная величина ММП $B_{\max} = 11.4$ нТл. Амплитуда ФП в данном событии была $A_F = 1.5\%$, а максимальное значение экваториальной анизотропии

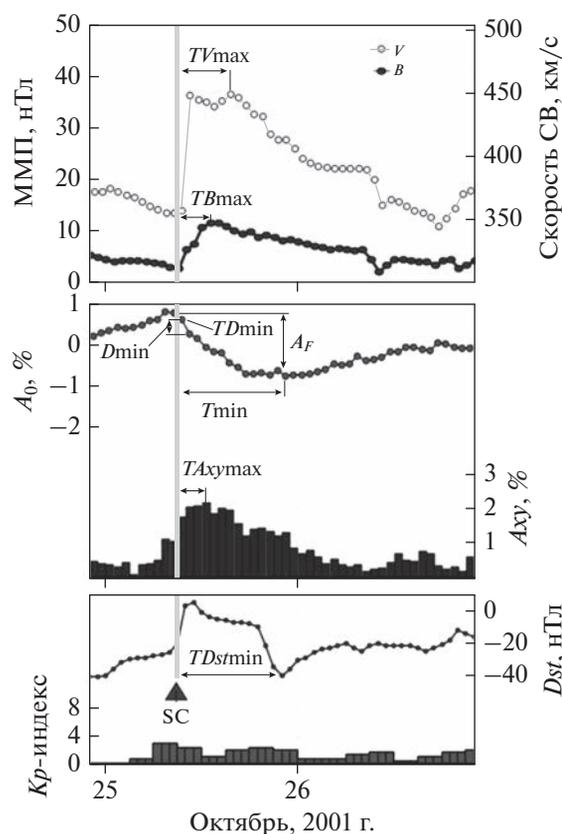


Рис. 6. Пример ФП 25 октября 2001 г. из группы СМЕ1 – МС.

тропии КЛ $A_{xy\max} = 2.21\%$. Во время этого события геомагнитная активность была слабовозмущенной ($K_p\max = 3$, $Dst_{\min} = -40$ нТл).

На рисунке 7 представлен пример ФП из группы СМЕ2 + МС. 6 января 1998 г. в 14:16 UT было зарегистрировано ФП с амплитудой $A_F = 2\%$ и максимальным значением экваториальной анизотропии КЛ $A_{xy\max} = 1.49\%$. Источником этого события был корональный выброс массы типа гало, связанный с эрупцией волокна вечером 2 января на северо-западе солнечного диска. Максимальная скорость СВ во время этого события была $V_{\max} = 415$ км/с, а максимальная величина ММП $B_{\max} = 18.3$ нТл. 7 января была зарегистрирована умеренная магнитная буря ($K_p\max = 6+$, $Dst_{\min} = -83$ нТл). Магнитное облако проходило мимо Земли в течение 28 ч с 02:00 UT 07.01.1998 г.

На рисунке 8 показан пример ФП из группы СМЕ2 – МС. 15 ноября 2015 г. в 10:00 UT было зарегистрировано ФП, связанное с эрупцией волокна из центральной зоны солнечного диска днем 11.11.2015 г. Во время этого события, максимальная скорость СВ составила $V_{\max} = 417$ км/с, максимальная величина ММП $B_{\max} = 9.1$ нТл. Данное ФП имело амплитуду $A_F = 1.1\%$ и максимальное значение экваториальной анизотропии

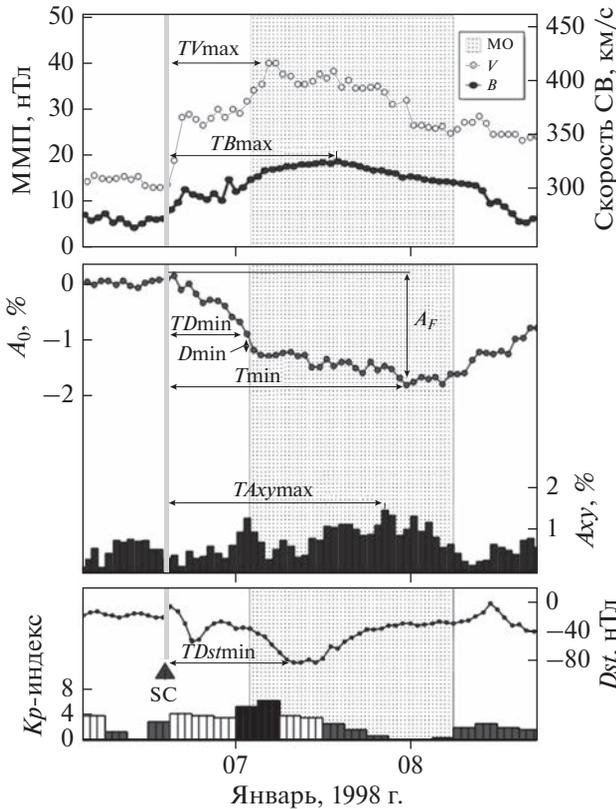


Рис. 7. Пример ФП 6 января 1998 г. из группы СМЕ2 + МС.

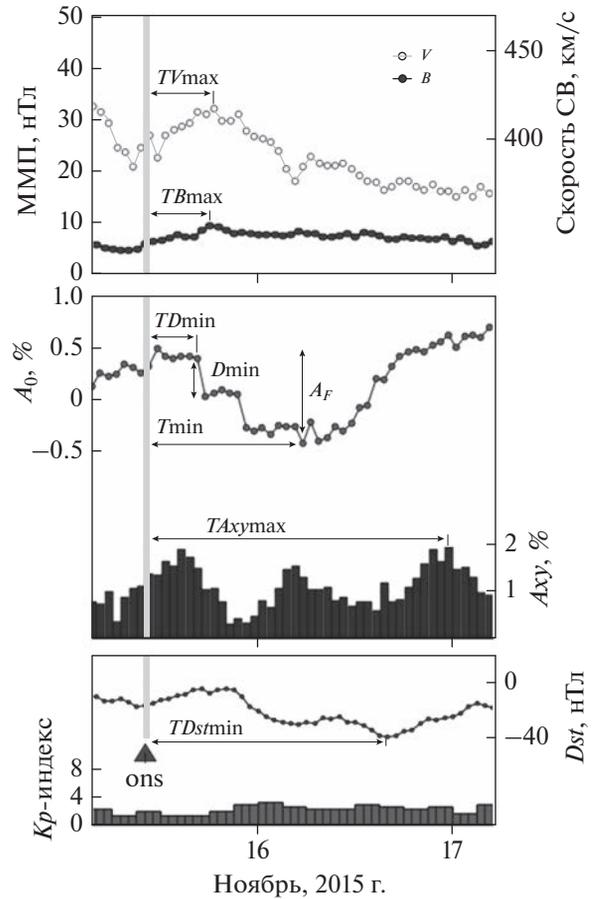


Рис. 8. Пример ФП 15 ноября 2015 г. из группы СМЕ2 – МС.

КЛ $A_{ху\max} = 1.98\%$. Геомагнитная активность не поднималась выше уровня $Kp_{\max} = 3+$, минимальное значение Dst -индекса составило -39 нТл.

Приведенные на рисунках 5–8 примеры иллюстрируют закономерности, полученные в результате анализа распределений параметров ФП для разных групп событий – свойства большого количества изучаемых объектов представляют доминирующие признаки индивидуального события. При сравнении распределений амплитуды ФП, связанных с солнечными источниками двух типов, при наличии или отсутствии МС у Земли было получено, что на модуляцию КЛ значительно влияет как наличие МС, так и тип солнечного источника. Медианные значения амплитуды ФП: $A_F = 4.8\%$ в группе СМЕ1 + МС, $A_F = 1.8\%$ в группе СМЕ2 + МС, $A_F = 1.3\%$ в группе СМЕ1 – МС и $A_F = 0.8\%$ в группе СМЕ2 – МС. В примерах на рисунках 5–8 наблюдается такая же закономерность: $A_F = 5.8\%$ в событии из группы СМЕ1 + МС (16 июля 2017 г.), $A_F = 2\%$ в событии из группы СМЕ2 + МС (6 января 1998 г.), $A_F = 1.5\%$ в событии из группы СМЕ1 – МС (25 октября 2001 г.) и $A_F = 1.1\%$ в событии из группы СМЕ2 – МС (15 ноября 2015 г.). Из сравнения статистических характеристик временных параметров следует, что ме-

дианное значение времени максимума ММП в группе СМЕ1 + МС (7 ч) регистрируется значительно раньше, чем в группе СМЕ2 + МС (16 ч). Похожее поведение параметров мы видим на рис. 5 в событии из группы СМЕ1 + МС (16 июля 2017 г.), где $T_{B\max} = 7$ ч, и на рис. 7 в событии из группы СМЕ2 + МС (6 января 1998 г.), где $T_{B\max} = 24$ ч. При сравнении параметров T_{\min} и $T_{D\min}$ в ФП с двумя разными типами солнечных источников, когда ICME содержит МС, видно, что медианы обоих параметров существенно меньше в группе СМЕ1 + МС ($T_{\min} = 16$ ч и $T_{D\min} = 4$ ч), чем в группе СМЕ2 + МС (соответственно, 19 ч и 10 ч). Такая же тенденция прослеживается и в примерах ФП из разных групп событий на рисунках 5 и 7: $T_{\min} = 16$ ч, $T_{D\min} = 6$ ч в событии из группы СМЕ1 + МС (16 июля 2017 г.) и $T_{\min} = 32$ ч, $T_{D\min} = 11$ ч в событии из группы СМЕ2 + МС (6 января 1998 г.).

4. ВЫВОДЫ

В данной работе для анализа развития ФП, связанных с разными типами солнечных источ-

ников, сравнивались распределения временных параметров: (1) в группах событий, связанных с выбросами из АО, сопровождающимися солнечными вспышками и с волоконными выбросами вне АО; (2) в выборках из этих групп, характеризующихся близкими значениями параметров солнечного ветра; (3) в выборках из этих групп, относящихся к максимумам солнечных циклов 23–24 и к минимуму между циклами; (4) в выборках из этих групп, отличающихся наличием или отсутствием МС в теле выброса у орбиты Земли. В качестве временных параметров использовались интервалы времени от начала события до максимумов вариации плотности КЛ (фаза спада, T_{\min}), часового уменьшения плотности КЛ (TD_{\min}), экваториальной анизотропии КЛ (TA_{\max}), индукции ММП (TV_{\max}), скорости СВ (TV_{\max}) и до минимума Dst -индекса ($TDst_{\min}$). Получены новые результаты, которые показали следующее.

1. Значения параметров временного развития, как правило, меньше для ФП, связанных с СМЕ из АО, чем для ФП, связанных с волоконными выбросами вне АО.

2. При близких значениях параметров солнечного ветра все временные параметры (кроме фазы спада) остаются меньше для вспышечных событий.

3. Регистрация параметров D_{\min} , V_{\max} и I_{\max} приходится во вспышечных событиях на начало фазы спада, а в волоконных – на вторую половину этой фазы.

4. Разница между временными параметрами для двух типов ФП заметнее, если ICME содержит МС у Земли (за исключением параметра TV_{\max}).

5. Длительность фазы спада для ФП двух типов одинакова, если ICME не содержит МС около Земли; больше для волоконных событий при наличии МС.

6. Для вспышечных событий распределение параметра TD_{\min} более компактное и характеризуется меньшими значениями при наличии МС в теле выброса.

7. Наибольшая разность между временными параметрами в двух типах событий наблюдается для межпланетного магнитного поля (кроме максимума цикла 23).

8. Фаза спада ФП обоих типов короче в максимумах циклов 23 и 24, чем в минимуме между циклами.

9. В максимуме цикла 23 фазы спада для двух типов ФП одинаковы; в максимуме цикла 24 и в минимуме между циклами фаза спада длиннее для волоконных событий.

10. Разница между временным развитием спорадических ФП двух типов, в целом, слабее в максимуме цикла 24, чем в максимуме цикла 23.

Таким образом, статистические характеристики параметров временного развития существенно различаются для ФП, связанных с выбросами из АО, которые сопровождаются солнечными вспышками, и с волоконными выбросами вне АО. Эти различия особенно заметны, если ICME содержит МС у орбиты Земли. Временные параметры в двух группах событий ведут себя по-разному в максимумах циклов 23 и 24 и в минимуме между циклами. Полученные результаты могут быть использованы при исследовании и сравнении ФП разных типов, при идентификации солнечных источников в сложных случаях, а также при решении задач прогнозирования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам мировой сети станций космических лучей, обеспечивающим данные непрерывной регистрации нейтронной компоненты (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf). Благодарим базу данных NMDV (www.nmdb.eu). Работа базируется на экспериментальных данных УНУ “Российская национальная сеть станций космических лучей” (Сеть СКЛ).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

М.А. Абунина, А.А. Абунин, А.В. Белов, Н.С. Шлык поддержаны грантом Российского научного фонда (РНФ) № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Форбуш-эффекты с внезапным и постепенным началом // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 52. № 3. С. 313–320. 2012.
- Абунина М.А., Абунин А.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Асипенка А.С., Оленева В.А., Янке В.Г. Связь параметров Форбуш-эффектов с гелиодолготой солнечных источников // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 53. № 1. С. 13–21. 2013.
- Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Прямушкина И.И., Янке В.Г. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 5. С. 572–582. 2021.
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Абунина М.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Поведение плотности потока космических лучей в начале Форбуш-эффектов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 56. № 6. С. 683–689. 2016.
- 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 аэрномия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.
- Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Обридко В.Н., Паорис Е., Шельтинг Б.Д. Модуляция космических лучей на фазе роста солнечной активности 24-го цикла // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 4. С. 470–476. 2014.

- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Основные свойства Форбуш-эффектов, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 163–176. 2018а.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Долгопериодные изменения количества и величины Форбуш-эффектов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 5. С. 638–647. 2018б.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Рекуррентные и спорадические Форбуш-понижения в 23-ем и 24-ом солнечных циклах // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 1. С. 39–47. 2019.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Особенности поведения временных параметров Форбуш-понижений, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 2. С. 155–170. 2022а.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Сходство и различие Форбуш-понижений, связанных с потоками из корональных дыр, волоконными выбросами и выбросами из активных областей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 283–301. 2022б.
- Aslam O.P.M., Badruddin B. Study of cosmic-ray modulation during the recent unusual minimum and mini-maximum of solar cycle 24 // Solar Phys. V. 290. № 8. P. 2333–2353. 2015.
- Badruddin B., Yadav R.S., Yadav N.R. Influence of Magnetic Clouds on Cosmic-Ray Intensity Variation // Solar Phys. V. 105. № 5. P. 413–428. 1986.
- Badruddin B., Kumar A. Study of the cosmic-ray modulation during the passage of ICMEs and CIRs // Solar Phys. V. 291. № 2. P. 559–580. 2016.
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / Proc. IAU Symposium. № 257. P. 119–130. 2009.
- Belov A., Abunin A., Abunina M. et al. Coronal mass ejections and non-recurrent Forbush decreases // Solar Phys. V. 289. N 10. P. 3949–3960. 2014.
- Belov A., Abunin A., Abunina M., Eroshenko E., Oleneva V., Yanke V., Papaioannou A., Mavromichalaki H. Galactic cosmic ray density variations in magnetic clouds // Solar Phys. V. 290. № 5. P. 1429–1444. 2015.
- 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. № A8. P. 6673–6684. 1981.
- Cane H.V. CMEs and Forbush decreases // Space Sci. Rev. V. 93. № 1/2. P. 55–77. 2000.
- Cane H.V., Richardson I.G., von Rosenvinge T.T., Wibberenz G. Cosmic ray decreases and shock structure: A multispacecraft study // J. Geophys. Res. V. 99. № A11. P. 21429–21441. 1994.
- Chertok I.M., Grechnev V.V., Belov A.V., Abunin A.A. Magnetic flux of EUV arcade and dimming regions as a relevant parameter for early diagnostics of solar eruptions – sources of non-recurrent geomagnetic storms and Forbush decreases // Solar Phys. V. 282. № 1. P. 175–199. 2013.
- Dorman L. I. Cosmic ray variation and space research. M.: AN USSR. 1027 p. 1963.
- Dumbović M., Vrsnak B., Calogović J., Zupan R. Cosmic ray modulation by different types of solar wind disturbances // Astron. Astrophys. V. 538. № A28. 2012.
- Forbush S.E. On the effects in the cosmic-ray intensity observed during magnetic storms // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Mäkelä P. Coronal mass Ejections from sunspot and non-sunspot regions / Magnetic coupling between the interior and the atmosphere of the Sun. Eds. Hasan S. S. and Rutten R. J. Astrophysics and Space Science Proc. Berlin Heidelberg: Springer. P. 289–307. 2010a.
- 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. № 2. P. 1111–1126. 2010b.
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Michalek G., Xie H., Makelea P. Effect of the weakened heliosphere in solar cycle 24 on the properties of coronal mass Ejections // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1620. № 1. Article id 012005. 2020.
- Huttunen K.E.J., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H.E.J. Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23 // Ann. Geophysicae. V. 23. № 2. P. 625–641. 2005.
- Iucci N., Parisi M., Storini M. et al. Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space // Nuovo Cimento C. V. 2C. P. 1–52. 1979.
- Kim R.S., Gopalswamy N., Cho K.S., Moon Y.J., Yashiro S. Propagation Characteristics of CMEs associated with magnetic clouds and ejecta // Solar Phys. V. 284. № 1. P. 77–88. 2013.
- King J.H., Papitashvili N.E. Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // J. Geophys. Res. V. 110. № A2. A02104. 2005.
- Lingri D., Mavromichalaki H., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Abunin A., Abunina M. Solar activity parameters and associated Forbush decreases during the minimum between cycles 23 and 24 and the ascending phase of cycle 24 // Solar Phys. V. 291. № 3. P. 1025–1041. 2016a.
- Lingri D., Mavromichalaki H., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Abunin A., Abunina M. Forbush decreases during the DeepMin and MiniMax of solar cycle 24 / Proc. 25th ECRS. Tourin, Italy, 2016. eConf C16-09-04.3. 2016b.
- Lockwood J.A. Forbush decreases in the cosmic radiation // Space Sci. Revs. V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
- Lockwood J.A., Webber W.R., Jokipii J.R. Characteristic recovery times of Forbush-type decreases in the cosmic radiation. I – Observations at Earth at different energies // J. Geophys. Res. V. 91. P. 2851–2857. 1986.
- Lockwood J.A., Webber W.R., Debrunner H. J. Forbush decreases and interplanetary magnetic field disturbances: Association with magnetic clouds // Geophys. Res. V. 96. Is. A7. P. 11587–11604. 1991.

- Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A., Antiochos S.K. Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // *J. Geophys. Res.–Space*. V. 108. № A6. ID 1239. 2003.
- Lynch B.J., Gruesbeck J.R., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K. Solar cycle–dependent helicity transport by magnetic clouds // *J. Geophys. Res.* V. 110. A08107. 2005.
- Maričić D., Vrsnak B., Veronig A.M., Dumbović M., Sterc F., Rosa D., Karlica M., Hrzina D., Romstajn I. Sun-to-Earth observations and characteristics of isolated and Earth-impacting coronal mass ejections during 2008–2014 // *Solar Phys.* V. 295. № 7. Article id 91. 2020.
- Maričić D., Sterc F., Dumbović M., Rosa D., Hrzina D., Romstajn I. Isolated Earth-impacting interplanetary coronal mass ejections and corresponding galactic cosmic ray flux variations // XVIIth Hvar Astrophysical Colloquium “The Sun and Heliosphere”. 20–24 September 2021.
- Marubashi K., Lepping R.P. Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus- and cylinder-shaped flux ropes models // *Ann. Geophysicae*. V. 25. № 11. P. 2453–2477. 2007.
- Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A. The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // *Space Weather*. V. 19. № 5. e2020SW002641. 2021.
- Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A. Comparison between statistical properties of Forbush decreases caused by solar wind disturbances from coronal mass ejections and coronal holes // *Adv. Space Res.* V. 63. № 2. P. 1100–1109. 2019.
- 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. № 2. Article id. 101. 2020.
- Paouris E., Mavromichalaki H., Belov A., Gushchina R., Yanke V. Galactic cosmic ray modulation and the last solar minimum // *Solar Phys.* V. 280. № 1. P. 255–271. 2012.
- Richardson I.G. Energetic Particles and Corotating Interaction Regions in the Solar Wind // *Space Sci. Rev.* V. 111. № 3. P. 267–376. 2004.
- Richardson I.G., Cane H.V. Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): Catalog and summary of properties // *Solar Phys.* V. 264. № 1. P. 189–237. 2010.
- Richardson I.G., Cane H.V. Galactic cosmic ray intensity response to Interplanetary Coronal Mass Ejections/Magnetic Clouds in 1995–2009 // *Solar Phys.* V. 270. № 9. P. 609–627. 2011a.
- Richardson I., Cane H. Geoeffectiveness (Dst and Kp) of interplanetary coronal mass ejections during 1995–2009 and implications for storm forecasting // *Space Weather*. V. 9. S07005. 2011b.
- Singh Y.P., Badruddin B. Effects of interplanetary magnetic clouds, interaction regions, and high-speed streams on the transient modulation of galactic cosmic rays // *J. Geophys. Res.* V. 112. № 2. CiteID A02101. 2007.
- Zhang G., Burlaga L.F. Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A4. P. 2511–2518. 1988.

УДК 523.98

КОРОТИРУЮЩИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ДАННЫХ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ И ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2023 г. А. И. Ефимов¹, *, В. М. Смирнов¹, И. В. Чашей², А. С. Набатов¹

¹Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 16.06.2022 г.

После доработки 12.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Приведены результаты двух серий экспериментов радиопросвечивания околосолнечной плазмы сигналами космических аппаратов Mars Express и Venus Express в 2006 г. и Mars Express в 2008 г. Данные радиопросвечивания сравниваются с измерениями концентрации протонов вблизи орбиты Земли на спутнике Wind. Проведенный анализ показывает, что общий характер временной динамики возмущений, наблюдавшихся в двух сериях измерений, носит качественно сходный характер. Последовательность усиленных флуктуаций частоты и концентрации протонов позволяет сделать вывод, что наблюдавшиеся возмущения связаны с коротирующими областями взаимодействия разнородных потоков солнечного ветра.

DOI: 10.31857/S0016794022600405, EDN: ADGCGM

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные исследования околосолнечной плазмы методом радиозондирования сигналами космических аппаратов (КА) обеспечили возможность получения значительного объема информации, относящейся к области формирования и ускорения солнечного ветра. Измерения, выполненные с использованием плазменных приборов, установленных на борту спутников Wind, ACE и др., обеспечили получение систематических данных о параметрах плазмы солнечного ветра вблизи орбиты Земли. Сопоставление двух массивов измерений может быть использовано для изучения связи между событиями, происходящими в окрестности Солнца, и возмущениями в околоземном космическом пространстве.

Первые работы в этом направлении были выполнены в ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и опубликованы в 2019–2021 гг. [Ефимов и др., 2019, 2020, 2021]. В 2006 г. было впервые проведено двухпозиционное радиозондирование солнечного ветра, основанное на одновременном использовании для радиопросвечивания сигналов двух КА, один из которых перемещается по отношению к Солнцу с запада на восток (спутник Венеры Venus Express), а другой (спутник Марса Mars Express) двигался в противоположном направлении [Ефимов и др., 2021]. Такая схема радиозондирования является эффективным сред-

ством изучения возмущений, генерируемых в выделенных областях солнечной короны, вращающихся вместе с Солнцем. В экспериментах измерялись флуктуации частоты просвечивающих радиосигналов, дисперсия флуктуаций частоты пропорциональна дисперсии флуктуаций концентрации и скорости плазмы в окрестности прицельной точки луча [Арманд, 2003]. Целью настоящего сообщения является анализ связей между флуктуационными процессами, происходящими в околосолнечном пространстве, и их отображением в околоземном космическом пространстве на примере двух событий.

2. НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В 2006 г.

В 2006 г. возмущение с повышенной турбулентностью было обнаружено впервые 6 октября (день года DOY 279, UT = 16:00, $t = 279.7$) на восточном лимбе при зондировании околосолнечной плазмы сигналами заходившего за Солнце спутника Марса Mars Express. Истечение возмущенных потоков плазмы на восточном лимбе проявилось как в нескольких связанных между собой процессах в околосолнечном пространстве, так и вблизи орбиты Земли. Потоки возмущенной плазмы при пересечении трассы радиозондирования Mars Express–Земля вызывали увеличение флуктуаций частоты радиоволн 6 октября 2006 г. (DOY 279.7). Увеличение флуктуа-

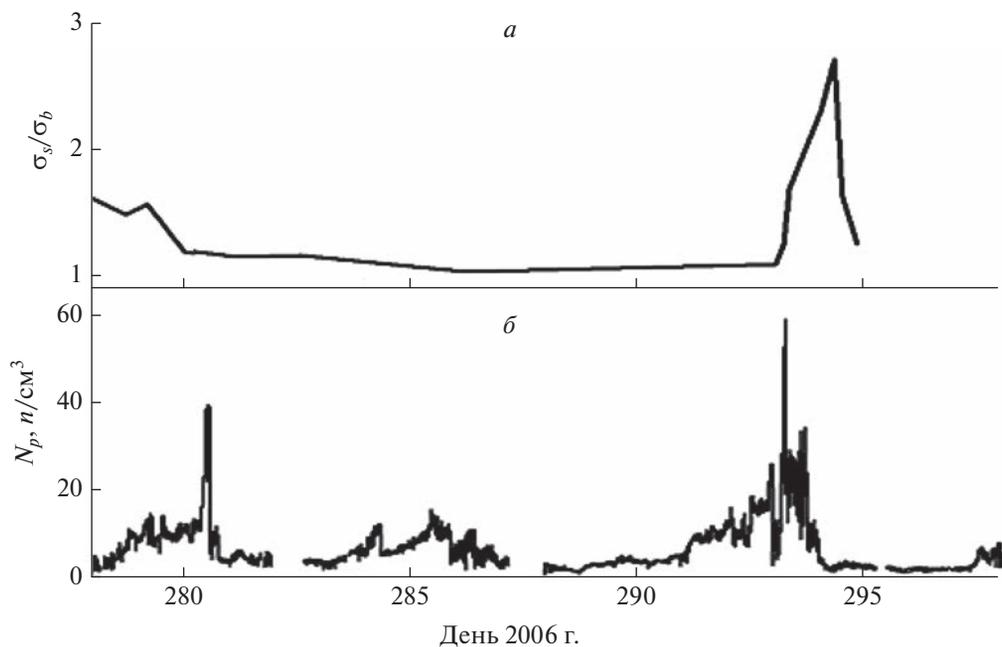


Рис. 1. Вариации частоты сигналов X-диапазона КА МЕХ и КА VЕХ при зондировании околосолнечной плазмы (а) и временные зависимости концентрации протонов в околоземной космической плазме по данным ИСЗ Wind (б) в период с 5 по 25 октября 2006 г.

ций частоты σ достигало 2 раз по отношению к невозмущенным условиям σ_b (рис. 1а). При вращении Солнца корональный источник возмущения с восточной стороны переходит на западную сторону Солнца и 21 октября (DOY 294, UT = 00:30, полное время 294.02) эта область оказывается в центре западного лимба, а возмущение наблюдается на минимальном гелиоцентрическом расстоянии $R = 7.54$ радиусов Солнца R_S . В указанный момент времени при зондировании околосолнечной плазмы сигналами другого космического аппарата (спутника Венеры Venus Express), было зарегистрировано сильное увеличение флуктуаций частоты, которое превышало фоновый уровень в 4 раза и более чем в 2 раза превышало флуктуации на восточном лимбе (DOY 279.7). В последнем случае трасса радиозондирования была удалена от Солнца на существенно большее расстояние ($R = 20.3$ радиуса Солнца R_S). Необходимо заметить, что промежуток времени между двумя максимумами флуктуаций частоты зондирующих плазму радиосигналов составляет 14 сут, что близко к половине номинального периода вращения Солнца ($T = 27$ сут).

Из рисунка 1б следует, что фоновое значение концентрации протонов не превышает 4 частиц в кубическом сантиметре (дни года 280–282; 288–290; 294–298). 11 октября 2006 г. (DOY 285, UT = 12:00, $t = 285.5$), т.е. через 5.8 сут после первого наблюдения сильных флуктуаций частоты на восточном лимбе зарегистрировано четырех-

кратное увеличение концентрации протонов N_p . Следует иметь в виду, что флуктуации частоты пропорциональны абсолютному уровню флуктуаций электронной концентрации. Время движения потоков плазмы от места генерации ($t_1 = 279.7$) до орбиты Земли ($t_2 = 285.5$) соответствует скорости $V = 300$ км/с, которая была измерена в это время на борту искусственного спутника Земли (ИСЗ) Wind [Ефимов и др., 2021].

Корональный источник повышенной турбулентности через четверть периода вращения Солнца после первой регистрации 6 октября 2006 г. перемещался к центральному меридиану по отношению к Земле (т.е. вблизи DOY 285.5).

Сжатая область возмущения достигает Земли в интервале DOY's 291–292, т.е. за 2–3 дня до времени регистрации максимума флуктуаций частоты на западном лимбе DOY 294, UT = 00:30. Второй максимум концентрации заряженных частиц на околоземной орбите соответствует усилению флуктуаций частоты на западном лимбе, а созданный потоками возмущенной плазмы первый максимум концентрации протонов $N_{p \max}$ в DOY 285.5, можно условно назвать предвестником более сильного возмущения, созданного областью повышенной турбулентности 21 октября 2006 г. Время опережения составляет $t_{\text{advance}} = 294 - 285.5 = 8.5$ сут, что близко к четверти периода вращения.

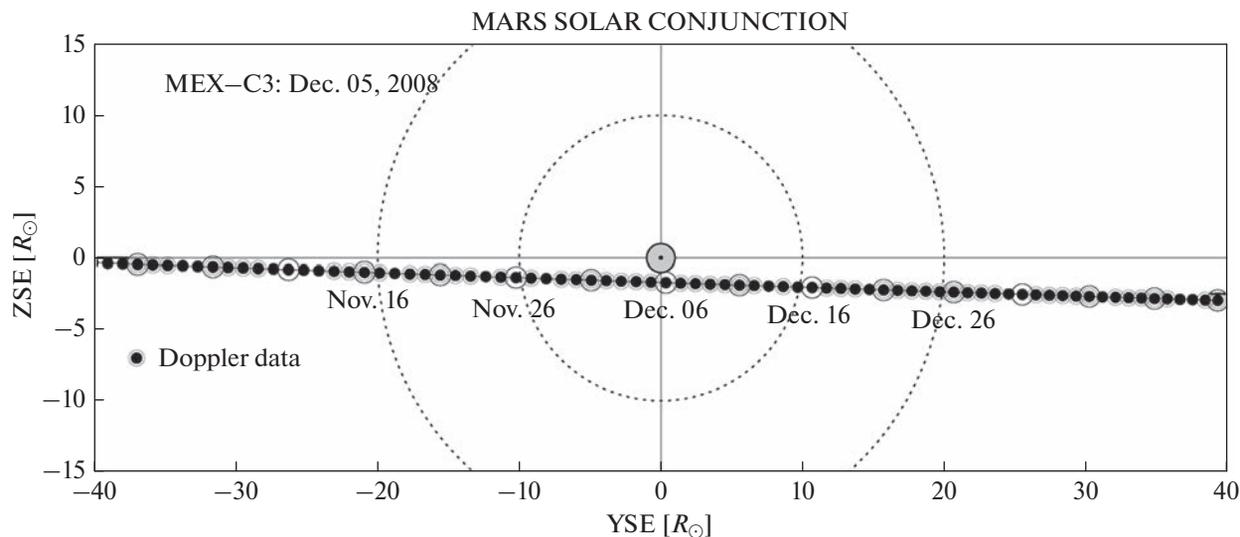


Рис. 2. Траектория движения спутника Марса Mars Express в картинной плоскости в период с 29 октября 2008 г. по 15 января 2009 г.

3. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ В 2008 г.

Геометрическая картина радиозатменных экспериментов с использованием заходящего за Солнце спутника Марса Mars Express показана на рис. 2, на котором для каждого дня 2008 г. показано положение проекций лучевых линий Космический аппарат-Земля на картинную плоскость для спутника Mars Express. По горизонтальной оси указаны расстояния R от центрального меридиана в единицах солнечного радиуса R_S , по вертикальной оси – расстояния от экваториальной плоскости. Большую часть времени зондировались области, расположенные к югу от экватора.

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

Наибольшее приближение лучевой линии к центру Солнца достигалось 5 декабря 2008 г. на участке захода КА за Солнце (восточный лимб), при этом прицельное расстояние R равнялось 2.95 радиусам Солнца R_S . Минимальное расстояние на фазе выхода КА из-за Солнца (западный лимб) достигалось 7 декабря и составляло $2.4R_S$.

4. НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ В 2008 г.

При реализации экспериментов радиозондирования околосолнечной плазмы в 2008 г. область повышенной турбулентности наблюдалась дважды. Первый раз при заходе спутника Марса Mars Express за Солнце, когда зондировались области свехкороны, расположенные к востоку от центра Солнца 29 ноября 2008 г., (UT = 12:00, DOY 335.4). Второй раз – 13 декабря 2008 г. (UT = 00:00, DOY 348), когда область повышенной турбулентности вследствие вращения Солнца через 13.5 сут (половина периода вращения $T = 27$ сут) переместилась на западный лимб, а радиолиния МЕХ-Земля проходила на малом, $R = 5.6$ солнечных радиусов R_S , расстоянии от центра Солнца. При таком малом удалении трассы распространения зондированных радиосигналов от области повышенной турбулентности увеличение уровня флуктуаций частоты σ_s/σ_b достигало больших величин по отношению к фоновому значению $q_m = 5.1$ (рис. 3а), в то время как при зондировании восточной области коэффициент усиления частотных флуктуаций был существенно меньше

Таблица 1. Условия радиозондирования околосолнечной плазмы сигналами спутника Марса Mars Express в 2008 г.

Дни 2008 г.		Прицельное расстояние R/R_S	
заход (Ingress)	выход (Egress)	заход (Ingress)	выход (Egress)
306–338	342–384	37.51–2.95	2.40–40.83
1 ноября–3 декабря	7 декабря 2008–18 января 2009		

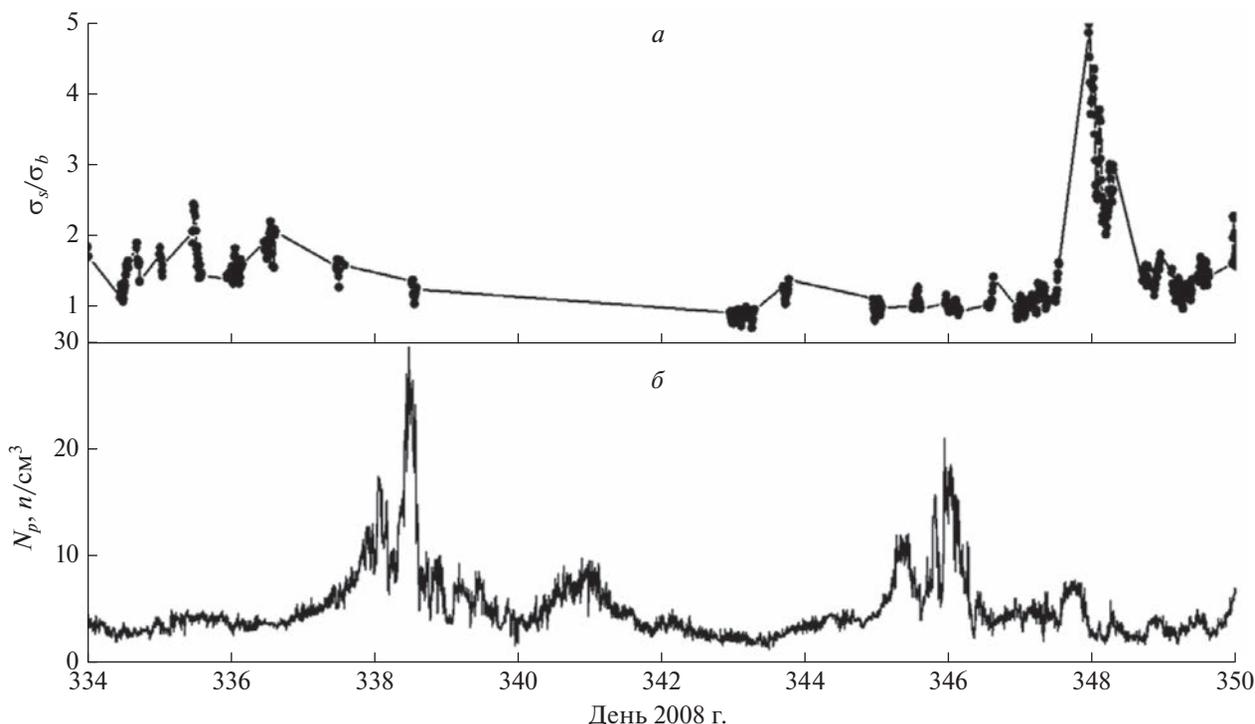


Рис. 3. Вариации частоты σ_f сигналов X-диапазона КА Mars Express при зондировании околосолнечной плазмы (а) и временные зависимости концентрации протонов околосолнечной космической плазмы по данным ИСЗ Wind (б) в период с 29 ноября по 15 декабря 2008 г.

($q_m = 2.5$), так как трасса радиозондирования была удалена от Солнца на существенно большее расстояние от центра Солнца ($R = 12R_S$).

5. ВОЗМУЩЕНИЯ НА ОРБИТЕ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В СМЕЖНЫЕ ПЕРИОДЫ

Временные вариации уровня флуктуаций частоты, зарегистрированные при зондировании околосолнечной плазмы сигналами спутника Марса Mars Express, были сопоставлены с материалами измерений концентрации протонов N_p , скорости движения потоков плазмы V и индукции магнитного поля B , выполненных бортовыми приборами спутника Wind в смежные периоды времени.

Рисунок 3б демонстрирует временные зависимости концентрации протонов, зарегистрированных на орбите Земли приборами ИСЗ Wind. Они сформированы под влиянием процессов, происходивших на восточном лимбе Солнца. При распространении потоков возмущенной плазмы по радиальным направлениям от их источника, начиная с DOY 335.4, формируется первый максимум концентрации протонов $N_{p \max 1} \approx 30 \text{ см}^{-3}$ в момент времени $t_3 = 338.5$ (рис. 3б), т.е. спустя 3.1 сут после начала их генерации, что соответ-

ствует скорости движения потоков возмущенной плазмы $V = 500 \text{ км/с}$. Фоновое значение концентрации протонов составляло в среднем 3 частицы в кубическом сантиметре, т.е. в 10 раз меньше, чем максимальная концентрации протонов $N_{p \max 1} \approx 30 \text{ см}^{-3}$.

Второй максимум концентрации протонов наблюдался 11 декабря 2008 г. (DOY 346), и его значение достигало $N_{p \max 2} \approx 20 \text{ см}^{-3}$, т.е. в 7 раз выше, чем фоновое значение. Первый максимум концентрации протонов опережал второй максимум частотных флуктуаций на 9.5 сут. Сдвиг между этими событиями определяется с малыми погрешностями (± 0.2 сут) и может рассматриваться как предвестник второго усиления. Временной сдвиг между повышениями концентрации протонов, как следует из рис. 3б, около 7 сут, что близко к четверти периода вращения Солнца.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Две серии наблюдений, выполненных в 2006 и 2008 гг., обнаруживают сходную картину временной динамики возмущений в солнечном ветре. Сначала возмущение наблюдается по усилению флуктуаций частоты просвечивающих радиосигналов в сверхкороне на восточном лимбе. Затем через время, превосходящее четверть оборота

Солнца, фиксируется значительное повышение концентрации протонов вблизи орбиты Земли. Примерно через четверть оборота в околоземной плазме происходит второе повышение концентрации протонов, а через время, меньшее четверти оборота, на западном лимбе происходит усиление флуктуаций частоты. Такая динамика позволяет сделать вывод, что наблюдавшиеся возмущения обусловлены долгоживущими структурами типа SIR (stream interaction regions), в которых усиления плотности плазмы связаны с областями взаимодействия медленных и быстрых потоков солнечного ветра. Если области SIR существуют в течение двух оборотов, то они носят название CIR (co-rotating interaction regions). Сжатые области SIR/CIR могут вызывать геомагнитные бури, причем их вклад в статистику геоэффективных возмущений в периоды низкой солнечной активности существенно превосходит вклад от распространяющихся возмущений вспышечной природы типа выбросов корональной массы [Ермолаев и др., 2017; Чашей и др., 2021]. Детектирование усиления флуктуаций частоты на восточном лимбе в экспериментах радиопросвечивания может рассматриваться как предвестник прихода SIR/CIR к Земле со временем опережения 7–8 сут. Коррелированный характер вариаций в свёрхкороне и околоземной плазме позволяет заключить, что коротящиеся структуры формируются на гелиоцентрических расстояниях менее 10 радиусов Солнца, и что абсолютный уровень флуктуаций концентрации в сжатых областях существенно превышает фоновые значения. Дополнительные данные о справедливости этого утверждения представлены в публикации [Ефимов и др., 2016].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арманд Н.А., Ефимов А.И., Самознаев Л.Н., Бёрд М.К., Эденхофер П., Плеттмайер Д., Вольмут Р. Спектры и кросс-корреляция флуктуаций частоты радиоволн при зондировании околоземной плазмы сигналами космических аппаратов // Радиотехника и электроника. Т. 48. № 9. С. 1058–1070. 2003.
- Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Николаева Н.С., Ермолаев М.Ю. Зависит ли генерация магнитной бури от типа солнечного ветра? // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 57. № 5. С. 555–561. 2017.
<https://doi.org/10.7868/S0016794017050169>
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Самознаев Л.Н., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М. Наблюдения коротящихся структур солнечного ветра при радиозондировании сигналами космических аппаратов ROSETTA и MARS EXPRESS // Космич. исслед. Т. 54. № 3. С. 195–203. 2016.
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Смирнов В.М., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М. Возмущенные потоки во внутреннем солнечном ветре и вблизи орбиты Земли // Космич. исслед. Т. 57. № 6. С. 440–450. 2019.
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Смирнов В.М., Чашей И.В., Бёрд М.К., Петцольд М. Детектирование области повышенной турбулентности свёрхкороны Солнца с использованием спутников *Venus-Express* и *Mars-Express* // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 3. С. 275–281. 2021.
- Ефимов А.И., Луканина Л.А., Чашей И.В., Коломиец С.Ф., Бёрд М.К., Петцольд М. Наблюдение возмущенных плазменных структур в окрестности Солнца и околоземном пространстве методами радиозондирования и локальных измерений // Космич. исслед. Т. 58. № 6. С. 495–502. 2020.
- Чашей И.В., Лебедева Т.О., Тюльбашев С.А., Субаев И.А. Геоэффективные возмущения в солнечном ветре вблизи минимума солнечной активности по данным двухлетней серии наблюдений межпланетных мерцаний на радиотелескопе БСА ФИАН // Астрон. журн. Т. 98. № 11. С. 949–968. 2021.

УДК 550.388.8:551.510.535.2

ОТКЛИК СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ НА КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. В. И. Перминов^{1, *}, Н. Н. Перцев^{1, **}, П. А. Далин^{2, 3}, В. А. Семенов¹,
В. А. Суходоев¹, И. В. Медведева^{1, 4}, Ю. А. Железнов⁵

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия

²Шведский институт космической физики, Кируна, Швеция

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁴Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

⁵Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: v.perminov@rambler.ru

**e-mail: n.pertsev@bk.ru

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 22.06.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Исследовано влияние 27-суточной солнечной осцилляции на температуру и интенсивность излучения области мезопаузы по одночасовым полуночным наблюдениям полос $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ на Звенигородской научной станции в период 2000–2021 гг. Установлено, что отклик на изменение солнечной активности наблюдается во всех характеристиках атмосферного излучения как по годовым, так и по сезонным данным. В зимний период они статистически значимы для всех характеристик атмосферного излучения, а летом только для интенсивности $O_2A(0-1)$. В летний период положительный отклик для излучения молекулярного кислорода ниже зимнего значения приблизительно в 2 раза. Обнаружено, что вариации в характеристиках атмосферного излучения находятся близко к противофазе с 27-суточной солнечной осцилляцией. При этом температура излучающего гидроксидов в зимний период испытывает колебания со сдвигом на треть периода относительно максимума солнечной вариации.

DOI: 10.31857/S0016794022060116, EDN: ACRJLQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Мезопауза – область атмосферы 80–100 км, часто также называемой верхней мезосферой и нижней термосферой, является местом активного преобразования энергии поглощенного солнечного УФ-излучения и энергии, поступающей посредством широкого спектра волн из нижних слоев атмосферы. В результате в ней возникают различного масштаба пространственно-временные изменения в структуре и термодинамике газового состава. Воздействие солнечного излучения на атмосферу происходит циклично, в основном с периодами около 27 сут и 11 лет. Последняя из этих двух осцилляций является наиболее мощной, и вследствие этого ее влияние на средние и верхние слои атмосферы наиболее изучено. Менее исследованной является 27-суточная осцилляция, ассоциируемая с каррингтоновским циклом вращения Солнца. Она возникает вследствие того, что активные области на поверхности Солнца, обуславливающие повышенное УФ-излуче-

ние, могут сохраняться в течение нескольких оборотов. Спорадичность возникновения и исчезновения активных областей по времени вызывает нарушение периодичности и изменение ее фазы, что может затруднять исследование влияния короткопериодических вариаций на атмосферу Земли.

Одна из первых работ, в которой было обращено внимание на существование 27-суточной осцилляции в верхней атмосфере, является публикация Шефова [1967], посвященная анализу измерений гидроксильного излучения области мезопаузы. На ее основании были получены эмпирические закономерности поведения излучения гидроксидов и его вращательной температуры в зависимости от межсуточного изменения солнечной активности [Шефов и др., 2006]. В дальнейшем в области мезосферы и нижней термосферы 27-суточная солнечная осцилляция была идентифицирована в температуре [Шпынев и др., 2014; Hood et al., 1991; Hall et al., 2006; Dyrlund and Sigernes, 2007; von Savigny et al., 2012; Thomas et al.,

2015], ветре [Luo et al., 2001; Guharay et al., 2017], характеристиках мезосферных серебристых облаков [Robert et al., 2010; Thurairajah et al., 2017; Köhnke et al., 2018; Dalin et al., 2018], амплитуде полусуточного прилива [Pancheva et al., 2003], содержании гидроксила [Shapiro et al., 2012; Fytterer et al., 2015], перегидроксила [Wang et al., 2015], водяного пара [Shapiro et al., 2012; Thomas et al., 2015; Lainer et al., 2016], атомарного кислорода [Lednyts'kyu et al., 2017], озона [Hood et al., 1991; Fytterer et al., 2015] и высоте отражения радиоволн [von Savigny et al., 2019]. Ее влияние на малые газовые составляющие и температуру средней и верхней атмосферы было исследовано на климатической модели HAMMONIA [Gruzdev et al., 2009]. Таким образом, исследованиям, связанным с воздействием короткопериодических солнечных вариаций на мезосферу и нижнюю термосферу, уделяется большое внимание. В настоящей работе с подобной целью анализируются наблюдения характеристик собственного излучения области мезопаузы, выполненные на Звенигородской научной станции (56° N, 37° E) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (Москва) в 2000–2021 гг. В статье [Gruzdev et al., 2009] обращено внимание на сезонные различия солнечного отклика средней атмосферы. Это связано с тем, что термодинамический режим средней и верхней атмосферы в зимний и летний периоды различен и вследствие этого может более или менее восприимчив к влиянию солнечной активности. Настоящая работа в значительной степени направлена на выявление сезонности солнечного отклика в характеристиках излучения мезопаузы.

2. ДАННЫЕ

В качестве характеристик собственного излучения области мезопаузы и индикатора солнечной активности были использованы следующие данные.

1. Интенсивности (I) полос излучения (0-1) 865 нм Атмосферной системы молекулярного кислорода (в дальнейшем $O_2A(0-1)$) и (6-2) 835 нм гидроксила ($OH(6-2)$), измеряемые в рэлях ($1 \text{ Рл} = 10^6 \text{ фотон см}^{-2} \text{ с}^{-1}$).

2. Вращательная температура (T) колебательно-возбужденного гидроксила (OH^*), определяемая по интенсивности первых трех линий P1-ветви полосы $OH(6-2)$ в градусах Кельвина (K). Предполагается, что распределение населенностей по низким вращательным уровням находится в тепловом равновесии с окружающими молекулами атмосферы, и, следовательно, вращательная температура отражает температуру в области излучения гидроксила.

3. Поток солнечного излучения в линии Лайман-альфа 121.6 нм ($Ly-\alpha$) в единицах 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, принятых за 1 sfu (solar flux unit).

Исследуемые эмиссии излучения мезопаузы возникают в результате химических реакций процесса рекомбинации атомарного кислорода. В ночное время излучение $O_2A(0-1)$ локализуется в слое 85–105 км с пиком ~94 км [Шефов и др., 2006]. Полоса $OH(6-2)$ возникает в области 75–100 км с максимумом ~87 км [Шефов и др., 2006].

Наблюдения полос излучения $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ ведутся на Звенигородской научной станции в ночное время с помощью светосильного спектрографа СП-50, оснащенного регистрирующей камерой с высокочувствительной ПЗС-матрицей. Поле зрения (около 9°) спектрального прибора центрировано на северо-запад (азимут 23°, отсчитывается от севера на запад) при зенитном угле 53°. Время экспозиции спектра составляло 10 мин. Условия наблюдений и характеристики прибора позволяли определять интенсивности полос излучения с ошибкой измерения 5–6 рэлей, а вращательную температуру с точностью до 2 К. Полученные интенсивности эмиссий приводились к зенитным условиям. Более детальное описание аппаратуры, методики наблюдений, обработки спектров и определения характеристик эмиссий молекулярного кислорода и гидроксила дано в работах [Семенов и др., 2002; Шефов и др., 2006; Pertsev and Perminov, 2008].

Данные по потоку солнечного излучения в линии $Ly-\alpha$ взяты согласно LASP Interactive Solar Irradiance Data Center (<https://lasp.colorado.edu/lisird>). Они представляют собой ряд данных, полученный как по прямым измерениям с помощью спутниковых приборов, так и с учетом моделей, связывающих индексы солнечного излучения в различных спектральных диапазонах.

3. АНАЛИЗ

На рисунке 1 представлены анализируемые данные для периода 2000–2021 гг. Каждое значение характеристик излучения области мезопаузы является средним с 21 до 22 ч по всемирному времени (UT), т.е. около местной полуночи. Такой суточный интервал времени позволял измерять характеристики излучения как зимой, так и летом, обеспечивая круглый год достаточный угол погружения Солнца на широте наблюдения (56° N). Значения солнечного потока излучения в линии $Ly-\alpha$ относятся к 12:00 UT каждого дня. В отличие от ряда $Ly-\alpha$, имеющего ежесуточные значения, ряды интенсивностей полос $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ и температуры OH^* не являются непрерывными. Их значения были взяты либо только для ясных ночей, как в случае каждой интенсивности

(1911 значений), либо для ясных и полуоблачных ночей, как в случае температуры (2456 значений).

Данные, показанные на рис. 1, имеют значительные межсуточные, сезонные, межгодовые вариации и трендовые составляющие. В этом случае, чтобы провести анализ влияния короткопериодических изменений солнечной активности на характеристики атмосферного излучения, необходимо предварительно удалить долговременные изменения из всех рядов. Для этого из ряда $Ly-\alpha$ (рис. 1а) было удалено бегущее 27-суточное среднее, что позволило оставить в остаточных данных только каррингтоновский цикл и его гармоника (см. $\Delta Ly-\alpha$ на рис. 2а). Однако такой подход к выделению долговременных изменений и их удалению из рядов данных с большими разрывами, характерными для анализируемых характеристик атмосферного излучения, был нецелесообразен из-за возможных существенных ошибок в оценке колебаний в остаточных данных. Поэтому был использован подход с удалением статистически значимых гармоник годового хода, широко применяемого для анализа планетарных волн и их активности [Bittner et al., 2000; Perminov et al., 2014; Reisin et al., 2014]. Он заключался в следующем. Для всех интервалов времени с 1 января по 31 декабря и с 1 июля одного года по 30 июня последующего года методом множественной регрессии были определены значимые годовые гармоники: первые четыре для интенсивностей излучения и первые две для температуры ОН*. Гармоники, определенные по первому интервалу, вычитались из соответствующих рядов на временном отрезке с 1 апреля по 30 сентября, а гармоники, определенные по второму интервалу, — из данных, полученных с 1 октября по 31 марта. Такой подход к анализу данных дал возможность удалить из них помимо основных внутригодовых гармонических вариаций также многолетний тренд и межгодовые вариации. Дополнительно ряды остаточных значений были проанализированы методом Ломба—Скаргла [Lomb, 1976; Scargle, 1982] на статистическую значимость более высоких гармоник годового хода. Метод показал, что значимыми являются пятая гармоника для интенсивностей и с третьей по седьмую гармонику для температуры гидроксидов. В последующем они были также вычтены. На рисунке 2а, 2б, 2в представлены полученные ряды остаточных значений атмосферных характеристик — ΔI и ΔT .

Анализ данных рис. 2 был проведен методом парной линейной регрессии с применением сдвига временных рядов друг относительно друга на задаваемый временной промежуток (лаг, Δt), при котором определяется влияние солнечного потока Лайман-альфа на характеристику атмосферного излучения с некоторым запаздыванием (положительные значения Δt) или опережением (отрицательные значения Δt). Этот метод аналогичен

кросс-корреляции, только здесь искомым параметром является коэффициент регрессии ($S_{Ly-\alpha}$). Анализ был выполнен как отдельно по сезонам, а именно для данных, полученных зимой и летом, так и для данных, полученных в течение всех сезонов года. Для зимнего периода были использованы данные с 1 октября по 31 марта, а для летнего — с 15 мая по 15 августа. На рисунке 3 показаны результаты анализа. Как видно, летом коэффициент регрессии значим с вероятностью более 95% только для $O_2A(0-1)$. Зимой его значения значимы с такой же вероятностью для всех характеристик атмосферного излучения. Без учета сезона он также высокозначимый для обеих полос излучения, но для температуры его статистическая значимость на уровне 90%. Поскольку вариации солнечной активности являются периодическими, то анализ в некоторых случаях показал наряду с положительными значениями коэффициента регрессии также отрицательные со сдвигом во временном лаге, близким к полупериоду солнечного колебания. В таблице 1 показаны коэффициенты регрессии с наибольшей статистической значимостью в области положительных значений. Кроме того, указаны их значения в процентах относительно среднесезонных и среднегодовых величин характеристик атмосферного излучения. Последние представлены в табл. 2. Они оценены с помощью гармонического анализа методом множественной регрессии. Для определения среднего значения соответствующей выборки данных использовались только статистически значимые гармоники: пять для интенсивностей атмосферного излучения и семь для температуры.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты анализа свидетельствуют, что воздействие короткопериодических вариаций солнечной активности вызывает соответствующие колебания интенсивности излучения и температуры области мезопаузы. Наибольший эффект наблюдается в зимний период. Предельную оценку средней амплитуды (A) колебаний характеристик атмосферного излучения можно сделать по формуле

$$A = S_{Ly-\alpha} \sqrt{2\sigma_{\Delta Ly-\alpha}^2}$$

где $\sigma_{\Delta Ly-\alpha}$ — стандартное отклонение значений $\Delta Ly-\alpha$ для его конкретной выборки (по всей совокупности данных на рис. 2а оно составляет около 0.15 sfu). Предполагается, что основной вклад в $\sigma_{\Delta Ly-\alpha}$ вносит 27-суточная осцилляция. Расчет на основании данных табл. 1 показывает, что для излучения $O_2A(0-1)$ амплитуда может составлять ~6.6 Рл (~2.7%) летом и ~13.8 Рл (~5.0%) зимой. Без учета сезонности — ~9 Рл (~3.5%). Для излучения ОН(6-2) — ~29 Рл (~4.0%) зимой и ~15.4 Рл

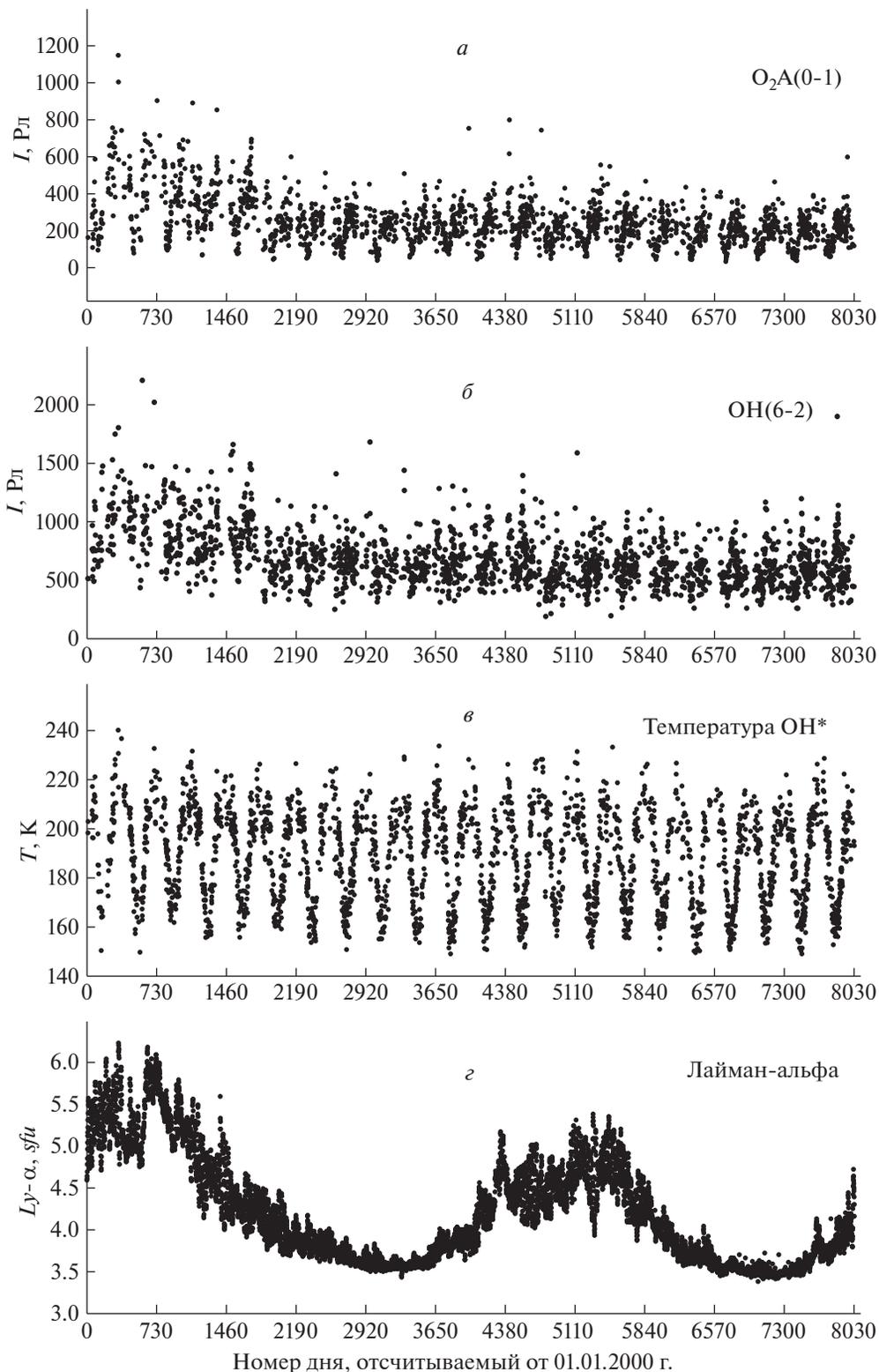


Рис. 1. Временные ряды интенсивности (I) эмиссий $O_2A(0-1)$ (*a*), $OH(6-2)$ (*б*), температуры OH^* (*в*) по наблюдениям на Звенигородской станции в 2000–2021 гг. и потока солнечного $Ly-\alpha$ излучения (*з*). Значения характеристик атмосферного излучения соответствуют средним для 21–22 ч УТ. Значения потока $Ly-\alpha$ указаны для 12 ч УТ.

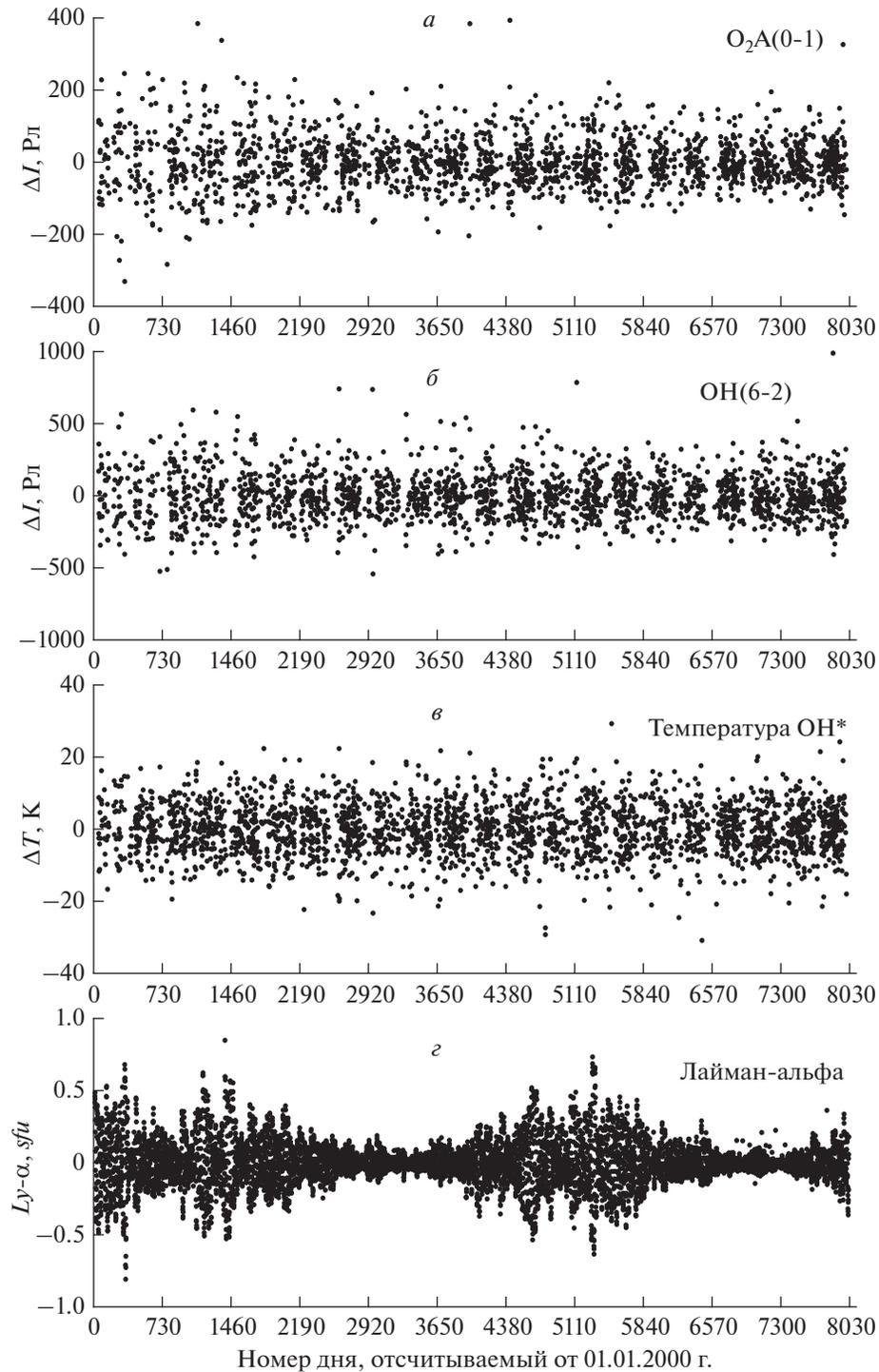


Рис. 2. Временные ряды остаточных значений: *a* – эмиссии $O_2A(0-1)$ (ΔI); *б* – эмиссии $OH(6-2)$ (ΔI); *в* – температуры OH^* (ΔT) и *г* – потока солнечного $Ly-\alpha$ излучения ($\Delta Ly-\alpha$).

(~2.2%) без учета сезона. Для температуры OH^* – ~1.1 К зимой и ~0.3 К без учета сезона. В периоды максимумов солнечной активности 11-летнего цикла, когда 27-суточные колебания $Ly-\alpha$ имеют более высокие амплитуды (см. рис. 2г), вышеприведенные значения стоит увеличить в ~1.5 раза.

Судя по рис. 3 в большинстве случаев колебания характеристик атмосферного излучения и солнечного потока $Ly-\alpha$ находятся вблизи противофазного состояния. Только в зимний период колебания температуры OH^* расходятся с колебаниями солнечной активности на треть периода.

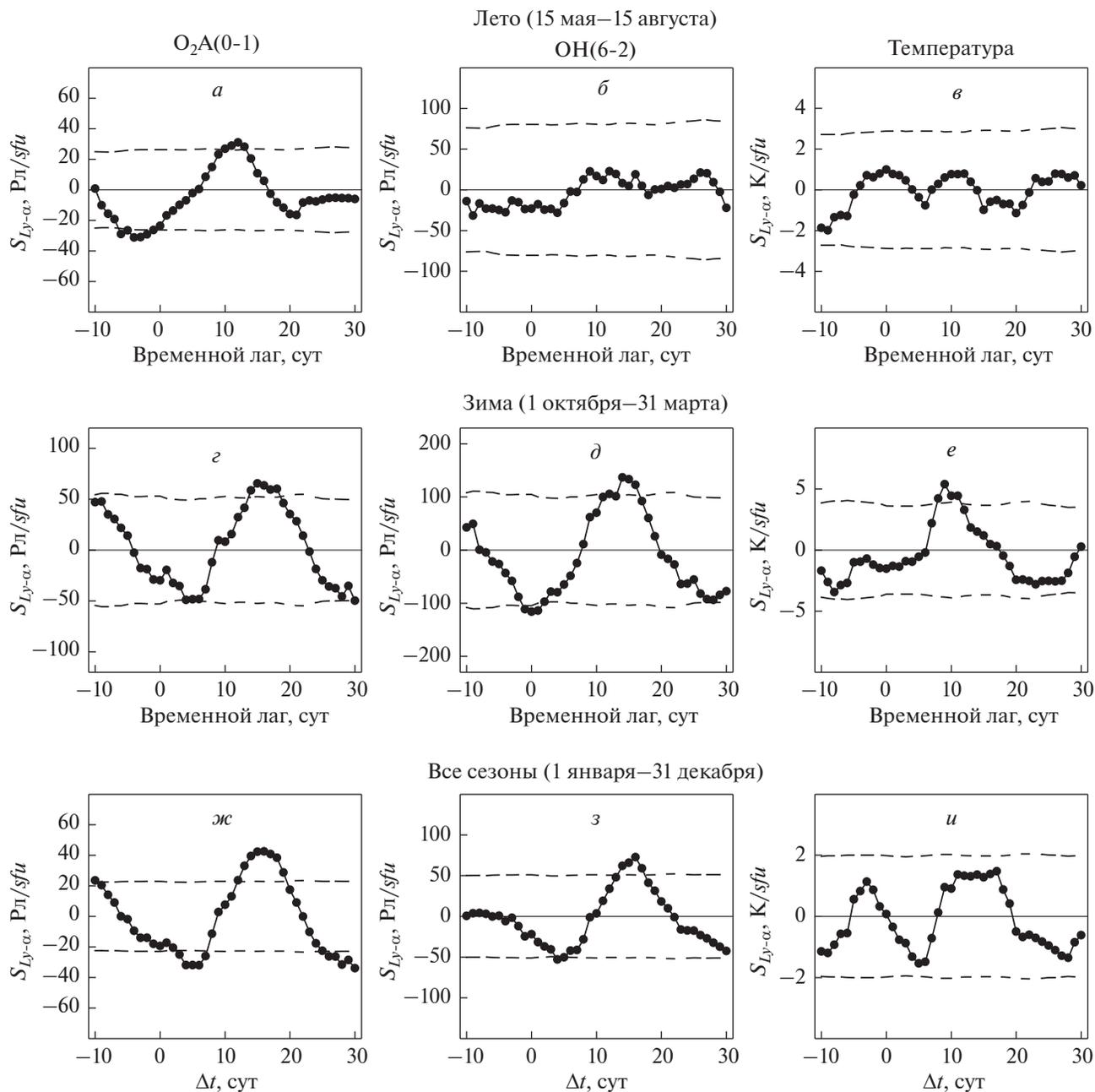


Рис. 3. Коэффициенты регрессии ($S_{Ly-\alpha}$) для лета (*a, б, в*), зимы (*z, д, е*) и без учета сезонности (*ж, з, и*). Штриховая линия – 95%-й уровень значимости.

Определенные в настоящей работе количественные значения амплитуд характеристик атмосферного излучения оказались значительно меньше обнаруженных Шефовым и др. [2006]. Ее авторы установили, что при средней солнечной активности в 11-летнем цикле для средних широт и среднегодовых условий амплитуды вариаций интенсивности излучения гидроксила и его температуры в течение 27-суточного цикла достигают соответственно 10% и 10 К. По их данным временной лаг между максимумами вариаций солнеч-

ной активности и характеристиками излучения ОН составил ~5 сут. Еще более высокая амплитуда 27-суточных вариаций температуры гидроксила (~20 К) была получена по зимним высокоширотным наблюдениям [Ярин, 1970]. Значительное расхождение результатов более ранних работ с результатами настоящего анализа может быть отнесено к недостаточно большой статистической выборке данных, использованных в предыдущих работах [Шефов, 1967; Ярин, 1970; Шефов и др., 2006]. Кроме того, высокая амплитуда вари-

Таблица 1. Результаты регрессионного анализа

Характеристика атмосферного излучения	Коэффициент регрессии		Временной лаг Δt , сут
	$S_{Ly-\alpha}$, Рл/ <i>sfu</i> или К/ <i>sfu</i>	$S_{Ly-\alpha}$, %/ <i>sfu</i>	
Лето			
Интенсивность $O_2A(0-1)$	30.9 ± 26.1	12.6 ± 10.6	12
Зима			
Интенсивность $O_2A(0-1)$	65.4 ± 52.5	23.7 ± 19.0	15
Интенсивность $OH(6-2)$	136.6 ± 102.9	19.0 ± 14.3	14
Температура OH^*	5.4 ± 3.9	2.6 ± 1.9	9
Все сезоны			
Интенсивность $O_2A(0-1)$	42.4 ± 22.7	16.6 ± 8.9	16
Интенсивность $OH(6-2)$	72.5 ± 50.6	10.4 ± 7.3	16
Температура OH^*	1.5 ± 2.0	0.8 ± 1.0	17

Примечание. Значения в процентах даны относительно среднесезонных и среднегодовых значений характеристик атмосферного излучения. В качестве ошибки указан 95%-й доверительный интервал.

Таблица 2. Средние значения характеристик атмосферного излучения по наблюдениям в 2000–2021 гг.

Характеристика атмосферного излучения	Среднее значение для лета	Среднее значение для зимы	Среднегодовое значение
Интенсивность $O_2A(0-1)$, Рл	245.4 ± 3.4	275.9 ± 3.1	255.4 ± 2.9
Интенсивность $OH(6-2)$, Рл	711.5 ± 9.4	720.0 ± 6.1	695.2 ± 5.9
Температура OH^* , К	166.3 ± 1.0	206.4 ± 0.5	191.7 ± 0.2

Примечание. В качестве ошибки показано стандартное отклонение среднего.

аций, обнаруженная в работе [Ярин, 1970], скорее всего обусловлена широтной неоднородностью отклика температуры OH^* на изменения солнечной активности. В работе [Gao et al., 2016] показано, что такая зависимость наблюдается при влиянии 11-летнего солнечного цикла на эмиссии излучения мезосферы и нижней термосферы. Lednys'kyu et al. [2017] также отмечают, что наибольший температурный отклик на 27-суточные осцилляции солнечной активности наблюдается в области полярной мезопаузы.

Коэффициенты регрессий $S_{Ly-\alpha}$, полученные в настоящем исследовании и при анализе отклика характеристик атмосферного излучения на 11-летние изменения солнечной активности [Перминов и др., 2014; Перминов и др., 2021; Perminov et al., 2014; Dalin et al., 2020], являются сравнимыми по величине. Только в случае излучения $O_2A(0-1)$ можно отметить, что сезонные отклики на межгодовые изменения солнечной активности превышают настоящие приблизительно в 1.5 раза. Однако они не выходят за пределы стандартного отклонения среднего. Кроме того, можно отметить, что для всех характеристик атмосферного излучения их межгодовые вариации синфазны с 11-летними вариациями солнечной активности.

В случае 27-суточных осцилляций наблюдается в основном противофазность за исключением зимних колебаний температуры, когда фазовый сдвиг составляет около трети периода. Следует заметить, что von Savigny et al. [2012], используя спутниковые наблюдения Envisat/SCIAMACHY температуры OH^* в экваториальной области, определили нулевой фазовый сдвиг и величину отклика, сопоставимую с величиной отклика на 11-летний солнечный цикл. Это дало авторам основания полагать, что физический механизм влияния солнечной активности для 27-суточного и 11-летнего цикла один и тот же. Он заключается в том, что рост солнечного ультрафиолетового излучения ведет к изменению концентраций химического состава верхних слоев атмосферы и увеличению интенсивности экзотермических реакций. Согласно модельным исследованиям [Schmidt et al., 2006] этот механизм является основным. Кроме того, при изменении концентраций химического состава происходит рост атомарного кислорода (за счет увеличения диссоциации O_2), что приводит к росту интенсивности излучения молекулярного кислорода и гидроксила. Вследствие этого наблюдается синхронность

11-летних циклов солнечной активности и интенсивности атмосферного излучения.

Подобно исследованиям von Savigny et al. [2012] нулевой сдвиг фаз максимумов получен по высокоширотным спутниковым наблюдениям AIM/SOFIE температуры в области верхней мезосферы и нижней термосферы [Thomas et al., 2015]. Также близкий к нулевому сдвигу фаз (лаг 3–7 сут) дает модель HAMMONIA для температуры и атомарного кислорода в области мезопаузы [Gruzdev et al., 2009]. Противофазные осцилляции в содержании атомарного кислорода в нижней термосфере обнаружены в работе Lednyts'kyu et al. [2017] по спутниковым наблюдениям Envisat/SCIAMACHY в экваториальной области. Они же отметили, что атомарный кислород в данной области атмосферы синхронно меняется с 11-летним солнечным циклом, и обратили внимание на необходимость рассматривать различные механизмы влияния солнечной активности при ее короткопериодных и длиннопериодных вариациях. Было предположено, что 27-суточная осцилляция в концентрации атомарного кислорода может вызываться изменениями в динамике. В этом случае необходимо рассматривать изменения соответствующего временного масштаба скорости вертикального и меридионального ветра, ответственного за пространственное перераспределение атомарного кислорода. Эти изменения, например, могут быть следствием модуляции амплитуд гармоник суточного прилива 27-суточной солнечной осцилляцией в нижних слоях атмосферы [Pancheva et al., 2003], либо следствием проникновения 27-суточных планетарных волн (типа Россби) из тропосферы, где они возникают из-за модуляции конвективной активности 27-суточной солнечной осцилляцией [Huang et al., 2015].

Обнаруженные сезонные различия влияния солнечной активности возможно связаны с тем, что летом возникает конкуренция между его динамическими и фотохимическими механизмами. Понижению влияния динамического фактора могут способствовать неблагоприятные условия для вертикального перераспределения атомарного кислорода. Так, в это время года фоновый вертикальный ветер направлен вверх [Brasseur and Solomon, 2005], тем самым препятствуя поступлению атомарного кислорода из термосферы в область мезопаузы. Модельные исследования [Gruzdev et al., 2009] также показали, что вне тропической области должна возникать сезонность в поведении отклика на 27-суточные солнечные осцилляции: зимой больше, чем летом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовано влияние 27-суточной солнечной осцилляции на темпера-

туру и интенсивность излучения области мезопаузы по одночасовым полуночным наблюдениям на Звенигородской научной станции полос $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ в период 2000–2021 гг. Установлено, что отклик на изменение солнечной активности наблюдается во всех характеристиках атмосферного излучения. Статистически значимые значения отклика получены как для годовых данных, так и для сезонных значений: в зимний период для всех характеристик атмосферного излучения и летом для интенсивности $O_2A(0-1)$. Количественные результаты следующие.

1. Для годовых данных положительные отклики (коэффициенты регрессии) составляют около 17%/sfu для излучения молекулярного кислорода, 10%/sfu для излучения гидроксила и 1.5 K/sfu для температуры OH^* при временном лаге 16–17 сут.

2. Для зимнего периода значения откликов выше и составляют около 24%/sfu и 19%/sfu соответственно для излучения молекулярного кислорода и гидроксила при лагах 14–15 сут. Для температуры отклик достигает 5.4 K/sfu при лаге 9 сут.

3. В летний период положительный отклик для излучения молекулярного кислорода ниже зимнего в ~2 раза и составляет около 13%/sfu при лаге 12 сут.

Полученные значения временного лага для солнечного отклика или иначе фазового сдвига между максимумами осцилляций солнечного потока Лайман-альфа и характеристиками атмосферного излучения свидетельствуют в пользу динамического механизма солнечного влияния в области мезопаузы.

Предполагается, что сезонные различия влияния солнечной активности обусловлены тем, что зимой доминирует динамический механизм, а летом вследствие конкуренции между фотохимическим и динамическим механизмами, действующими в противофазе, солнечный отклик ослабевает или становится незначимым.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по проекту № 129-2022-0018.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Перминов В.И., Семенов А.И., Медведева И.В., Перцев Н.Н. Изменчивость температуры в области мезопаузы по наблюдениям гидроксильного излучения на средних широтах // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 54. № 2. С. 246–256. 2014.

- *Перминов В.И., Перцев Н.Н., Далин П.А., Железнов Ю.А., Суходоев В.А., Орехов М.Д.* Сезонные и многолетние изменения интенсивности атмосферного излучения $O_2(b^1\Sigma)$ и $OH(X^2\Pi)$ области мезопаузы // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 61. № 4. С. 532–543. 2021.
- *Семенов А.И., Баканас В.В., Перминов В.И., Железнов Ю.А., Хомич В.Ю.* Спектр излучения ночной верхней атмосферы Земли в ближней инфракрасной области // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 42. № 3. С. 407–414. 2002.
- *Шефов Н.Н.* Некоторые свойства гидроксильного излучения // Полярные сияния и свечение ночного неба. № 13. С. 37–43. 1967.
- *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 740 с. 2006.
- *Шпынев Б.Г., Ойнац А.В., Лебедев В.П., Черниговская М.А., Орлов И.И., Белинская А.Ю., Грехов О.М.* Проявление гравитационных приливов и планетарных волн в долговременных вариациях геофизических параметров // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 54. № 4. С. 540–552. 2014.
- *Ярин В.И.* Связь гидроксильного излучения с метеорологическими условиями над Якутском // Полярные сияния и свечение ночного неба. № 18. С. 18–20. 1970.
- *Bittner M., Offermann D., Graef H.H.* Mesopause temperature variability above a midlatitude station in Europe // J. Geophys. Res. V. 105. № D2. P. 2045–2058. 2000.
- *Brasseur G., Solomon S.* Aeronomy of the middle atmosphere. Dordrecht: Springer, 646 p. 2005.
- *Dalin P., Pertsev N., Perminov V. et al.* Response of noctilucent cloud brightness to daily solar variations // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 169. P. 83–90. 2018.
- *Dalin P., Perminov V., Pertsev N., Romejko V.* Updated long-term trends in mesopause temperature, airglow emissions, and noctilucent clouds // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 125. e2019JD0308142020. <https://doi.org/10.1029/2019JD030814>
- *Dyrland M.E., Sigernes F.* An update on the hydroxyl airglow temperature record from the Auroral Station in Adventdalen, Svalbard (1980–2005) // Can. J. Phys. V. 85. P. 143–151. 2007.
- *Gao H., Xu J., Chen G.-M.* The responses of the nightglow emissions observed by the TIMED/SABER satellite to solar radiation // J. Geophys. Res. – Space. V. 121. P. 1627–1642. 2016.
- *Gruzdev A.N., Schmidt H., Brasseur G.P.* The effect of the solar rotational irradiance variation on the middle and upper atmosphere calculated by a three-dimensional chemistry-climate model // Atmos. Chem. Phys. V. 9. P. 595–619. 2009.
- *Guharay A., Batista P.P., Buriti R.A., Schuch N.J.* Signature of the 27-day oscillation in the MLT and its relation with solar irradiance and convection // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 161. P. 1–7. 2017.
- *Fytterer T., Santee M.L., Sinnhuber M., Wang S.* The 27 day solar rotational effect on mesospheric nighttime OH and O_3 observations induced by geomagnetic activity // J. Geophys. Res. V. 120. P. 7926–7936. 2015.
- *Hall C.M., Aso T., Tsutsumi M., Hoffner J., Sigernes F., Holdsworth D.H.* Neutral air temperature at 90 km and 70° N and 78° N // J. Geophys. Res. V. 111. D14105. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JD006794>
- *Hood L.L., Huang Z., Bougher S.W.* Mesospheric effects of solar ultraviolet variations: Further analysis of SME IR ozone and Nimbus 7 SAMS temperature data // J. Geophys. Res. V. 96. № D7. P. 12989–13002. 1991.
- *Huang K.M., Liu A.Z., Zhang S.D., Yi F., Huang C.M., Gan Q., Gong Y., Zhang Y.H., Wang R.* Observational evidence of quasi-27-day oscillation propagating from the lower atmosphere to the mesosphere over 20° N // Ann. Geophysicae. V. 33. P. 1321–1330. 2015.
- *Köhnke M.C., von Savigny C., Robert C.E.* Observation of a 27-day solar signature in noctilucent cloud altitude // Adv. Space Res. V. 61. № 10. P. 2531–2539. 2018.
- *Lainer M., Hocke K., Kämpfer N.* Variability of mesospheric water vapor above Bern in relation to the 27-day solar rotation cycle // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 143–144. P. 71–87. 2016.
- *Lednys'kyy O., von Savigny C., Weber M.* Sensitivity of equatorial atomic oxygen in the MLT region to the 11-year and 27-day solar cycles // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 162. P. 136–150. 2017.
- *Lomb N.R.* Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // Astrophys. Space Sci. V. 39. № 2. P. 447–462. 1976.
- *Luo Y., Manson A.H., Meek C.E., Igarashi K., Jacobi Ch.* Extra long period (20–40 day) oscillations in the mesospheric and lower thermospheric winds: observations in Canada, Europe and Japan, and considerations of possible solar influences // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 63. № 9. P. 835–852. 2001.
- *Pancheva D., Mitchell N., Middleton H., Muller H.* Variability of the semidiurnal tide due to fluctuations in solar activity and total ozone // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 65. P. 1–19. 2003.
- *Perminov V.I., Semenov A.I., Medvedeva I.V., Zheleznov Yu.A.* Variability of mesopause temperature from the hydroxyl airglow observations over mid-latitude sites, Zvenigorod and Tory, Russia // Adv. Space Res. V. 54. № 12. P. 2511–2517. 2014.
- *Pertsev N., Perminov V.* Response of the mesopause airglow to solar activity inferred from measurements at Zvenigorod, Russia // Ann. Geophysicae. V. 26. № 5. P. 1049–1056. 2008.
- *Reisin E.R., Scheer J., Dyrland M.E. et al.* Traveling planetary wave activity from mesopause region airglow temperatures determined by the Network for the Detection of Mesospheric Change (NDMC) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 119. P. 71–82. 2014.
- *Robert C.E., von Savigny C., Rahpoe N., Bovensmann H., Burrows J.P., DeLand M.T., Schwartz M.J.* First evidence of a 27 day solar signature in noctilucent cloud occurrence frequency // J. Geophys. Res. V. 115. D00112. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009JD012359>
- *Scargle J.D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // Astrophys. J. V. 263. P. 835–853. 1982.
- *Schmidt H., Brasseur G., Charron M., Manzini E., Giorgetta M.E., Fomichev V., Kinnison D., Marsh D., Walters S.* The HAMMONIA chemistry climate model: sensitivity of the mesopause region to the 11-year solar cycle and CO2 doubling // J. Climate. V. 19. P. 3903–3931. 2006.

- Shapiro A.V., Rozanov E., Shapiro A.I., Wang S., Egorova T., Schmutz W., Peter Th. Signature of the 27-day solar rotation cycle in mesospheric OH and H₂O observed by the Aura Microwave Limb Sounder // Atmos. Chem. Phys. V. 12. P. 3181–3188. 2012.
- Thurairajah B., Thomas G.E., von Savigny C., Snow M., Hervig M.E., Bailey S.M., Randall C.E. Solar-induced 27-day variations of polar mesospheric clouds from the AIM SOFIE and CIPS experiments // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 162. P. 122–135. 2017.
- Thomas G.E., Thurairajah B., Hervig M.E., von Savigny C., Snow M. Solar induced 27-day variations of mesospheric temperature and water vapor from the AIM SOFIE experiment: drivers of polar mesospheric cloud variability // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 134. P. 56–68. 2015.
- von Savigny C., Eichmann K.-U., Robert C.E., Burrows J.P., Weber M. Sensitivity of equatorial mesopause temperatures to the 27-day solar cycle // Geophys. Res. Lett. V. 39. L21804. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2012GL053563>
- von Savigny C., Peters D.H.V., Entzian G. Solar 27-day signatures in standard phase height measurements above central Europe // Atmos. Chem. Phys. V. 19. P. 2079–2093. 2019.
- Wang S., Zhang Q., Millan L., Li K.-F., Yung Y.L., Sander S.P., Livesey N.J., Santee M.L. First evidence of middle atmospheric HO₂ response to 27 day solar cycles from satellite observations // Geophys. Res. Lett. V. 42. P. 10004–10009. 2015.

УДК 523.745+551.5

ВОЗМОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ПЛАНЕТАРНОЕ АЛЬБЕДО ЗЕМЛИ

© 2023 г. М. Б. Богданов¹, *, М. Ю. Червяков¹, **, А. А. Кошель¹, ***

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

*e-mail: BogdanovMB@info.sgu.ru

**e-mail: chervyakovmu@mail.ru

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

Поступила в редакцию 20.06.2022 г.

После доработки 02.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

По результатам измерений потока коротковолновой отраженной солнечной радиации, проведенных с борта ИСЗ “Метеор – М” № 2 в 2014–2019 гг., получены среднемесячные значения планетарного альbedo на верхней границе атмосферы Земли и значения средних альbedo полушарий. Глобально осредненное альbedo демонстрирует увеличение со временем, подтверждаемое наличием статистически значимого линейного тренда. Показано, что этот тренд не связан с изменением средней приповерхностной температуры планеты. Возможно, что повышение альbedo объясняется увеличением облачности, вызванным ростом потока галактических космических лучей на спаде цикла солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794022600570, EDN: ADEYAK

1. ВВЕДЕНИЕ

Наряду с изменением солнечной постоянной, вероятным путем воздействия солнечной активности на тропосферные процессы и климат является модуляция потока галактических космических лучей (ГКЛ), способных проникать глубоко в атмосферу, вплоть до поверхности Земли [Pudovkin and Veretenenko, 1996; Крымский, 2002; Распопов и Веретененко, 2009; Gray et al., 2010; Mironova et al., 2015]. Вопрос о конкретных механизмах воздействия ГКЛ на атмосферу все еще остается открытым. После сообщения о наличии высокой положительной корреляции плотности нижней облачности с потоком ГКЛ [Marsh and Svensmark, 2000] привлек к себе внимание конденсационный механизм, обусловленный появлением заряженных частиц аэрозоля, играющих роль ядер конденсации при формировании облаков. Хотя дальнейшие наблюдения показали нарушения этой корреляции [Gray et al., 2010; Laken and Čalogović, 2013], данный механизм исследовался также в CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) в ходе специального эксперимента CLOUD (Cosmics Leaving OUtdoor Droplets) с использованием протонов высокой энергии [Almeida et al., 2013]. Рассматривались и другие возможные механизмы влияния ГКЛ на атмосферные процессы [Кондратьев и Никольский, 1995; Авакян и Воронин,

2006; Жеребцов и Коваленко, 2012; Крымский и др., 2015; Mironova et al., 2015].

Возможность воздействия ГКЛ на состояние облачности должна проявить себя в изменениях альbedo. Поскольку, как и другие факторы солнечной активности, вариация потока ГКЛ имеет глобальный характер ее влияние легче обнаружить при анализе среднего планетарного альbedo Земли, получаемого по данным спутниковых наблюдений. Недавно заверченный ряд измерений потока отраженной солнечной радиации с борта ИСЗ “Метеор – М” № 2 в 2014–2019 гг. позволил нам получить среднемесячные значения глобально осредненного альbedo на верхней границе атмосферы (ВГА) и среднего альbedo полушарий.

Целью данной работы является исследование изменений альbedo Земли и их возможной связи с глобальной температурой и вариацией потока ГКЛ.

2. КОСМИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ АЛЬБЕДО

В состав гелиогеофизического аппаратного комплекса ИСЗ “Метеор-М” № 2 входил измеритель потока коротковолновой отраженной солнечной радиации ИКОР-М, разработанный в Саратовском университете под руководством проф. Ю.А. Склярова (1931–2014). Прибор был постоянно направлен в наDIR, каждую секунду

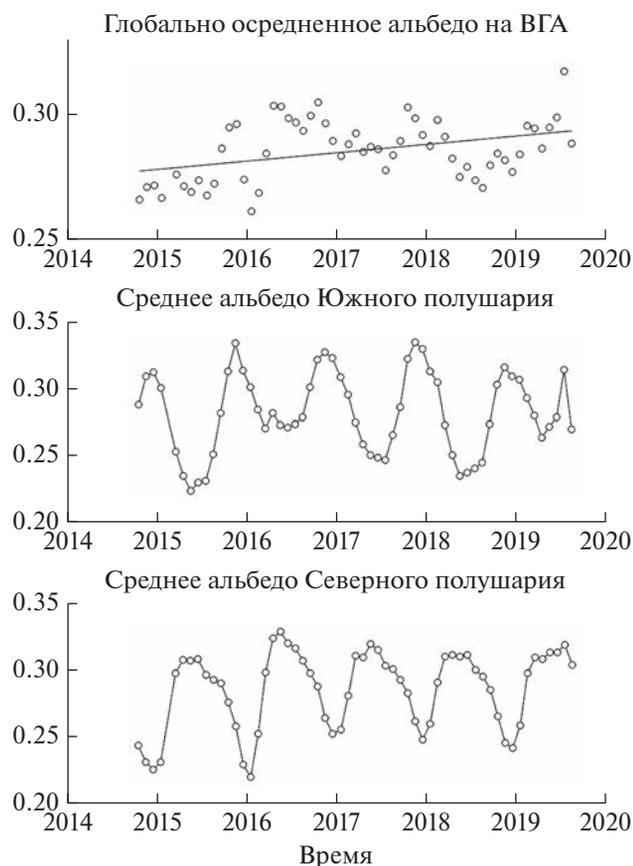


Рис. 1. Среднемесячные значения альbedo на верхней границе атмосферы (кружки). Сплошной прямой линией показан линейный тренд глобально осредненного альbedo.

регистрировал поток излучения в диапазоне длин волн 0.3–4.0 мкм и имел угловой радиус поля зрения 30°. По данным этих измерений могут быть оценены значения альbedo на ВГА и величины потоков поглощенной солнечной радиации. Подробное описание измерителя приведено в работе [Скляр и др., 2012a], а методика обработки результатов наблюдений изложена в статье [Скляр и др., 2012б].

Регистрация потока отраженной солнечной радиации проводилась с октября 2014 г. до конца августа 2019 г., с единственным пропуском в феврале 2015 г. Для представления полученных результатов вся поверхность ВГА разделялась на 72 зоны шириной 2.5°, а каждая зона – на ячейки.левой границей первой ячейки каждой зоны является меридиан с долготой 180°. Число ячеек в зонах, примыкающих к экватору равно 144 и их размеры составляют 2.5° × 2.5°. При удалении к полюсам числа ячеек в зонах выбирались целыми так, чтобы их площади оставались приблизительно одинаковыми. Карты глобальных распределений на ВГА среднемесячных значений альbedo,

потоков уходящей коротковолновой и поглощенной солнечной радиации оперативно выкладывались на странице Лаборатории исследования составляющих радиационного баланса Земли Саратовского университета в сети Интернет (<https://www.sgu.ru/structure/geographic/metclim/balans>).

Особое внимание было уделено контролю стабильности измерителя ИКОР-М, результаты которого приведены в работе [Богданов и др., 2022]. Для этого были выбраны среднемесячные значения альbedo ячеек сетки, расположенных над двумя бесснежными пустынями Южного полушария (Атакама и Намиб) и двумя такими же пустынями Северного полушария (Аравия и Сахара). За все время наблюдений эти значения представлялись линейными трендами, для которых оценивались коэффициенты детерминации R^2 . Применение критерия Фишера показало, что во всех четырех случаях гипотеза об отсутствии тренда ($R^2 = 0$) не может быть отвергнута на любом из обычно используемых уровней значимости. Таким образом, чувствительность измерителя в период проведения наблюдений была неизменной.

3. НАБЛЮДАЕМЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АЛЬБЕДО

Для расчета глобально осредненных значений альbedo на ВГА $a(t)$ и средних альbedo полушарий Земли было использовано 58 карт распределения его среднемесячных величин. При этом для каждого месяца определялись среднезвешенные значения альbedo с весами, равными площадям ячеек. Полученные результаты показаны кружками на рис. 1.

Прежде всего, заметны большие сезонные изменения средних альbedo полушарий. Они происходят в противофазе, причем максимумы приходятся на летние сезоны соответствующего полушария. Эти изменения в значительной степени компенсируют друг друга так, что глобальное альbedo Земли $a(t)$ меняется существенно меньше.

Наблюдаемые сезонные изменения альbedo полушарий обусловлены, главным образом, изменениями облачности. С началом летнего сезона соответствующего полушария увеличение инсоляции вызывает повышение приповерхностной температуры атмосферы. В соответствии с известной формулой Мангуса это приводит к повышению давления насыщенного водяного пара и увеличению влагосодержания воздуха. Конвективные движения поднимают воздух в область низкой температуры, где, при наличии ядер конденсации, формируется облачность с высоким значением альbedo. В роли ядер конденсации обычно выступают частицы аэрозоля морской соли. Очевидно, что изменение концентрации или появление других видов ядер конденсации способно повлиять на формирование облачности. Опреде-

ленный вклад в сезонные изменения альbedo полушарий вносят также изменения снежного покрова и растительности.

Достаточно важным является вопрос о погрешности полученных значений альbedo. Дисперсия отклонений альbedo ячеек от средневзвешенного значения дает стандартные отклонения среднемесячных величин $a(t)$ в интервале от 0.0009 до 0.0014, что меньше размеров кружка на рис. 1. Однако такая оценка не учитывает погрешности методики расчета альbedo, а также погрешность наземной калибровки прибора и фактически имеет характер нижнего предела.

Оценка реальной погрешности может быть получена при сравнении с результатами независимых космических экспериментов. По данным проекта CERES (Clouds and Earth Radiant Energy System) [Smith et al., 2011] среднее значение планетарного альbedo Земли принимается равным 0.29 [Stephens et al., 2015]. Наша оценка среднего глобального альbedo за время наблюдений в 2014–2019 гг. составляет 0.286 ± 0.003 . Такое хорошее соответствие результатов свидетельствует об отсутствии заметного влияния погрешностей методики расчета и наземной калибровки прибора.

Анализ поведения значений глобального альbedo демонстрирует наличие регулярного увеличения $a(t)$ со временем t . В первом приближении его можно представить линейным трендом, коэффициенты которого были найдены методом наименьших квадратов. Этот тренд показан сплошной прямой линией на верхней панели рис. 1. Коэффициент детерминации для тренда $R^2 = 0.154$. Известно, что случайная величина

$$F(k-1, n-k) = \frac{R^2}{1-R^2} \frac{n-k}{k-1},$$

где k – число параметров модели (в случае линейного тренда $k = 2$), а n – объем выборки, имеет распределение Фишера с числами степеней свободы равными $k-1$ и $n-k$. Гипотеза отсутствия статистически значимого тренда соответствует случаю $R^2 = 0$. Эта гипотеза отвергается на уровне значимости α при выполнении неравенства $F > F_c(\alpha, k-1, n-k)$. В нашем случае значение критерия Фишера $F = 10.3$, а критическое значение критерия для уровня значимости $\alpha = 0.01$ и объема выборки $n = 58$ равно $F_c = 7.10$. Поскольку $F > F_c$, гипотеза отсутствия тренда отвергается с вероятностью 0.99.

Угловой коэффициент линейного тренда альbedo равен 0.0033 ± 0.0010 год⁻¹ и слишком велик для представления его реальных изменений на больших интервалах времени. Наши наблюдения охватывают период около пяти лет и возможно они показывают только часть некоторого циклического процесса, при котором наблюдаемый

рост альbedo должен будет смениться его уменьшением.

Регулярное увеличение со временем среднего значения демонстрируют и альbedo полушарий. Наличие больших сезонных изменений не позволяет применить статистические критерии, предполагающие нормальность распределения. Тем не менее, подобный ход альbedo полушарий хорошо заметен на рис. 1. Это свидетельствует о том, что причина, вызывающая рост альbedo за время наблюдений, имеет глобальный характер.

4. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ РОСТА АЛЬБЕДО

Прежде всего, возникает желание связать наблюдаемое изменение $a(t)$ с глобальным потеплением климата. Как было отмечено выше, при увеличении средней приповерхностной температуры должно возрастать испарение воды и повышаться влагосодержание атмосферы Земли. Этот процесс благоприятствует формированию дополнительной облачности и соответствующему увеличению альbedo.

Для сопоставления с нашими результатами мы использовали ряд среднемесячных значений аномалии глобальной температуры HadCRUT5.0 [Morice et al., 2021]. Эти значения показаны кружками на рис. 2. Видно, что на интервале времени наших наблюдений происходило как увеличение, так и уменьшение аномалии глобальной температуры. Попытка представления данных линейным трендом, показанным на рисунке сплошной линией, дает коэффициент детерминации $R^2 = 0.0026$. Тренд не является статистически значимым, а его угловой коэффициент -0.005 ± 0.012 год⁻¹ формально даже имеет отрицательный знак. Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемое увеличение $a(t)$ не связано с глобальным изменением климата. Необходимо искать другой фактор, влияющий на альbedo обоих полушарий планеты.

Как отмечалось во введении, таким фактором могут являться ГКЛ. Известно, что поток ГКЛ меняется в противофазе с солнечной активностью. Интервал наших наблюдений приходился на спадающую ветвь 24-го цикла, который по данным Solar Influences Data Analysis Center, закончился в декабре 2019 г. Этот спад активности Солнца должен был сопровождаться ростом потока ГКЛ. При условии реальности конденсационного механизма это должно приводить к увеличению облачности, вносящей основной вклад в альbedo.

Изменения потока ГКЛ в различных точках поверхности Земли демонстрируют высокую положительную корреляцию. Поэтому для сопоставления с изменениями $a(t)$ можно выбрать

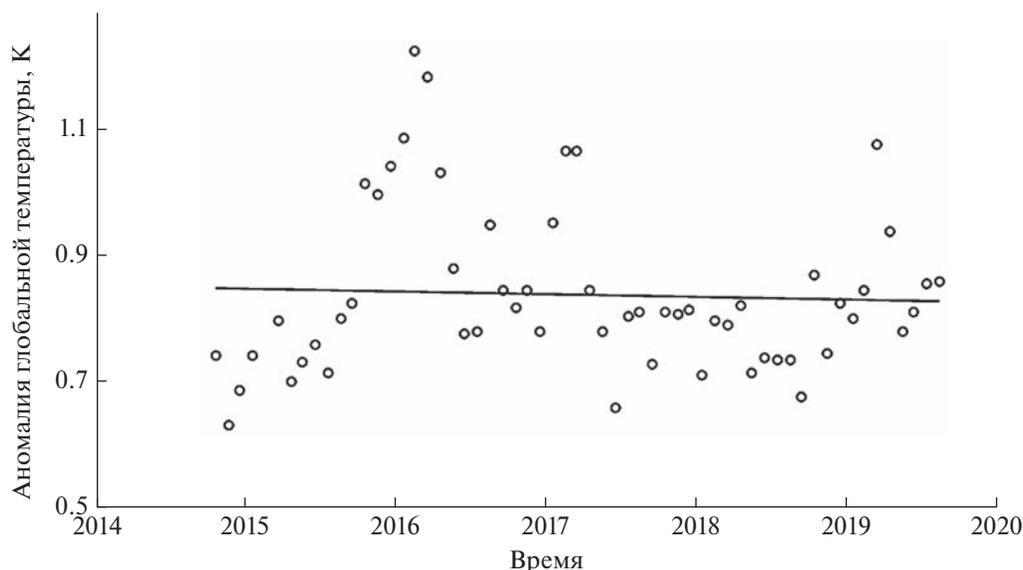


Рис. 2. Среднемесячные значения аномалии глобально осредненной приповерхностной температуры (кружки). Сплошной прямой линией показан линейный тренд.

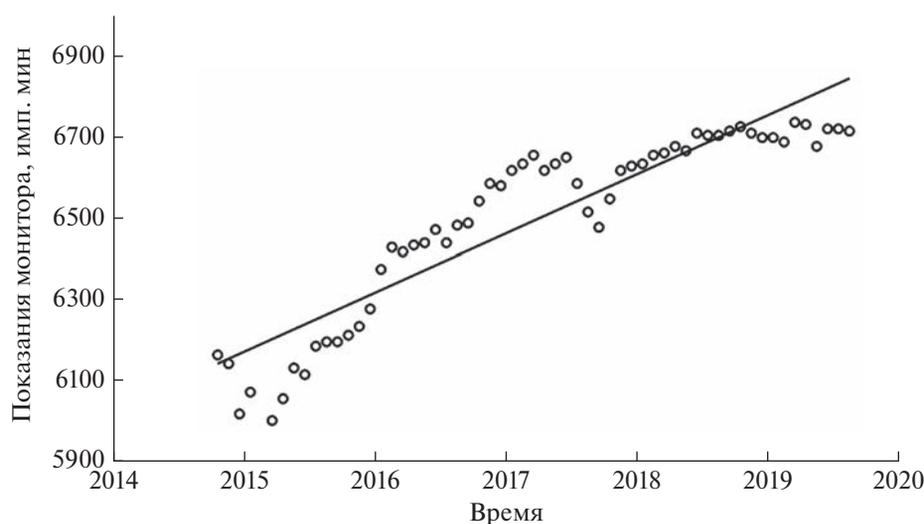


Рис. 3. Среднемесячные значения показаний нейтронного монитора станции Оулу (кружки). Сплошной прямой линией показан линейный тренд.

данные любой станции, входящей в сеть их регистрации. Мы использовали среднемесячные значения показаний нейтронного монитора (в импульсах за минуту) ст. Оулу (Финляндия; 65.05° N ; 25.47° E ; высота над уровнем моря 15 м; эффективная жесткость геомагнитного обрезания 0.8 ГэВ). Эти значения показаны кружками на рис. 3. Сплошной линией на рисунке проведен линейный тренд, коэффициент детерминации для которого $R^2 = 0.843$. Тренд достаточно хорошо описывает возрастание потока ГКЛ и является статистически значимым на уровне $\alpha = 0.01$.

Для оценки связи глобального альbedo $a(t)$ с потоком ГКЛ был рассчитан коэффициент линейной корреляции, оказавшийся равным $R = 0.44$. Случайная величина

$$t(n-2) = \frac{R\sqrt{n-2}}{\sqrt{1-R^2}},$$

где $n = 58$ — объем выборки, имеет распределение Стьюдента с числом степеней свободы $n - 2$. В нашем случае ее значение равно $t = 3.66$. Для уровня значимости $\alpha = 0.01$ критическое значение критерия

рия $t_c = 2.39$. Поскольку $t > t_c$, то гипотеза об отсутствии корреляции отвергается с вероятностью 0.99.

Положительная корреляция сохраняется и для отклонений значений глобального альbedo и потока ГКЛ от соответствующих линейных трендов. При этом коэффициент корреляции оказывается равным $R = 0.22$ со значением критерия Стьюдента $t = 1.69$. Гипотеза $R = 0$ отвергается с вероятностью 0.95.

Представляет интерес исследовать возможность сезонных изменений влияния ГКЛ на альbedo полушарий. Нами были выполнены оценки коэффициентов корреляции средних альbedo полушарий с потоком ГКЛ, давшие для летних сезонов (июнь—август для Северного полушария и декабрь—февраль для Южного полушария) значения $R_{NH} = 0.29$ и $R_{SH} = 0.06$ соответственно. В летние сезоны корреляция статистически значимо не отличается от нуля (вероятность отличия от нуля менее 0.90). В зимние сезоны (декабрь—февраль для Северного полушария и июнь—август для Южного полушария) коэффициенты корреляции статистически значимы на уровнях $\alpha = 0.01$ и $\alpha = 0.10$ соответственно и равны $R_{NH} = 0.69$ для Северного полушария и $R_{SH} = 0.38$ для Южного полушария. Данный результат согласуется с выводами предыдущих исследований о том, что влияние факторов солнечной активности на тропосферные процессы является более заметным в зимние сезоны.

Плотность облачности является главным фактором, влияющим на величину альbedo, но не единственным. Свой вклад вносят также изменения подстилающей поверхности, связанные с состоянием снежного и растительного покрова. Снег, выпадающий и достаточно долго задерживающийся на большой площади поверхности материков Северного полушария, имеет высокое альbedo. В Южном полушарии площадь снежного покрова практически полностью определяется Антарктидой и испытывает малые сезонные изменения. Появление листвы на деревьях и изменения сельскохозяйственных растений в ходе вегетационного периода на больших площадях обрабатываемых земель также сопровождаются заметными флуктуациями альbedo. Все эти факторы увеличивают дисперсию потока отраженной коротковолновой солнечной радиации, но не зависят от влияния ГКЛ. В результате коэффициент корреляции глобально осредненного альbedo с потоком ГКЛ должен уменьшиться. С учетом данного обстоятельства и результатов статистических тестов найденная положительная корреляция может считаться достаточно реальной.

Представляется важным сравнить полученные нами данные об изменении $a(t)$ с независимыми оценками глобального альbedo. К сожалению, возможности такого сравнения достаточно огра-

ничены. Упомянутый выше космический эксперимент CERES имеет целью изучение радиационного баланса Земли путем измерения потоков прямой солнечной радиации, отраженного коротковолнового и уходящего длинноволнового излучения. В статье [Loeb et al., 2018] приведен график аномалии среднемесячных значений глобально осредненного потока отраженной коротковолновой радиации на ВГА с марта 2000 г. по сентябрь 2017 г. Этот поток зависит не только от альbedo, но и от расстояния между Землей и Солнцем, а также от величины солнечной постоянной. С конца 2014 г. наблюдалось уменьшение аномалии потока от нуля до величины -2.0 Вт/м² в январе 2017 г., сменившееся резким подъемом к нулевому значению в июне 2017 г.

Существует также возможность оценки глобального альbedo по наблюдениям пепельного света Луны. Хотя эти данные имеют довольно большую погрешность, они не зависимы от космических экспериментов. В работе [Goode et al., 2021] приводится график аномалии среднегодовых значений альbedo в 1998—2017 гг. На интервале времени, охватываемом нашими наблюдениями, значения аномалии близки к нулю и, в пределах погрешности, не показывают заметных изменений.

В отчете [Blunden and Boyer, 2022] представлены данные о глобально осредненной облачности по измерениям прибора MODIS на ИСЗ “Aqua”. На приведенном графике среднемесячных значений аномалии облачности в период наших наблюдений заметен возрастающий линейный тренд.

По данным европейской исследовательской организации, изучающей изменения климата на базе космических наблюдений Satellite Application Facility on Climate Monitoring [Karlsson et al., 2020], с октября 2014 по июнь 2019 г. произошло увеличение средней глобальной площади облачности приблизительно на 1%. Таким образом, опубликованные данные о состоянии облачности не противоречат нашему предположению об увеличении планетарного альbedo на спаде солнечной активности.

5. ВЫВОДЫ

Данные космических измерений потока отраженной солнечной коротковолновой радиации позволили получить надежные среднемесячные значения глобально осредненного альbedo Земли и среднего альbedo полушарий. Все эти величины, осредненные за время наблюдений в 2014—2019 гг., хорошо совпадают с результатами независимого космического эксперимента CERES. Вместе с тем, глобальное альbedo и альbedo полушарий демонстрируют медленное увеличение со временем. Показано, что в изменении глобального альbedo присутствует статистически значимый

линейный тренд, существование которого нельзя объяснить эффектом старения измерительной аппаратуры. Вероятно, что данный тренд отражает происшедшее в указанный период увеличение облачного покрова Земли.

Увеличение облачности может быть следствием повышения влагосодержания атмосферы, ожидаемого при глобальном потеплении. Однако проведенный анализ показал, что тренд планетарного альbedo не связан с глобальным изменением климата. В среднемесячных значениях аномалии глобально осредненной приповерхностной температуры за интервал времени наблюдений линейный тренд не является статистически значимым, а его угловой коэффициент даже имеет отрицательный знак.

Возможно, что повышение альbedo объясняется увеличением облачности, вызванным ростом потока ГКЛ на спаде 24-го цикла солнечной активности. Это предположение подтверждается наличием статистически значимой положительной корреляции между временными рядами среднемесячных значений соответствующих величин.

Программа космических измерений составляющих радиационного баланса Земли, проводившаяся в Саратовском университете, завершена. Для подтверждения влияния на величину глобального альbedo факторов солнечной активности необходимы дальнейшие исследования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Основная заслуга в создании радиометра ИКОР-М и проведении космических экспериментов принадлежит профессору Ю.А. Склярю (1931–2014). Авторы выражают благодарность В.А. Воробьеву и А.И. Котуме, внесшим большой вклад в разработку аппаратуры и методики анализа данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнялась при финансовой поддержке Министерства образования и науки России в рамках базовой части (код проекта 2179), гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 16-35-00284 “Исследование пространственно-временного распределения альbedo и поглощенной солнечной радиации на Земле по данным радиометров ИКОР-М” и гранта Русского географического общества № 40/2016-Р “Спутниковый мониторинг радиационного баланса Земли и построение карт распределения его компонентов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Авакян С.В., Воронин Н.А. О возможном физическом механизме воздействия солнечной и геомагнитной активности на явления в нижней атмосфере // Исследования Земли из космоса. № 2. С. 28–33. 2006.

– Богданов М.Б., Червяков М.Ю., Кошель А.А. Десятилетний ряд глобального распределения альbedo по данным ИСЗ “Метеор-М” // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 19. № 2. С. 243–251. 2022.

– Жеребцов Г.А., Коваленко В.А. Влияние солнечной активности на погодно-климатические характеристики тропосферы // Солнечно-земная физика. Вып. 21. С. 98–106. 2012.

– Кондратьев К.Я., Никольский Г.А. Солнечная активность и климат. 1. Данные наблюдений. Конденсационная и озоновая гипотезы // Исследования Земли из космоса. № 5. С. 3–17. 1995.

– Крымский Г.Ф. Космические лучи и околоземное пространство // Солнечно-земная физика. Вып. 2(115). С. 42–45. 2002.

– Крымский Г.Ф., Петухов С.И., Павлов Г.С. Моделирование конденсации водяного пара. Четырехточечный потенциал // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 12. С. 1059–1064. 2015.
<https://doi.org/10.15372/AOO20151202>

– Распопов О.М., Веретененко С.В. Солнечная активность и космические лучи: влияние на облачность и процессы в нижней атмосфере (памяти и к 75-летию М.И. Пудовкина) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 2. С. 147–155. 2009.

– Скляр Ю.А., Воробьев В.А., Котума А.И., Червяков М.Ю., Фейгин В.М. Измерения компонентов радиационного баланса Земли с ИСЗ “Метеор-М” № 1. Аппаратура ИКОР-М // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 9. № 2. С. 173–180. 2012а.

– Скляр Ю.А., Воробьев В.А., Котума А.И., Червяков М.Ю., Фейгин В.М. Алгоритм обработки данных наблюдений уходящей коротковолновой радиации с ИСЗ “Метеор – М” № 1 // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 9. № 3. С. 83–90. 2012б.

– Almeida J., Schobesberger S., Kürten A. et al. Molecular understanding of sulphuric acid-amine particle nucleation in the atmosphere // Nature. V. 502. Iss. 7471. P. 359–363. 2013.

– Blunden J., Boyer T., (Eds.) State of the Climate in 2021 // Bull. Amer. Meteor. Soc. V. 103(8). S1–S465. 2022.
<https://doi.org/10.1175/2022BAMSStateoftheClimate.1>

– Goode P.R., Palle E., Shoumko A., Shoumko S., Montanes-Rodriguez P., Koonin S.E. Earth’s albedo 1998–2017 as measured from earthshine // Geophys. Res. Lett. V. 48. e2021GL094888. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021GL094888>

– Gray L.J., Beer J., Geller M. et al. Solar influences on climate // Rev. Geophys. V. 48. RG4001. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009RG000282>

– Karlsson K.-G., Anttila K., Trentmann J. et al. CLARA-A2.1: CM SAF cLoud, Albedo and surface RAdiation dataset from AVHRR data – Edition 2.1. 2020.
https://doi.org/10.5676/EUM_SAF_CM/CLARA_AVHRR/V002_01

– Laken B.A., Čalogović J. Composite analysis with Monte Carlo methods: an example with cosmic rays and clouds // Journal of Space Weather and Space Climate. V. 3. A29. 2013.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2013051>

- *Loeb N.G., Thorsen T.J., Norris J.R., Wang H., Su W.* Changes in Earth's energy budget during and after the "pause" in global warming: an observational perspective. 2018.
<https://doi.org/10.3390/cli6030062>
- *Marsh N., Svensmark H.* Cosmic rays, clouds, and climate // *Space Sci. Rev.* V. 94. P. 215–230. 2000.
- *Mironova I.A., Aplin K.L., Arnold F., Bazilevskaya G.A., Harrison R.G., Krivolutsky A.A., Nicoll K.A., Rozanov E.V., Turunen E., Usoskin I.G.* Energetic particle influence on the Earth's atmosphere // *Space Sci. Rev.* V. 194. P. 1–96. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0185-4>
- *Morice C.P., Kennedy J.J., Rayner N.A., Winn J.P., Hogan E., Killick R.E., Dunn R.J.H., Osborn T.J., Jones P.D., Simpson I.R.* An updated assessment of near-surface temperature change from 1850: the HadCRUT5 dataset // *J. Geophys. Res.* 2021.
<https://doi.org/10.1029/2019JD032361>
- *Pudovkin M.I., Veretenenko S.V.* Variations of the cosmic rays as one of the possible links between the solar activity and the lower atmosphere // *Adv. Space Res.* V. 17. P. 161–164. 1996.
- *Smith G.L., Priestley K.J., Loeb N.G., Wielicki B.A., Charlack T.P., Minnis P., Doelling D.R., Rutan D.A.* Clouds and Earth Radiant Energy System (CERES), a review: Past, present and future // *Adv. Space Res.* V. 48. P. 254–263. 2011.
- *Stephens G.L., O'Brien D., Webster P.J., Pilewski P., Kato S., Li J.-L.* The albedo of Earth // *Rev. Geophys.* V. 53. P. 141–163. 2015.

УДК 550.388.2

АЭРОНОМИЧЕСКАЯ И ДИНАМИЧЕСКАЯ КОРРЕКЦИЯ ГЛОБАЛЬНОЙ МОДЕЛИ GTEC ДЛЯ ВОЗМУЩЕННЫХ УСЛОВИЙ

© 2023 г. В. Н. Шубин¹, *, Т. Л. Гуляева¹, М. Г. Деминов¹

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

*e-mail: shubin@izmiran.ru

Поступила в редакцию 30.08.2022 г.

После доработки 20.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Предложена аэрономическая и динамическая коррекция медианной глобальной модели полного электронного содержания GTEC для возмущенных условий ($A_p \geq 15$ нТл). Глобальная медианная модель GTEC построена для спокойных условий ($A_p < 15$ нТл) в зависимости от географических координат, мирового времени UT, дня года и уровня солнечной активности – потока солнечного радиоизлучения F10.7. Модель основана на сферическом гармоническом анализе глобальных ионосферных карт GIM-TEC (1996–2019 гг.), предоставленных лабораторией JPL (Jet Propulsion Laboratory, NASA). Предлагаемая глобальная динамическая модель GDMTEC (Global Dynamic Model of TEC) состоит из медианной модели GTEC и ряда динамических и аэрономических поправок к ней, связанных с образованием главного ионосферного провала, аврорального максимума ионизации, а также с изменениями температуры и состава термосферы. Преимущество предлагаемой коррекции медианной модели по сравнению с ассимиляцией текущих наблюдательных данных заключается в независимости прогноза от наличия этих данных в реальном времени. Апробация модели для возмущенных условий показывает улучшение результатов прогноза по сравнению со справочной ионосферной моделью IRI-Plas.

DOI: 10.31857/S0016794022600491, EDN: ADCXDC

1. ВВЕДЕНИЕ

Все параметры ионосферы испытывают флуктуации относительно некоторого фона, за который обычно принимают спокойную медиану. Знание свойств ионосферы для спокойных условий важно при выделении и анализе возмущений любой природы, поскольку параметры ионосферы для спокойных условий служат фоном, относительно которого определяются эти возмущения. Флуктуации ионосферной плазмы обусловлены как постоянно существующими факторами (например, приливы, планетарные волны и внутренние гравитационные волны в атмосфере), так и эффектами, связанными с магнитосферными суббурями и бурями [Деминов, 2015]. Значительные по амплитуде флуктуации параметров ионосферы называются ионосферными возмущениями.

Основными механизмами ионосферных возмущений являются изменения состава нейтральной атмосферы, термосферные ветры и электродинамические процессы. Оценка и прогноз этих явлений в реальном времени все еще нуждаются в улучшении из-за ограниченности средств мониторинга и точных методов прогноза. Поэтому наиболее надежными средствами для их описа-

ния являются модели нейтральной атмосферы и ионосферы. Они находят широкое применение в космических навигационных и радиолокационных системах, которые требуют ионосферной коррекции для учета задержки сигнала или ошибок дальности. Широко известны 3-мерные эмпирические модели ионосферы, позволяющие выполнять долгосрочные (на месяцы и годы) прогнозы ключевых ионосферных параметров [Bilitza et al., 2017; Gulyaeva and Bilitza, 2012 и ссылки там]. Для более детальных краткосрочных ионосферных прогнозов (на часы и дни) применяются адаптивные модели, использующие ассимиляцию наблюдательных данных в реальном времени [Кринберг и др., 1986; Gulyaeva et al., 2013; Galkin et al., 2022]. В литературе представлены краткосрочные прогнозы карт полного электронного содержания GIM-TEC с применением нейронных сетей [Cesaroni et al., 2020; Liu et al., 2020]. Статистические методы успешно применяются для прогноза глобальных карт GIM-TEC с заблаговременностью от 1 до 10 дней [Lean, 2019; Puore and Lu, 2022]. Однако для применения этих методов на практике требуется специальное вы-

числительное обеспечение, что не всегда возможно для заинтересованных пользователей.

Альтернативная возможность — адаптация медианной модели ионосферы по аэрономическим и динамическим параметрам, связанным с движением высокоширотных структур, выраженным аналитически, как это было принято в динамической модели критической частоты слоя $F2$ [Шубин и Деминов, 2019]. Преимущество такой коррекции медианной модели по сравнению с ассимиляцией текущих наблюдательных данных заключается в независимости от наличия этих данных в реальном времени.

Ошибки распространения радиосигнала в ионосфере пропорциональны общему содержанию электронов в ионосфере TEC на пути радиолуча. Поэтому удобная для пользователя модель TEC , охватывающая глобальный масштаб и все уровни солнечной и геомагнитной активности, может быть полезной в различных приложениях. В данной работе предложена аэрономическая и динамическая коррекция глобальной медианной модели полного электронного содержания $GTEC$ (Shubin and Gulyaeva, 2022), подобно динамической модели критической частоты $foF2$ [Шубин и Деминов, 2019]. В разделе 2 представлены подробности аэрономической и динамической коррекции медианной модели $GTEC$. В разделе 3 приведены примеры применения адаптированной модели $GDMTEC$. В разделе 4 дано обсуждение результатов и в разделе 5 приведены выводы.

2. АДАПТАЦИЯ МЕДИАННОЙ МОДЕЛИ $GTEC$ К ВОЗМУЩЕННЫМ УСЛОВИЯМ

Для построения адаптированной модели $GDMTEC$ нами применен аэрономический подход к описанию ионосферной бури. Он основан на учете физических процессов, происходящих в термосфере. Впервые попытка использовать этот подход для моделирования $foF2$ была предпринята в работе [Шубин и Аннакулиев, 1995]. В даль-

нейшем с появлением более совершенных термосферных моделей типа $NRLMSISE-00$ [Picone et al., 2002] и более надежных лабораторных измерений констант скоростей основных ионно-молекулярных реакций [Hierl et al., 1997] данный подход получил свое развитие [Шубин и Аннакулиев, 1997; Аннакулиев и др., 2005]. Результаты его применения для прогноза $foF2$ изложены в работе [Шубин и Деминов, 2019]. Использование эмпирической модели термосферы $NRLMSISE-00$ [Picone et al., 2002] в качестве составной части полуэмпирической модели бури в ионосфере позволяет отразить важное свойство ионосферы, а именно, зависимость $TEC(t)$ от предыстории изменения геомагнитной активности через соответствующую зависимость параметров термосферы.

В медианной модели $GTEC$ [Shubin and Gulyaeva, 2022] для того, чтобы отразить предысторию изменения $TEC(t)$ мы ввели новый индекс солнечной активности в виде соотношения:

$$FF = (2F10.7(\tau) + F10.7)/3, \quad (1)$$

где интегральный индекс $F10.7(\tau = 0.96)$ представляет собой ряд суточных значений $F10.7$ с экспоненциальным сглаживанием, предшествующих заданному дню [Шубин и Деминов, 2019]. Индекс $F10.7$ — это поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см в заданный день. Индексы $F10.7$ измеряются в единицах 10^{-22} Вт/(Гц м²). Из $\tau = \exp(-3/T)$ следует, что характерное время T индекса FF составляет около 27 дней, что соответствует одному обороту Солнца.

Модель $GTEC$ для геомагнитно-спокойных условий с $Ap < 15$ нТл, где Ap — суточный индекс геомагнитной активности, была построена на географической сетке с ячейками 5° по долготе и 2° по широте. Зависимость $GTEC$ от географических координат в фиксированный момент мирового времени UT для двух уровней солнечной активности — низкой L ($F10.7 \leq 80$) и высокой H ($F10.7 \geq 120$) представляется в виде:

$$\begin{cases} GTEC(\varphi, \lambda, FF, UT) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=m}^N P_n^m(\cos(\vartheta)) \left[g_n^m(UT)_L \cos(m\lambda) + h_n^m(UT)_L \sin(m\lambda) \right] \\ GTEC(\varphi, \lambda, FF, UT) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=m}^N P_n^m(\cos(\vartheta)) \left[g_n^m(UT)_H \cos(m\lambda) + h_n^m(UT)_H \sin(m\lambda) \right], \end{cases} \quad (2)$$

где $\vartheta = 90^\circ - \varphi$; φ — широта; λ — долгота; g_n^m и h_n^m — коэффициенты разложения, а $P_n^m(\cos \vartheta)$ — присоединенные функции Лежандра. Для интерполяции по времени было использовано разложение Фурье с периодом $T = 24$ ч. Для пространственного разложения было использовано $N = 15$ по ши-

роте и $M = 10$ по долготе сферических гармоник. Количество коэффициентов в разложениях (2) определяется соотношением: $J = M(2N - M + 1) + N + 1$. Таким образом, для каждого уровня солнечной активности, месяца и часа UT было получено $J = 226$ коэффициентов. Модель основана на анализе сферических гармоник глобальных карт

полного электронного содержания ионосферы GIM-TEC, построенных в Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института, Пасадена, США (https://side-show.jpl.nasa.gov/pub/iono_daily/).

Метод построения адаптированной модели GDMTEC аналогичен построению модели GDMF2 [Шубин и Деминов, 2019]. В ней модель отрицательной фазы ионосферной бури для критической частоты $foF2$ выражена в зависимости от спокойного фонового уровня с помощью коэффициента коррекции C_{storm} . Соответствующее соотношение для отрицательной фазы ионосферной бури полного электронного содержания имеет вид:

$$TEC(t) = C_{storm} GTEC, \quad (3)$$

где $C_{storm} = R(t)/R_q(t)$, с функциями из (4) представляет собой отношение параметров термосферы на высоте 300 км для геомагнитно-возмущенных $R(t)$ и спокойных $R_q(t)$ условий, а GTEC – глобальная медианная модель (2) [Shubin and Gulyaeva, 2022]:

$$R(t) = \left(\frac{n(O)}{\beta^\mu} \right)^{1.30}, \quad \beta = k_1 n(N_2) + k_2 n(O_2), \quad (4)$$

$$\mu = \frac{m(O)(x+1)}{[m(N_2)x + m(O_2)]}.$$

Здесь $n(O)$, $n(N_2)$ и $n(O_2)$ – концентрации нейтральных составляющих верхней атмосферы; $m(O)$, $m(N_2)$ и $m(O_2)$ – молекулярные веса нейтральных составляющих; β – коэффициент линейной рекомбинации ионов O^+ ; k_1 и k_2 – коэффициенты ионно-молекулярных реакций O^+ с N_2 и O_2 [Hierl et al., 1997]. Так как $TEC(t) \sim (foF2)^2(t)$, показатель степени в выражении для $R(t)$ уравнения (4) равен 1.30, в отличие от показателя 0.65, полученного для $foF2$ [Аннакулиев и др., 2005].

Для определения $R(t)$ используется эмпирическая модель NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002], которая является глобальной моделью термосферы, применимой при любом уровне солнечной и геомагнитной активности. В ней косвенно учтено, что основной причиной изменений параметров термосферы в периоды геомагнитных бурь является Джоулев нагрев термосферы высоких широт.

В субавроральной и авроральной ионосфере мы вводим динамические поправки к медианному распределению GTEC. Тогда адаптированная модель GTEC будет иметь следующий вид:

$$GDMTEC = C_{MIT} \left[(C_{storm} GTEC)^2 + C_{AVR} \exp\left(-[(\Phi - \Phi_{AVR})/\Delta\Phi_1]^2\right) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Поправка к GTEC в области главного ионосферного провала (ГИП) обозначена C_{MIT} , а в авроральном овале – C_{AVR} . Поправка C_{AVR} вычисляется по известным исправленным геомагнитным широтам аврорального пика – Φ_{AVR} и минимума ГИП – Φ_{MIT} . Модели положений минимума провала Φ_{MIT} , аврорального максимума Φ_{AVR} , а также аэрономические поправки C_{MIT} и C_{AVR} в уравнении (5) представлены в виде аналитических зависимостей от местного геомагнитного времени, геомагнитной активности и географической долготы. Выражения для $\Delta\Phi_1$ имеют вид:

$$\Delta\Phi_1 = 1.0(\Phi_{AVR} - \Phi_{MIT})/2, \text{ если } \Phi \leq \Phi_{AVR},$$

$$\Delta\Phi_1 = 1.5(\Phi_{AVR} - \Phi_{MIT})/2, \text{ если } \Phi > \Phi_{AVR}$$

(более подробно см. в статьях [Деминов и Шубин, 2018 и Шубин и Деминов, 2019]). Инвариантные геомагнитные широты в уравнениях аэрономических поправок находятся из модели IGRF-13 [Alken et al., 2021]. В качестве индикатора геомагнитной активности нами был введен средневзвешенный по времени индекс $K^*(t, \tau) = 2.1 \ln(0.2a_p(t, \tau) + 1.0)$, где коэффициент $\tau = 0.6$ определен из условия минимума отклонения моделей от экспериментальных данных, a_p – 3-часовой индекс геомагнитной активности. Из $\tau = \exp(-3/T)$ следует, что характерное время T для индекса $K^*(t, \tau)$ составляет около 6 ч.

Величина C_{storm} также зависит от геомагнитной активности, но с характерным временем $T \sim 11$ ч, что следует из модели NRLMSISE-00 в уравнениях (3, 4). Таким образом, косвенно учитывается, что реакция аврорального пика ионизации на изменение геомагнитной активности происходит с двумя характерными временами. Вначале изменяется положение и величина этого пика, связанная с изменениями потока высыпавшихся авроральных электронов и области локализации этих высыпаний, затем происходит дополнительное изменение величины аврорального пика ионизации, связанное с изменениями температуры и состава термосферы [Деминов и Шубин, 2019; Деминов и др., 2021]. Поправки C_{AVR} и C_{MIT} существенны только в области аврорального максимума ионизации и ГИП, соответственно они применяются в этих областях наряду с корректирующим выражением $C_{storm} GTEC$ в уравнении (5). Вне этих областей $C_{AVR} \exp\left(-[(\Phi - \Phi_{AVR})/\Delta\Phi_1]^2\right) \ll 1$ и $C_{MIT} = 1$, поэтому $TEC(t) = C_{storm} GTEC$ (уравнение 3) на широтах, расположенных к экватору от ГИП [Деминов и Шубин, 2018].

3. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ АДАПТИРОВАННОЙ МОДЕЛИ GDMTEC

Рассмотрим несколько примеров применения адаптированной модели GDMTEC в периоды геомагнитных возмущений. Для качественной и количественной оценки корректности GDMTEC нами были выбраны три геомагнитные бури в разные сезоны 2021 г.: 19.02–24.02.2021 г. ($Kp = 4.3$ и $Dst = -32$ нТл), 27.08–01.09.2021 г. ($Kp = 5.0$ и $Dst = -82$ нТл) и 17.10–22.10.2021 г. ($Kp = 4.0$ и $Dst = -55$ нТл), где в скобках приведены максимальное значение Kp -индекса и минимальное значение Dst для каждой бури при низкой солнечной активности $F10.7$ от 71.3 до 86.0. Из этих данных следует, что анализируемые бури можно отнести к слабым и умеренным геомагнитным бурям.

Более детально параметры геомагнитной активности и ионосферы для геомагнитной бури 19.02–24.02.2021 г. представлены на рис. 1–3. На верхней панели рис. 1 представлены изменения геомагнитных индексов Kp и Dst с местным временем. На нижней панели точками показаны суточные вариации VTEC (вертикального полного содержания электронов) на трех станциях глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС). Нами были выбраны станции в разных долготных и широтных зонах. Станция Обнинск располагается на средних широтах. Станция Норильск относится к высокоширотной зоне и, как будет показано ниже во время выбранных для тестирования ионосферных бурь она находилась в авроральном овале. Станция Магадан лежит в субавроральной зоне вблизи минимума ГИП. Разработанная нами модель GDMTEC представлена сплошными кривыми, модель IRI-Plas [Gulyaeva and Bilitza, 2012], используемая без адаптации к текущим измерениям TEC, отмечена штриховыми линиями. Международная справочная модель ионосферы IRI, расширенная до плазмосферы – IRI-Plas, является одной из наиболее известных эмпирических моделей ионосферы и плазмосферы. Интегрирование электронной плотности в модели IRI-Plas производится от 60 км до 20200 км, которая примерно соответствует высоте орбиты ГНСС. Следует отметить, что при вычислениях VTEC в медианной модели IRI-Plas нами были использованы коэффициенты “URSI” с опцией “STORM”. На осях абсцисс отложено местное время LT, на осях ординат величины VTEC в единицах $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ эл/см}^2$. На рис. 1 вертикальными линиями выделены местные времена, для которых на рис. 2 для фиксированного времени 14 UT показаны широтные изменения VTEC на долготах, соответствующих трем выбранным наземным станциям ГНСС. На рис. 2 сплошные линии соответствуют модели GDMTEC, штриховые линии – модели IRI-Plas, точки – значения VTEC, полученные из GIM-TEC, крестики – зна-

чения VTEC на соответствующих станциях ГНСС. Значения VTEC на этом и последующих рисунках приведены с точностью $\pm 1^\circ$ по долготе и $\pm 0.3\text{h}$ по UT. Отметим, что использованные для тестирования модели GDMTEC данные VTEC из GIM за 2021 г. не входили в построенную нами ранее медианную модель GTEC [Shubin and Gulyaeva, 2022]. Для наглядности на рис. 3 показаны положения анализируемых станций относительно границ аврорального овала ионизации и минимума ГИП в географических координатах в то же самое фиксированное мировое время, что на рис. 2. Эти границы являются элементами модели GDMTEC. Сплошной кривой обозначено положение минимума ГИП, штриховой кривой – положение экваториальной границы, точками – положение полярной границы аврорального овала, штрихпунктирной кривой – положение максимума ионизации в авроральном овале. Крестиками обозначены положения станций ГНСС, символом \oplus обозначен Северный геомагнитный полюс. Видно, что согласно модели GDMTEC ст. Норильск в 14 UT оказывается в авроральной области, точнее, вблизи экваториальной границы этой области. Станция Магадан расположена в субавроральной области, ст. Обнинск – на средних широтах.

Аналогичные параметры геомагнитной активности, ионосферы, а также модели GDMTEC и IRI-Plas для бури 27.08–01.09.2021 г. представлены на рис. 4–6, а для бури 17.10–22.10.2021 г. – на рис. 7–9. Из данных на рис. 6 и 9 можно видеть, что ст. Норильск находилась почти в центре авроральной области, ст. Магадан – в области минимума ГИП для фиксированных моментов мирового времени в эти геомагнитные бури.

Для оценки эффективности модели GDMTEC были проведены ее сопоставления с величинами VTEC, полученными с помощью наземных приемников ГНСС и из GIM-TEC, а также с моделью IRI-Plas. В качестве количественных оценок результатов сопоставления моделей с наблюдавшимися величинами VTEC используются среднеквадратическая ошибка RMSE (TECU) и среднее относительное отклонение MRD (%) модельных значений $VTEC_{\text{mod}}$ от наблюдаемых данных $VTEC_{\text{obs}}$:

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (VTEC_{\text{mod}}^i - VTEC_{\text{obs}}^i)^2},$$

$$MRD = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|VTEC_{\text{mod}}^i - VTEC_{\text{obs}}^i|}{VTEC_{\text{obs}}^i} \times 100\%,$$

где N – число часовых значений VTEC наземных приемников ГНСС и GIM-TEC, которые были использованы для оценок в каждой геомагнитной буре. Результаты представлены в табл. 1 и 2.

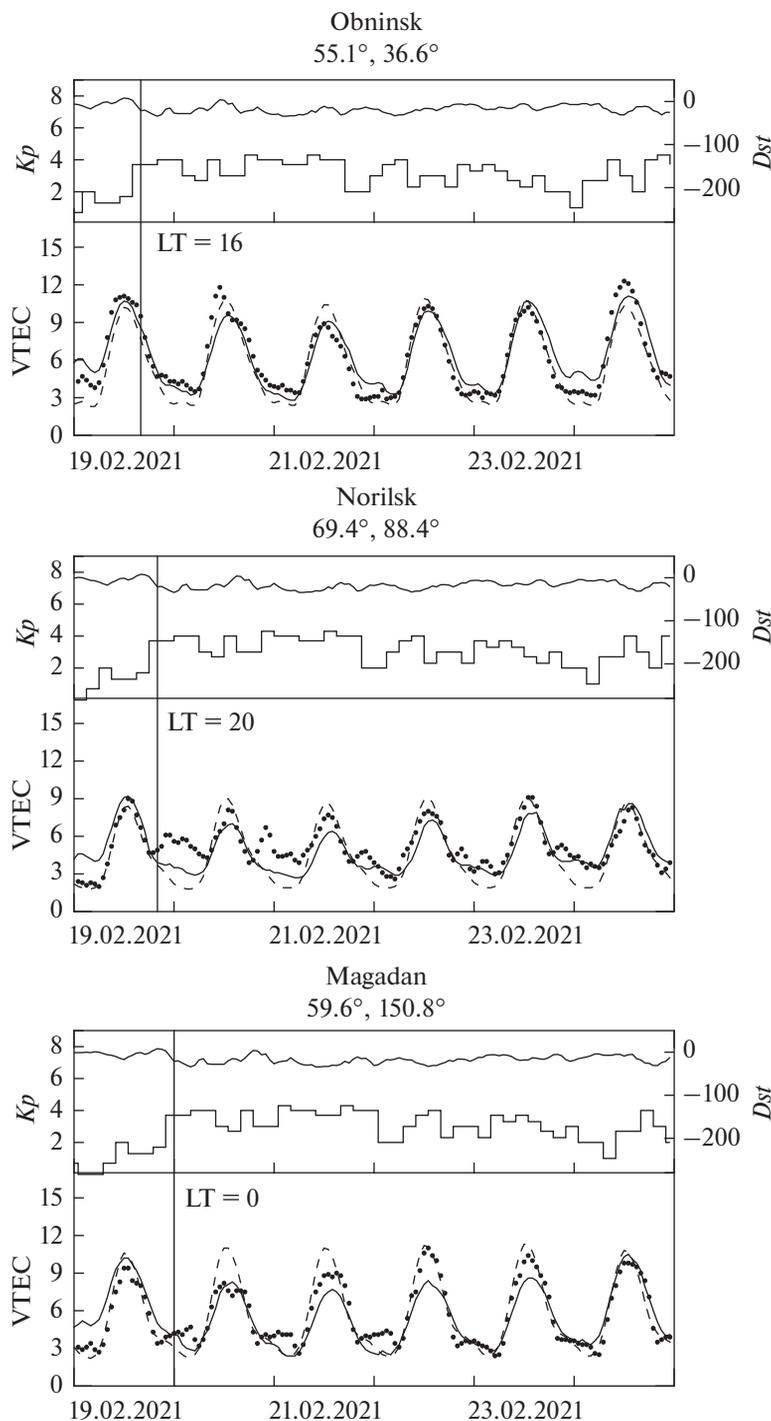


Рис. 1. Буря 19.02–24.02.2021 г. На верхних панелях приведены изменения геомагнитных индексов K_p и Dst . На нижних панелях – суточные вариации VTEC на станциях ГНСС, которые обозначены точками, сплошными линиями – модель GDMTEC, штриховыми линиями – модель IRI-Plas. По оси абсцисс отложено локальное время LT.

В таблице 1 приведены результаты расчета по модели IRI-Plas с двумя разными файлами IG_RZ.dat (с прогнозом до 11.2023 г.), созданными 09.2021 г. (IRI-Plas 1) и 02.2022 г. (IRI-Plas 2). Как видно из этой таблицы, ошибки с IG_RZ.dat от 09.2021 г. (IRI-Plas 1) существенно больше

ошибок с IG_RZ.dat от 02.2022 г. (IRI-Plas 2). Файл IG_RZ.dat со скользящими средними за 12 месяцев индексами IG12 и R12 используется в моделях IRI-Plas [Gulyaeva and Bilitza, 2012] и IRI-2016 [Bilitza et al., 2017]. Наибольшие ошибки в моделях IRI-Plas 1 и IRI-Plas 2 достигаются для

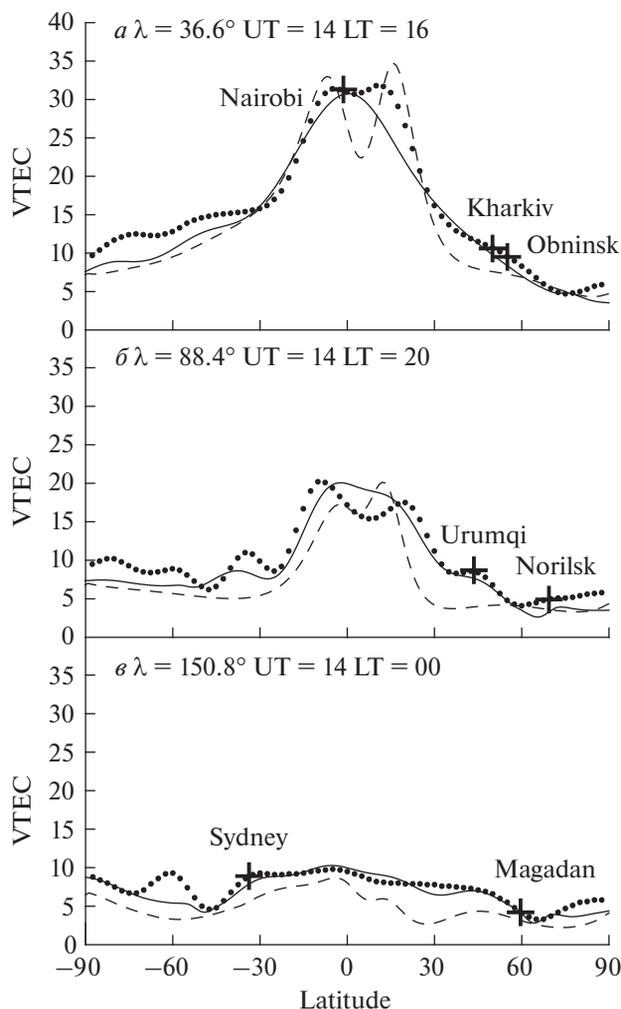


Рис. 2. Буря 19.02–24.02.2021 г. Широтные изменения модели GDMTEC в географической системе координат обозначены сплошными линиями, модели IRI-Plas на долготах станций ГНСС – штриховыми линиями. Крестиками обозначены значения VTEC на соответствующих станциях ГНСС, точками обозначены VTEC полученные из карт GIM-TEC.

Таблица 1. Среднеквадратичные RMSE (в TECU) и средние MRD (в %) отклонения данных VTEC по моделям GDMTEC, IRI-Plas 1, IRI-Plas 2 от наблюдаемых VTEC на станциях ГНСС (рис. 1, 4, 7). Количество значений $N = 144$

События	Станции ГНСС	GDMTEC		IRI-Plas 1		IRI-Plas 2	
		RMSE (TECU)	MRD (%)	RMSE (TECU)	MRD (%)	RMSE (TECU)	MRD (%)
19.02–24.02 2021	Обнинск	1.05	15.73	1.10	16.96	1.10	16.95
	Норильск	1.20	21.33	1.42	22.82	1.43	22.80
	Магадан	1.16	19.27	1.11	16.44	1.10	16.33
27.08–31.08 2021	Обнинск	1.39	12.39	1.32	12.92	1.90	17.97
	Норильск	1.40	15.14	1.41	11.78	2.02	18.38
	Магадан	1.03	11.27	1.54	15.91	1.15	11.97
17.10–22.10 2021	Обнинск	2.42	22.23	4.71	35.25	2.59	22.75
	Норильск	1.61	26.41	3.28	39.31	1.86	21.47
	Магадан	2.16	36.12	5.18	70.66	3.22	42.02

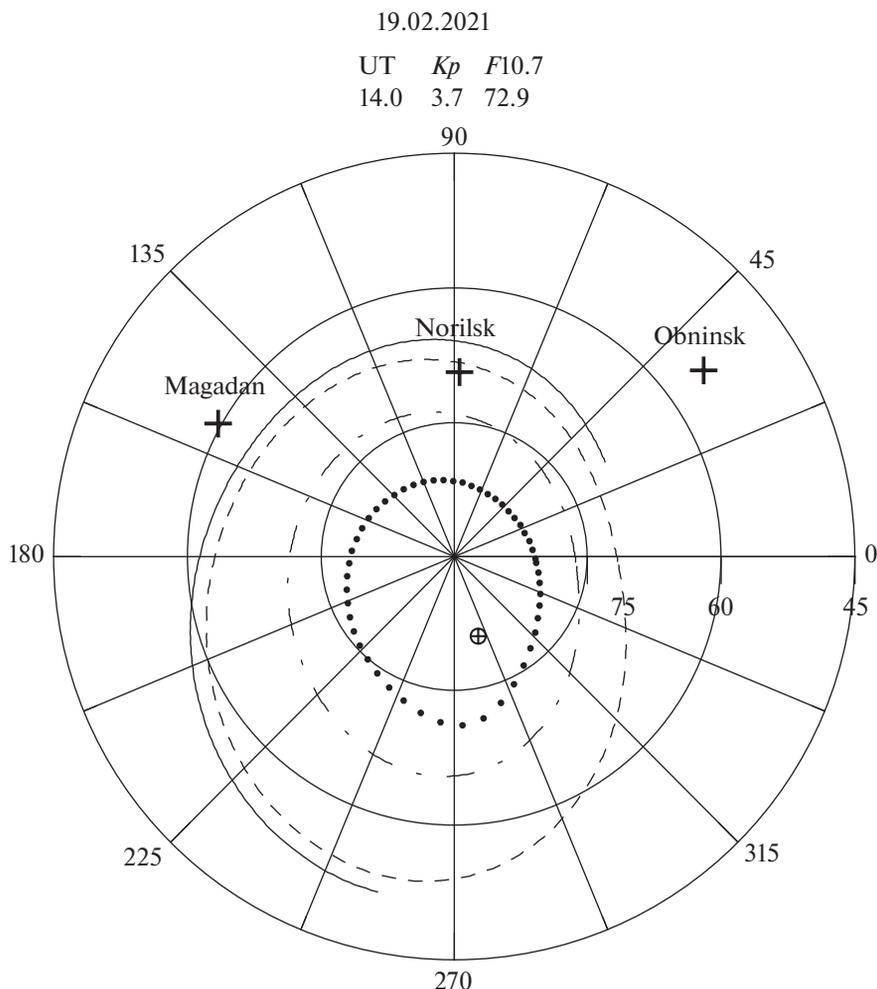


Рис. 3. Буря 19.02–24.02.2021 г. Расположения границ аврорального овала ионизации и минимума ГИП в Северном полушарии в географических координатах. Сплошной кривой обозначено положения минимума ГИП, штриховой кривой – положение экваториальной границы аврорального овала, точками – положение полярной границы аврорального овала, штрихпунктирной кривой – положение максимума ионизации в авроральном овале. Крестиками обозначены положения станций ГНСС, символом ⊕ обозначен Северный магнитный полюс.

геомагнитной бури 17.10–22.10.2021 г., так как для этого периода индексы IG12 и R12 являются прогнозными. Результаты количественной оценки, как видно из табл. 1, свидетельствуют о том, что производительность модели GDMTEC, за исключением событий выделенных жирным шрифтом, лучше модели IRI-Plas для всех сезонов.

Количественная оценка точности широтного поведения моделей GDMTEC и IRI-Plas приведена в табл. 2.

В качестве примера на рис. 10 приведено глобальное распределения VTEC для 00 UT 20.02.2021 г., рассчитанное по GDMTEC. Пример показан для возмущенных условий ($a_p = 15$ нТл, $K_p = 3.0$). Белыми линиями показано асимметричное положение главного ионосферного провала в Северном и Южном полушариях.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ранее в работе [Шубин и Деминов, 2019] было показано применение аэрономической и динамической коррекции $foF2$ во время геомагнитных бурь на средних и высоких широтах. В данном исследовании такая коррекция была осуществлена к VTEC. Применение адаптированной модели GDMTEC продемонстрировано на трех геомагнитных бурях в условиях низкой солнечной активности, в разные сезоны. Валидация модели GDMTEC была проведена на 3 наземных станциях ГНСС в разных долготных и широтных зонах: среднеширотной ст. Обнинск (55.1° N, 36.6° E), авроральной ст. Норильск (69.4° N, 88.4° E) и субавроральной ст. Магадан (59.6° N, 150.8° E).

Выше отмечалось, что для входных геофизических индексов IG12 и R12 в моделях IRI-Plas и

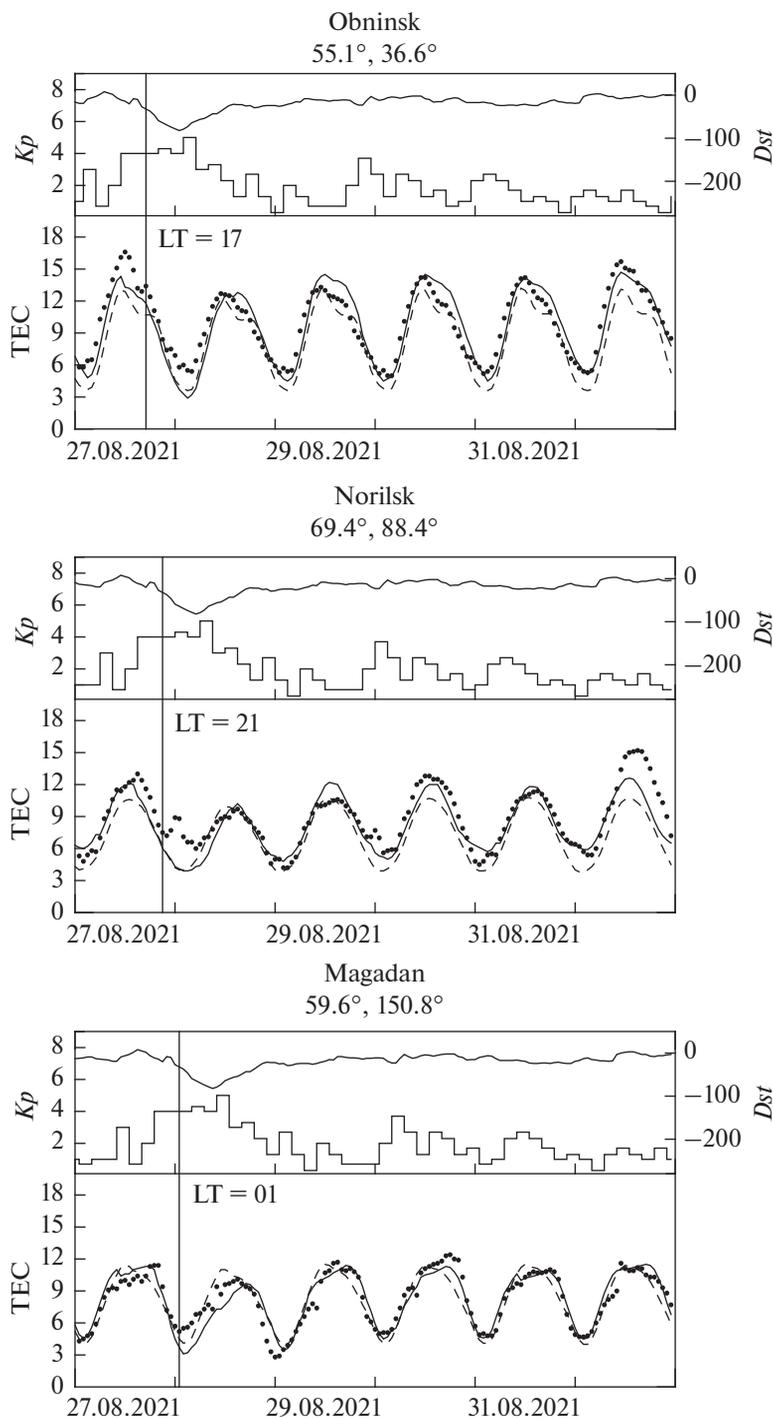


Рис. 4. Буря 27.08–01.09.2021 г. Обозначения соответствуют обозначениям, приведенным на рис. 1.

IRI-2016 используется файл IG_RZ.dat. Этот файл обновляется примерно 2 раза в год. Поэтому эти модели применяются в основном для научных исследований или для долгосрочного прогноза параметров ионосферы в качестве климатических моделей. Преимущество введенного нами индекса *FF* (уравнение 1) состоит в том, что в нем учитывается предыстории изменения *F10.7*.

Из этого следует, что построенная нами адаптированная модель GDMTEC может использоваться для краткосрочного прогноза VTEC.

В каждой геомагнитной буре, выбранной для проверки модели GDMTEC, для событий 14 UT 19.02.2022 г., 15 UT 27.08.2022 г. и 20 UT 17.10.2022 г. нами были проведены сравнения GDMTEC

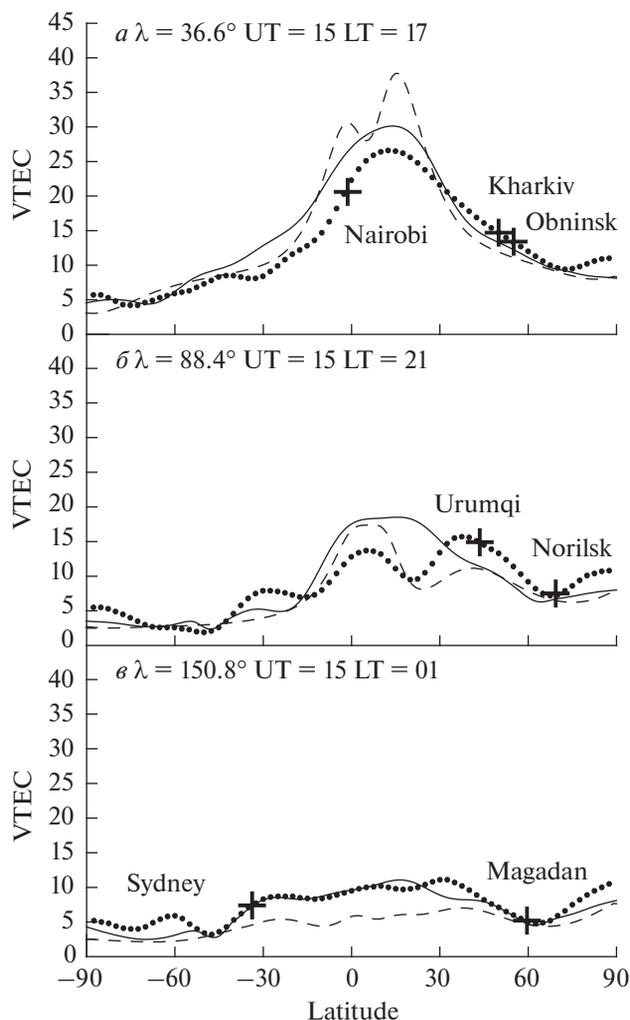


Рис. 5. Буря 27.08–01.09.2021 г. Обозначения соответствуют обозначениям, приведенным на рис. 2.

Таблица 2. Среднеквадратичные RMSE (в TECU) и средние MRD (в %) отклонения VTEC по моделям GDMTEC, IRI-Plas (с файлом IG_RZ.dat от 02.2022 г.) от наблюдаемых данных GIM-TEC (рис. 2, 5, 8). Количество значений $N = 71$

События	Долгота, время, ч	GDMTEC		IRI-Plas	
		RMSE (TECU)	MRD (%)	RMSE (TECU)	MRD (%)
19.02.2021 14UT	$\lambda = 36.6^\circ$, LT = 16	2.07	12.32	3.05	17.21
	$\lambda = 88.4^\circ$, LT = 20	1.88	18.33	3.93	19.40
	$\lambda = 150.8^\circ$, LT = 00	1.13	11.27	2.91	35.89
27.08.2021 15UT	$\lambda = 36.6^\circ$, LT = 17	3.45	21.18	4.19	21.41
	$\lambda = 88.4^\circ$, LT = 21	2.87	28.12	2.65	26.47
	$\lambda = 150.8^\circ$, LT = 01	1.26	14.31	2.98	36.27
17.10.2021 20UT	$\lambda = 36.6^\circ$, LT = 22	2.95	26.33	3.69	30.35
	$\lambda = 88.4^\circ$, LT = 02	1.48	17.21	2.64	28.14
	$\lambda = 150.8^\circ$, LT = 06	1.03	11.25	1.23	13.10

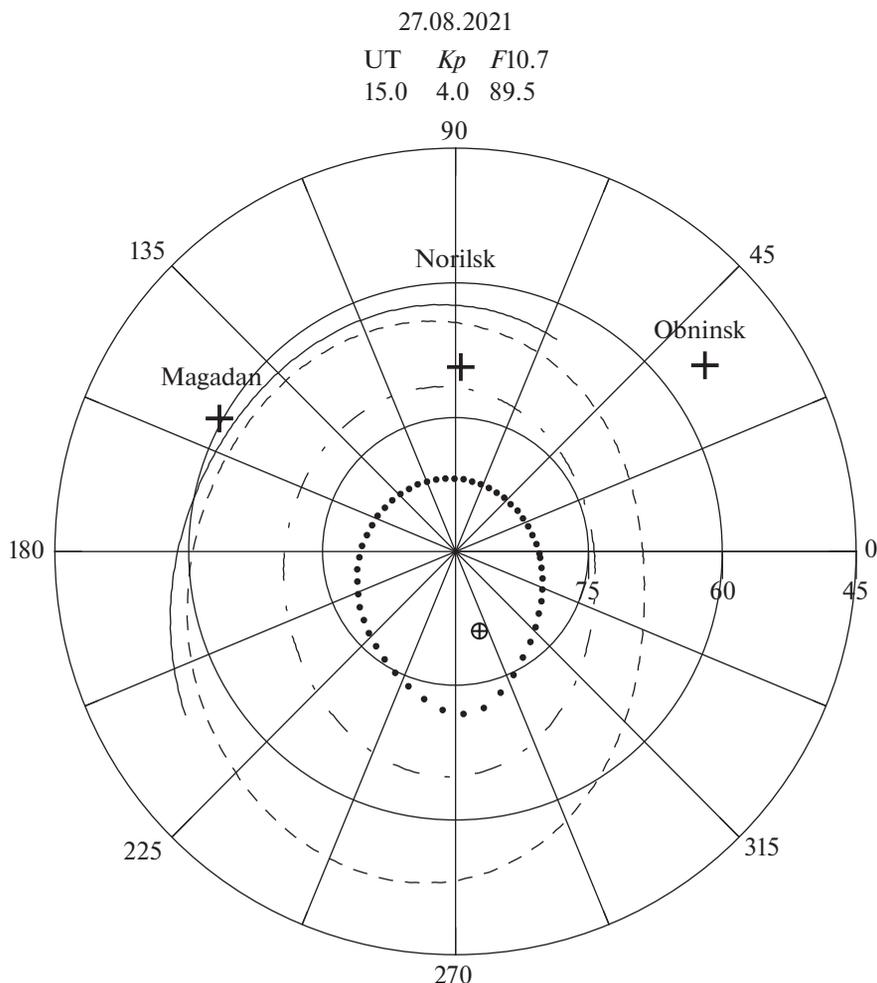


Рис. 6. Буря 27.08–01.09.2021 г. Обозначения соответствуют обозначениям, приведенным на рис. 3.

вдоль долгот соответствующих станциям ГНСС – Обнинск, Норильск, Магадан. Соответствующие широтные изменения модельных и экспериментальных VTEC показаны на рис. 2, 5 и 8. На рис. 3, 6 и 9 расположение этих станций относительно высокоширотных границ представлено в полярной системе координат. На этих рисунках нами была использована модель IRI-Plas с файлом IG_RZ.dat от 02.2022 г.

Как видно из рис. 2 и 3 ст. Обнинск находилась на средних широтах, ст. Магадан – на экваториальной границе ГИП, а ст. Норильск – на экваториальной границе аврорального овала. При этом модель GDMTEC адекватно описывает широтные изменения как значений VTEC, полученных из GIM-TEC, так и VTEC на станциях ГНСС. Заметные расхождения наблюдаются в Южном полушарии и в области экваториальной аномалии. Модель IRI-Plas, за исключением 16 LT вблизи экватора, практически везде недооценивает VTEC.

Как изображено на рис. 5 и 6 в 15 UT 27.08.2022 г. ст. Магадан за счет смещения высокоширотных границ оказалась практически в минимуме ГИП, а ст. Норильск – в максимуме аврорального овала. Из рис. 5 следует, что модель GDMTEC более адекватно отражает поведение VTEC на долготах ст. Обнинск и ст. Магадан на средних широтах и переоценивает VTEC в области экватора. Модель IRI-Plas по-прежнему почти везде, за исключением области экватора на долготах Обнинска и Норильска, недооценивает VTEC.

Во время бури 17.10–22.10.2021 г. ст. Норильск остается вблизи максимума аврорального овала, ст. Магадан – на экваториальной границе ГИП и ст. Обнинск – в среднеширотной ионосфере. Модель GDMTEC достаточно точно оценивает величины VTEC на всех наземных станциях ГНСС, положение которых в пространстве и времени удовлетворяли условиям $\Delta\lambda = \pm 1^\circ$ и $\Delta UT = 0.3$ ч.

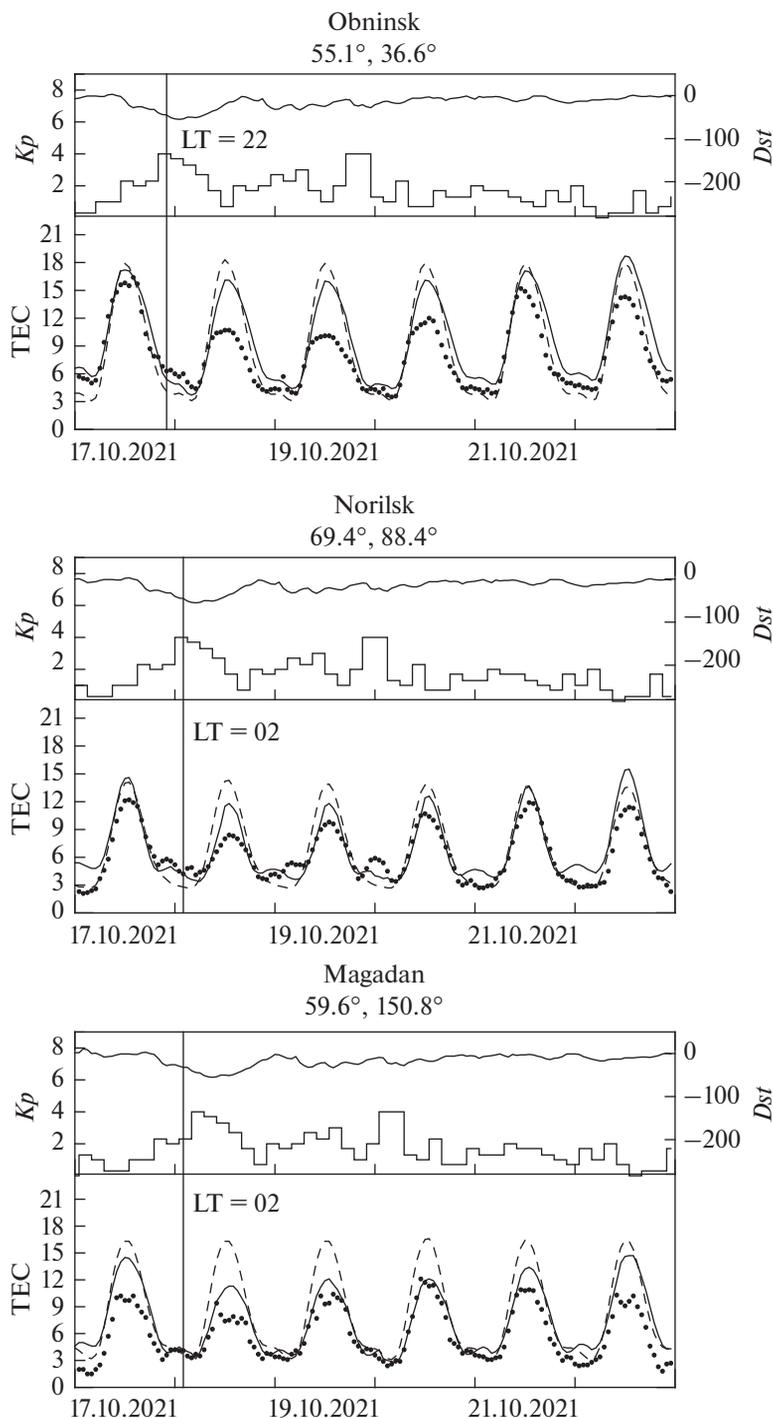


Рис. 7. Буря 17.10–22.10.2021 г. Обозначения соответствуют обозначениям, приведенным на рис. 1.

Как видно из табл. 2, ошибки GDMTEC значительно на 20–60% меньше, чем ошибки IRI-Plas, за исключением широтного хода VTEC в 21 LT 27.08.2022 г. на долготе Норильска (рис. 5). Соответствующие значения RMSE и MRD в табл. 2 выделены жирным шрифтом. Основные расхождения наблюдаются на субавроральных и

авроральных широтах, где ионосфера наиболее изменчива.

Как следует из проведенной проверки модели GDMTEC, аэрономическая поправка позволяет адекватно моделировать отрицательные возмущения VTEC во время геомагнитных возмущений. Вместе с этим используемые в ней изменяю-

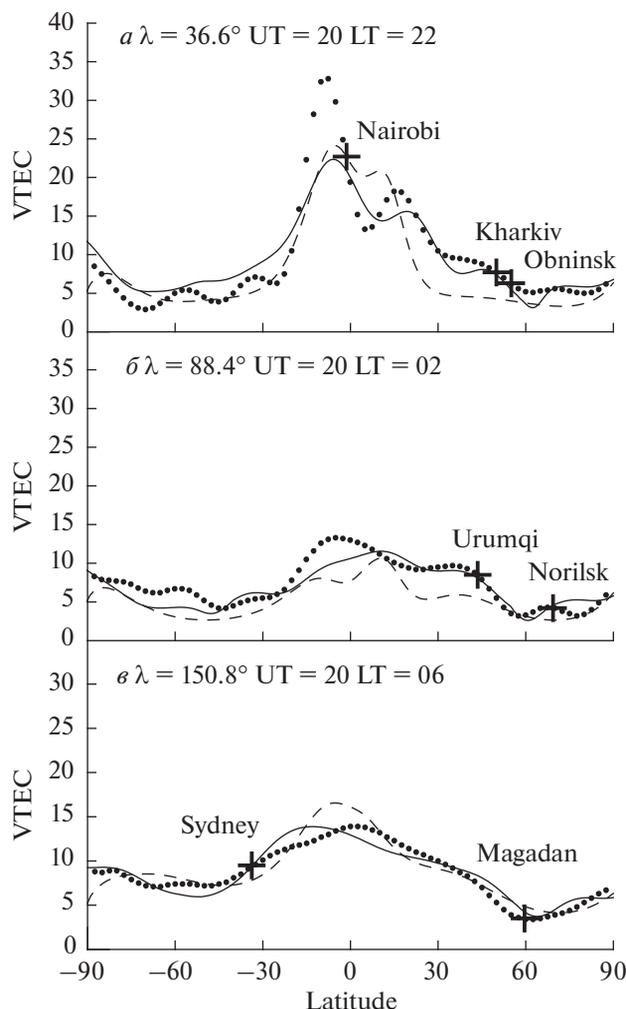


Рис. 8. Буря 17.10–22.10.2021 г. Обозначения соответствуют обозначениям, приведенным на рис. 2.

щиеся границы аврорального овала и положения минимума ГИП во время геомагнитных возмущений достаточно точно описывают изменения VTEC на разных широтах и долготах, а также в разные сезоны. Следует отметить, что точность GDMTEC определяется также точностью используемой медианной модели GTEC в качестве фона для геомагнитно-спокойных условий и модели термосферы NRLMSISE-00 во время геомагнитных бурь.

Следует отметить, что в GDMTEC учтена аэрономическая поправка на изменение температуры, а также состава термосферы и не учтена поправка на изменение скорости термосферного ветра во время геомагнитных бурь. По этой причине модель GDMTEC может недооценивать возможное увеличение VTEC в периоды геомагнитной бури, когда скорость ветра может сильно изменяться. Учет дополнительной поправки в VTEC на изменение скорости термосферного ветра во время геомагнитной бури требует специального

рассмотрения, что выходит за рамки данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамические пространственно-временные вариации ионосферы, в конечном счете, зависят от солнечного ультрафиолетового излучения и геомагнитных возмущений. Преимущество аэрономической и динамической коррекции медианной модели по сравнению с ассимиляцией текущих наблюдательных данных заключается в независимости прогноза от наличия этих данных в реальном времени.

Использование в качестве входных параметров модели GDMTEC интегральных индексов солнечной $F10.7$ и геомагнитной a_p активности, которые учитывают предысторию их изменения, позволят осуществлять краткосрочный прогноз ГЕС. При этом продолжительность и качество прогноза ГЕС будет определяться точностью про-

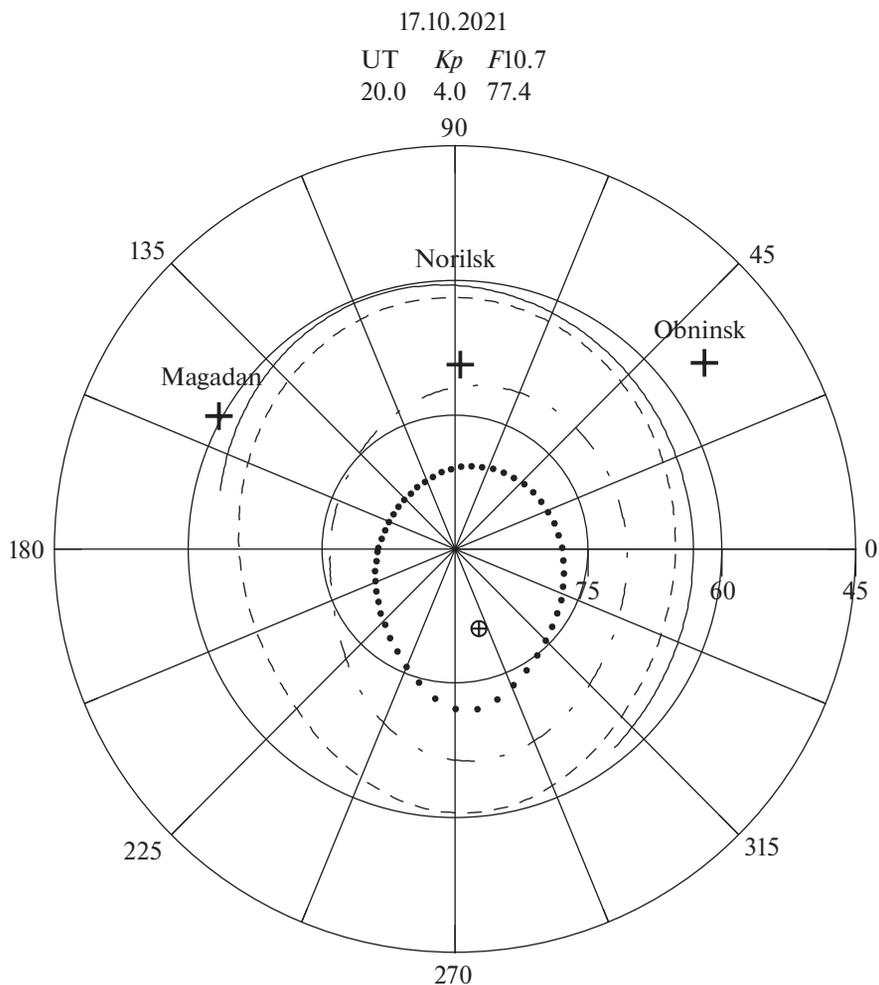


Рис. 9. Буря 17.10–22.10.2021 г. Обозначения соответствуют обозначениям, приведенным на рис. 3.

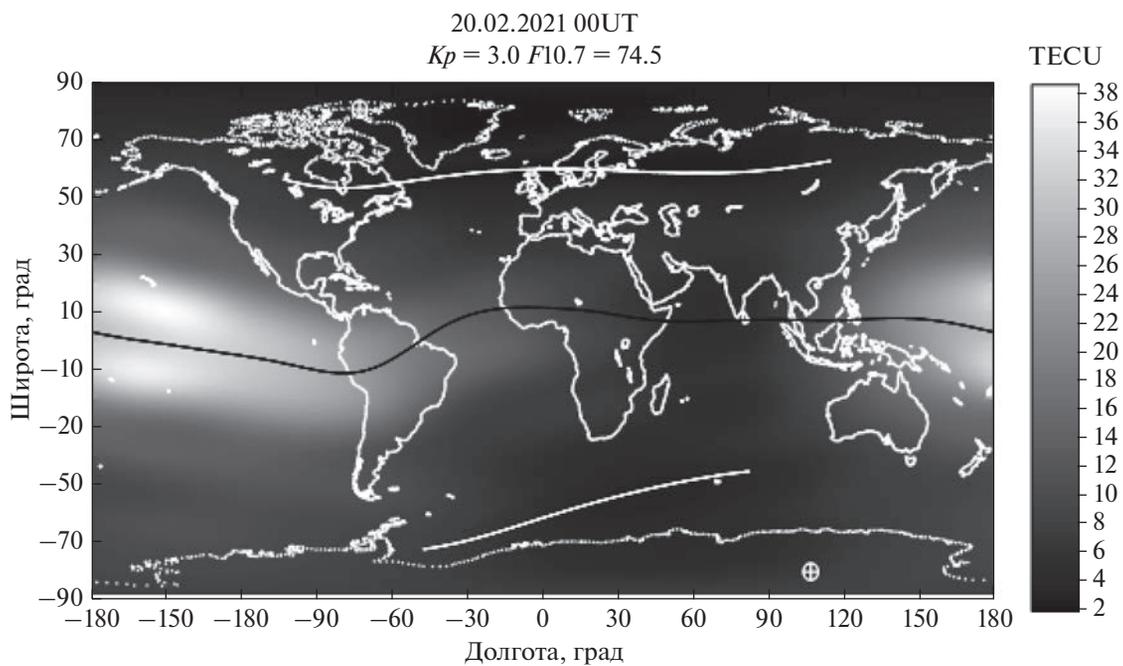


Рис. 10. Глобальное распределения VTEC для 00 UT 20.02.2021 г., рассчитанное по GDMTEC. Белые линии – положения минимума ГИП. Черной линией обозначен геомагнитный экватор.

гнозов солнечных $F10.7$ - и геомагнитных a_p -индексов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аннакулиев С.К., Деминов М.Г., Шубин В.Н. Полуэмпирическая модель бури в ионосфере средних широт // Солнечно-земная физика. Вып. 8. С. 145–146. 2005.
- Деминов М.Г. Ионосфера Земли: закономерности и механизмы // Электромагнитные и плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли. Ред. В.Д. Кузнецов. М.: ИЗМИРАН. С. 295–346. 2015. <https://www.izmiran.ru/IZMIRAN75/>
- Деминов М.Г., Шубин В.Н. Эмпирическая модель положения главного ионосферного провала // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 3. С. 366–373. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030070>
- Деминов М.Г., Шубин В.Н., Бадин В.И. Модель критической частоты E-слоя для авроральной области // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 5. С. 610–617. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021050059>
- Кринберг И.А., Выборов В.И., Кошелев В.В., Попов В.В., Сутырин Н.А. // Адаптивная модель ионосферы. Ред. Л.А. Щепкин. М.: Наука. С. 1–133. 1986.
- Шубин В.Н., Аннакулиев С.К. Модель отрицательной фазы ионосферной бури на средних широтах // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 35. № 3. С. 79–87. 1995.
- Шубин В.Н., Аннакулиев С.К. Полуэмпирическая модель $foF2$ ночной субавроральной ионосферы в период отрицательной фазы интенсивных ионосферных бурь // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 37. № 4. С. 26–34. 1997.
- Шубин В.Н., Деминов М.Г. Глобальная динамическая модель критической частоты $F2$ слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 4. С. 461–473. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019040151>
- Alken P., Thébaud E., Beggan C. et al. International Reference Geomagnetic Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Bilitza D., 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/10.1002/2016SW001593>
- Cesaroni C., Spogli L., Aragon-Angel A., Fiocchi M., Dear V., De Franceschi G., and Tomanov V. Neural network based model for global total electron content forecasting // J. Space Weather Space Clim. V. 10. 11. 2020. <https://doi.org/10.1051/swsc/2020013>
- Galkin I., Fron A., Reinisch B. et al. Global monitoring of ionospheric weather by GIRO and GNSS data fusion // Atmosphere. V. 13. 371. 2022. <https://doi.org/10.3390/atmos13030371>
- Gulyaeva T. L., Bilitza D. Towards ISO Standard Earth Ionosphere and Plasmasphere Model // New Developments in the Standard Model. Ed. R. J. Larsen. N.Y.: NOVA Sci. Pub. P. 1–39. 2012.
- Gulyaeva T. L., Arikani F., Hernandez-Pajares M., Stanislawski I. GIM-TEC adaptive ionospheric weather assessment and forecast system // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 102. P. 329–340. 2013.
- Hierl P.M., Dotan I., Seeley J.V., Van Doren J.M., Morris R.A., Viggiano A.A. Rate constants for the reactions of O^+ with N_2 and O_2 as a function of temperature (300–1800 K) // J. Chem. Phys. V. 106. P. 3540–3544. 1997.
- Iluore K., Lu J. Long short-term memory and gated recurrent neural networks to predict the ionospheric vertical total electron content // Adv. Space Res. V. 70. № 3. P. 652–665. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.04.066>
- Lean J.L. One- to 10-day forecasts of ionospheric total electron content using a statistical model // Space Weather. V. 17. P. 313–338. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018SW002077>
- Liu L., Zou S., Yao Y., Wang Z. Forecasting global ionospheric TEC using deep learning approach // Space Weather. V. 18. № 11. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020SW002501>
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLM-SISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. V. 107. P. 1468–1483. 2002.
- Shubin V.N., Gulyaeva T.L. Global mapping of Total Electron Content from GNSS observations for updating IRI-Plas model // Adv. Space Res. V. 69. № 1. P. 168–175. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.09.032>

УДК 551.593

ЭЛЕКТРОННАЯ КИНЕТИКА МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА И МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В СОБЫТИЯХ GLE 23-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

© 2023 г. А. С. Кириллов¹ *, В. Б. Белаховский¹ **, Е. А. Маурчев¹,
Ю. В. Балабин¹, А. В. Германенко¹, Б. Б. Гвоздевский¹

¹Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты (Мурманская область), Россия

*e-mail: kirillov@pgia.ru

**e-mail: belakhov@mail.ru

Поступила в редакцию 27.04.2022 г.

После доработки 18.05.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

На основании моделей электронной кинетики триплетных и синглетных состояний молекулярного азота и синглетных состояний молекулярного кислорода для средней атмосферы Земли проведен расчет профилей интенсивностей полос первой и второй положительных систем N₂, полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда N₂, инфракрасных полос O₂ в случае высыпания в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов во время событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70 солнечного цикла 23. Расчеты показали, что практически на всем рассматриваемом интервале высот 20–80 км имеется значительный вклад процессов гашения некоторых электронно-возбужденных состояний N₂ и O₂ при молекулярных столкновениях. Кинетика синглетных состояний O₂ на высотах средней атмосферы во время высыпаний протонов рассмотрена как с учетом прямого возбуждения высокоэнергичными частицами, так и с учетом межмолекулярных процессов переноса электронного возбуждения.

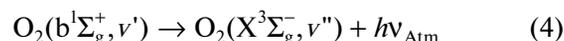
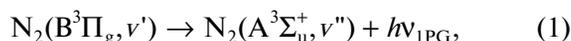
DOI: 10.31857/S0016794022060062, EDN: ADCFJJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из индикаторов состояния атмосферы Земли является ее свечение. Поскольку молекулярный азот и молекулярный кислород доминируют в составе атмосферы Земли, спектры свечения атмосферы содержат множество полос азота и кислорода. При взаимодействии высокоэнергичных высыпающихся частиц и вторичных электронов с атмосферными составляющими образуются электронно-возбужденные и колебательно-возбужденные молекулы. Данные молекулы не только излучают эмиссии различных диапазонов длин волн, но и могут участвовать в различных химических процессах. Скорости таких процессов возрастают из-за внутреннего возбуждения молекул и уменьшения активационных барьеров химических реакций [Русанов и Фридман, 1984]. Поэтому при исследовании химического состава и излучательного баланса атмосферы во время возмущений, связанных с дополнительным притоком энергии, необходим учет электронной и колебательной кинетики основных атмосферных составляющих N₂ и O₂.

В предыдущей работе [Кириллов и др., 2021] были проведены расчеты профилей интенсивно-

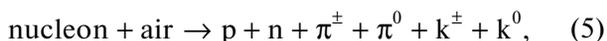
стей полос первой (1PG, 749 нм и 669 нм) и второй (2PG, 337 нм) положительных систем молекулярного азота, а также полос Инфракрасной Атмосферной (IRAtm, 1270 нм) и Атмосферной (Atm, 762 нм) систем молекулярного кислорода, обусловленных спонтанными излучательными переходами между электронно-возбужденными состояниями молекул N₂ и O₂,



на высотах 20–80 км средней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных протонов в атмосферу Земли во время события GLE69 (Ground level enhancement) от 20 января 2005 г., при котором произошло возрастание скорости счета нейтронных мониторов (НМ), возникшее вследствие увеличения числа протонов (в основном с энергией до 10 ГэВ) в потоке первичных космических лучей (КЛ). На основании моделей

электронной кинетики триплетных состояний ($A^3\Sigma_u^+$, $V^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $V^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$) молекулярного азота, а также состояний Герцберга ($c^1\Sigma_u^-$, $A^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$) и синглетных состояний ($a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$) молекулярного кислорода были проведены расчеты профилей интенсивностей полос указанных переходов (1–4) с учетом излучательных и столкновительных процессов в средней атмосфере Земли.

При вторжении в атмосферу Земли первичных КЛ протоны составляют около 85% от их общего количества, остальные частицы – это ядра гелия и элементов с $Z > 2$, а также электроны с позитронами. При прохождении через верхние, разреженные, слои атмосферы преобладающим процессом является ионизация, причем наиболее активными здесь являются частицы с энергией до 1 ГэВ. При достижении высоты 10–30 км над уровнем моря все более вероятными становятся неупругие соударения с ядрами атомов воздуха (в основном частицы с энергией более 1 ГэВ с азотом и кислородом) [Дорман, 1975; Широков и Юдин, 1980; Simpson, 1983]. В результате ядерных взаимодействий возникают каскады вторичных частиц различного сорта, условно эту реакцию можно выразить через формулу генерации частиц:



где p – протоны; n – нейтроны; π^\pm , π^0 – пионы; k^\pm , k^0 – каоны.

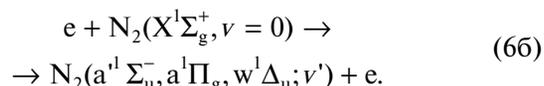
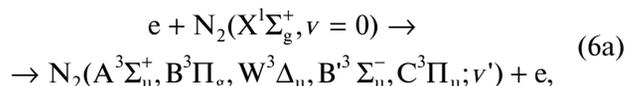
Взаимодействие элементарных частиц, образованных в процессе (5), с молекулами составляющих средней атмосферы Земли приводит к образованию потоков вторичных электронов. Как показывают исследования взаимодействия высокоэнергичных протонов с молекулами азота и кислорода [Porter et al., 1976], при протонных высыпаниях эффективно протекают процессы диссоциации молекул с образованием атомов азота и кислорода. Образовавшиеся атомы вступают в химические реакции с различными молекулами, приводя к значительным изменениям концентраций малых атмосферных составляющих. Кроме того, неупругие столкновения высокоэнергичных вторичных электронов приводят к ионизации молекул азота и кислорода. Последствием данных процессов диссоциации и ионизации молекул N_2 и O_2 является также образование нечетного азота (NO_x) и водорода (HO_x), которые способствуют уменьшению содержания озона в средней атмосфере [Turunen et al., 2009; Кривоуцкий и Репнев, 2009, 2012].

В настоящей работе рассмотрена кинетика как триплетных ($A^3\Sigma_u^+$, $V^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $V^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$), так и синглетных ($a^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$, $w^1\Delta_u$) состояний молекулярного азота, а также синглетных ($a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$) со-

стояний молекулярного кислорода на высотах средней атмосферы во время событий GLE65 (28 октября 2003 г.), GLE67 (02 ноября 2003 г.), GLE69 (20 января 2005 г.), GLE70 (13 декабря 2006 г.), при которых произошли возрастания скорости счета НМ, возникших вследствие увеличения числа протонов (в основном с энергией до 10 ГэВ) в потоке первичных КЛ.

2. ПРОЦЕССЫ ГАШЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА И МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

Кинетическая модель электронно-возбужденного триплетного и синглетного молекулярного азота для высот средней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ) и КЛ представлена в работах [Kirillov and Belakhovskiy, 2019; Кириллов и Белаховский, 2020а, б; Кириллов и др., 2021]. В настоящих расчетах при вторжении КЛ аналогично рассмотрены процессы возбуждения пяти триплетных и трех синглетных состояний N_2 вторичными электронами, образованных в процессах ионизации элементарными частицами, образованными в процессах (5):



При этом учтены следующие колебательные уровни пяти триплетных состояний: $A^3\Sigma_u^+$ ($v' = 0-29$), $V^3\Pi_g$ ($v' = 0-18$), $W^3\Delta_u$ ($v' = 0-21$), $V^3\Sigma_u^-$ ($v' = 0-15$), $C^3\Pi_u$ ($v' = 0-4$) и трех синглетных состояний: $a^1\Sigma_u^-$ ($v' = 0-17$), $a^1\Pi_g$ ($v' = 0-6$), $w^1\Delta_u$ ($v' = 0-13$). Таким образом, для состояний $A^3\Sigma_u^+$, $V^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $C^3\Pi_u$ учтено более 99% возбуждения в результате процессов (6а), а для состояния $V^3\Sigma_u^-$ – более 93% [Gilmore et al., 1992]. Для состояний $a^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$ и $w^1\Delta_u$ учтено более 99, 87 и 92% возбуждения (соответственно) в результате процессов (6б) [Gilmore et al., 1992]. На рисунке 1 представлена схема рассматриваемых колебательных уровней всех восьми электронно-возбужденных состояний N_2 .

Кроме спонтанных переходов (1) и (2) с излучением 1PG и 2PG полос, также было учтено излучение в полосах Ву–Бенеша (WB) (переход $W^3\Delta_u, v' \leftrightarrow V^3\Pi_g, v''$) и в полосах инфракрасного послесвечения (IRAG) (переход $V^3\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow V^3\Pi_g, v''$), а также спонтанные переходы $A^3\Sigma_u^+, v' \rightarrow$

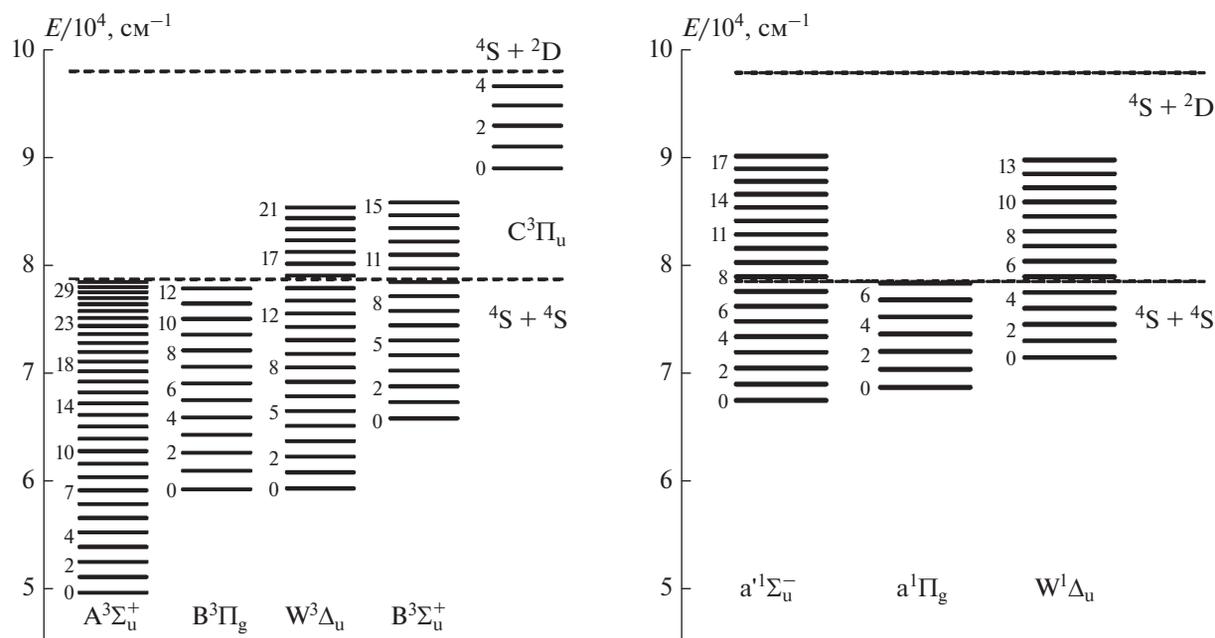
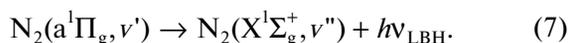


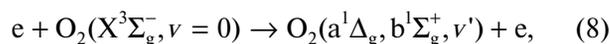
Рис. 1. Схема колебательных уровней восьми электронно-возбужденных состояний N_2 .

$\rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$ (полосы Вегарда–Каплана) (VK) [Gilmore et al., 1992]. Для синглетных состояний молекулярного азота учтено свечение системы полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда N_2 (ЛВН), которая является главной в дальнем ультрафиолетовом участке (120–200 нм) спектра свечения и происходит при спонтанных переходах с синглетного электронно-возбужденного состояния $a^1\Pi_g$ на основное состояние $X^1\Sigma_g^+$:

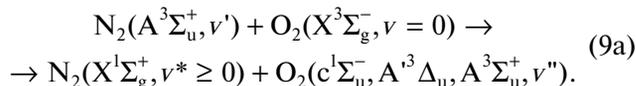


Кроме спонтанных переходов (7) с излучением ЛВН полос при рассмотрении кинетики синглетных состояний молекулы азота необходимо еще учесть излучение инфракрасных полос двух систем МакФарлана (переходы $w^1\Delta_u, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$ и $a^1\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$) [Gilmore et al., 1992], а также спонтанные переходы $a^1\Sigma_u^-, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$ (полосы Огавы–Танаки–Уилкинсона–Малликена) [Casassa and Golde, 1979].

Кинетическая модель электронно-возбужденного синглетного молекулярного кислорода для высот средней атмосферы Земли во время ВВЭ и GLE69 представлена в работах [Kirillov and Belakhovsky, 2021; Кириллов и др., 2021]. В настоящих расчетах интенсивностей полос молекулярного кислорода при высыпании КЛ аналогично рассмотрены процессы возбуждения двух синглетных состояний O_2 вторичными электронами:

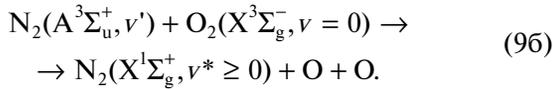


а также процесс переноса энергии электронного возбуждения метастабильного молекулярного азота при столкновении с молекулами O_2 и возбуждение состояний Герцберга $c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ у молекулярного кислорода



В дальнейшем в результате излучательных процессов и внутримолекулярных и межмолекулярных переносов энергии при неупругих молекулярных столкновениях энергия электронного возбуждения состояний Герцберга $c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ трансформируется в энергию возбуждения синглетных состояний $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ молекулярного кислорода. Расчет констант скоростей процесса (9a) был проведен в работе [Kirillov, 2008], а сравнение со всеми имеющимися в мировой научной литературе экспериментальными данными приведено в публикации [Kirillov and Belakhovsky, 2021]. Как показали теоретические расчеты, при исследовании роли межмолекулярных процессов переноса энергии электронного возбуждения (9a) в возбуждении молекул кислорода необходимо учитывать только нулевой колебательный уровень $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' = 0)$. Для неупругих столкновений молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' > 0)$ с O_2 доминирующим

каналом взаимодействий является процесс диссоциации молекулы O_2 и образование двух атомов кислорода [Kirillov, 2008; Kirillov and Belakhovsky, 2021]



В работах [Kirillov and Belakhovsky, 2019; Кириллов и Белаховский, 2020а, б; Кириллов и др., 2021] было показано влияние роста плотности в средней атмосфере на рассчитанные колебательные населенности состояний $B^3\Pi_g$ и $a^1\Pi_g$. Поэтому $B^3\Pi_g$ и $a^1\Pi_g$ состояния (аналогично $W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^+$, $a^1\Sigma_u^+$, $w^1\Delta_u$) могут вносить вклад в возбуждение синглетных состояний $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ молекулярного кислорода аналогично $A^3\Sigma_u^+$ состоянию при неупругих молекулярных столкновениях в средней атмосфере. Расчет констант гашения для столкновений $N_2(B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^3\Sigma_u^+) + O_2$, $N_2(a^1\Sigma_u^+, a^1\Pi_g, w^1\Delta_u) + O_2$ был проведен в работе [Kirillov, 2011]. В тех расчетах не было получено хорошего согласия с имеющимися экспериментальными данными [Piper, 1987, 1992; Marinelli et al., 1989; Khachatryan et al., 2003; Umemoto, 2003; Umemoto et al., 2003] для столкновений $N_2(B^3\Pi_g, v = 0-12) + O_2$, $N_2(a^1\Sigma_u^+, v = 0) + O_2$, $N_2(a^1\Pi_g, v = 0.1) + O_2$. Однако, как было показано в работе [Kirillov, 2011], одними из основных продуктов данных взаимодействий являются диссоциация молекулы кислорода и процессы образования электронно-возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+)$. Кроме того, экспериментальные данные по константам гашения для состояний $W^3\Delta_u$ и $B^3\Sigma_u^+$ отсутствуют. Поэтому новые экспериментальные и теоретические исследования особенностей переноса электронного возбуждения при неупругих молекулярных столкновениях необходимы для дальнейших расчетов колебательных населенностей электронно-возбужденных состояний N_2 и O_2 в средней атмосфере Земли.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА И МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

В настоящей работе рассмотрены события GLE 23-го солнечного цикла (1997–2009 гг.), которым сопутствовало увеличение скорости образования пар ионов на высотах от 0 до 80 км. Для расчетов прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли используется пакет для разработки программ GEANT4 [Agostinelli et al., 2003], при помо-

щи которого создаются соответствующие модели. В Полярном геофизическом институте был разработан программный пакет RUSCOSMICS, как более современный инструмент для замены PLANETOCOSMICS [Маурчев и др., 2015, 2019; Маурчев и Балабин, 2016]. Описание методики получения данных спектров первичных КЛ, используемых в моделировании, приводится в работе [Vashenyuk et al., 2011].

Событие GLE65 произошло 28 октября 2003 г., когда активность Солнца еще была близка к максимуму. GLE65 произошло от вспышки 4B/X17.2 с координатами S16E08. В 11:02 UT отмечено начало радиовсплеска II типа, указывающего на появление в магнитосфере Солнца энергичных частиц. Амплитуда возрастания на некоторых южно-полярных станциях у НМ превышала 40% от уровня галактического фона. Однако наиболее раннее начало возрастания отмечено в 11:14 UT на ст. Норильск.

Событие GLE67 произошло 2 ноября 2003 г. от вспышки 2B/X8.3 с координатами S18W59. В 17:14 UT наблюдалось начало радиовсплеска II типа. Максимальная амплитуда возрастания на некоторых южно-полярных станциях у НМ достигала 15–18% от уровня галактического фона. Наиболее раннее начало возрастания отмечено в 17:29 UT на ст. Мак-Мердо в Антарктиде.

Событие GLE69 произошло 20 января 2005 г. от вспышки 2B/X7.1 с координатами N14W61. Вспышка сопровождалась радиовсплесками II и IV типов. Начало радиоизлучения II типа (вероятный момент генерации релятивистских КЛ) зафиксировано в 06:44 UT. Событие GLE69 на начальной фазе характеризовалось очень большой амплитудой возрастания (более 4000%) и сильной анизотропией “север–юг” в релятивистском потоке КЛ. На начальной фазе спектр солнечных космических лучей соответствовал быстрой компоненте.

Событие GLE 70, последнее событие 23-го цикла солнечной активности, произошло 13 декабря 2006 г. в 02:40 UT. Активная область с координатами S06W24 вызвала солнечную вспышку класса 2B/X3.4. Вспышка сопровождалась радиовсплесками типа II, IV и выбросом корональной массы типа “гало”. По данным НМ продолжительность события составила около 5 ч. Несмотря на то, что событие GLE70 происходило на спаде цикла, это было достаточно мощное событие (третье по интенсивности в 23-м цикле). Наибольший рост интенсивности космических лучей наблюдался на ст. Оулу (92%).

Следует отметить, что большинство GLE (и все в 23-м цикле) имеют следующую структуру. На начальной фазе события (фаза роста и достижения максимума, 1–1.5 ч) спектр КЛ соответствует быстрой компоненте. Поток частиц дости-

гает атмосферы в полярных и средних широтах, а в отдельных событиях – и на экваторе, несмотря на то, что жесткость геомагнитного обрезания там ~15 ГВ. Вторая фаза события (фаза спада) имеет мягкий спектр КЛ, простирающийся не далее 2–3 ГВ в самых крупных событиях. В связи с геомагнитным обрезанием медленная компонента может достигнуть атмосферы только в полярных и приполярных областях. Линия геомагнитного обрезания в 1 ГВ по территории России примерно соответствует широте 62 градуса на западе России и широте 66 градусов на востоке.

Воспользуемся в настоящей работе высотными профилями скоростей ионизации и потоков вторичных электронов для высот 20–80 км для медленной компоненты солнечных КЛ. Для быстрой компоненты солнечных КЛ, имеющей жесткий энергетический спектр с верхним пределом ~10 ГэВ, характерно почти пропорциональное увеличение числа образования пар ионов относительно галактических КЛ, с лишь небольшим смещением максимума профиля по высоте (максимальное увеличение потока на высоте 10–15 км на два порядка). Для медленной компоненты ситуация иная. Медленная компонента имеет мягкий энергетический спектр, зато плотность потока частиц превосходит галактический уровень на 4–5 порядков. Большое количество не испытывающих ядерные взаимодействия первичных частиц с низкой энергией вызывает пропорциональный рост ионизации со смещением максимума вверх (увеличение потока на четыре порядка со смещением максимума на высоту 20–25 км).

При расчете объемных интенсивностей свечения полос первой, второй положительных систем и Лаймана–Бирджа–Хопфилда молекулярного азота воспользуемся решением систем уравнений [Kirillov and Belakhovsky, 2019; Кириллов и Белаховский, 2020а, б; Кириллов и др., 2021] для получения концентраций электронно-возбужденных молекул $N_2(B^3\Pi_g, v')$, $N_2(C^3\Pi_u, v')$ и $N_2(a^1\Pi_g, v')$:

$$\begin{aligned}
 & Q^B q_{0v'}^{XB} + \sum_{Y,v''} A_{v''v'}^{YB} N_{v''}^Y + \sum_{v''} A_{v''v'}^{CB} N_{v''}^C + \\
 & + \sum_{Y,v''} k^{*YB}_{v''v'} N_{v''}^Y ([N_2] + [O_2]) + \sum_{Y,v''} k^{**YB}_{v''v'} N_{v''}^Y [N_2] + \\
 & + \sum_{v''} k^{**BB}_{v''v'} N_{v''}^B [N_2] + \sum_{v''} k^{**CB}_{v''v'} N_{v''}^C [N_2] = \quad (10) \\
 & = \left\{ \sum_{Y,v''} A_{v''v'}^{BY} + \sum_{Y,v''} k^{*BY}_{v''v'} ([N_2] + [O_2]) + \right. \\
 & \left. + \sum_{Y,v''} k^{**BY}_{v''v'} [N_2] + \sum_{v''} k^{**BB}_{v''v'} [N_2] + k^{**B}_{v''} [O_2] \right\} N_{v'}^B,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & Q^C q_{0v'}^{XC} + \sum_{v''>v'} k^{**CC}_{v''v'} N_{v''}^C [N_2] = \\
 & = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{CB} + \sum_{Y,v''} k^{**CY}_{v''v'} [N_2] + \right. \quad (11) \\
 & \left. + \sum_{v''} k^{**CB}_{v''v'} [N_2] + \sum_{v''<v'} k^{**CC}_{v''v'} [N_2] + k^{**C}_{v''} [O_2] \right\} N_{v'}^C,
 \end{aligned}$$

где Y обозначают состояния $A^3\Sigma_u^+$, $W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^-$; Q^B , Q^C – скорости возбуждения $B^3\Pi_g$, $C^3\Pi_u$ состояний соответственно; $q_{0v'}^{XB}$ и $q_{0v'}^{XC}$ – факторы Франка–Кондона для переходов $X^1\Sigma_g^+$, $v = 0 \rightarrow B^3\Pi_g$, v' и $X^1\Sigma_g^+$, $v = 0 \rightarrow C^3\Pi_u$, v' [Gilmore et al., 1992]; A – коэффициенты Эйнштейна для всех упомянутых ранее спонтанных переходов; k^* и k^{**} подразумевают константы скоростей внутримолекулярных и межмолекулярных процессов переноса энергии, соответственно;

$$\begin{aligned}
 & Q^a q_{0v'}^{Xa} + \sum_{Y,v''} A_{v''v'}^{Ya} N_{v''}^Y + \sum_{Y,v''} k^{*Ya}_{v''v'} N_{v''}^Y ([N_2] + [O_2]) + \\
 & + \sum_{Y,v''} k^{**Ya}_{v''v'} N_{v''}^Y [N_2] + \sum_{v''} k^{**aa}_{v''v'} N_{v''}^a [N_2] = \quad (12) \\
 & = \left\{ \sum_{Y,v''} A_{v''v'}^{aY} + \sum_{Y,v''} k^{*aY}_{v''v'} ([N_2] + [O_2]) + \right. \\
 & \left. + \sum_{Y,v''} k^{**aY}_{v''v'} [N_2] + \sum_{v''} k^{**aa}_{v''v'} [N_2] + k^{**a}_{v''} [O_2] \right\} N_{v'}^a,
 \end{aligned}$$

где Y и Z обозначают $a^1\Sigma_u^-$, $w^1\Delta_u$; Q^Y , Q^a – скорости возбуждения Y , $a^1\Pi_g$ состояний, соответственно; A – коэффициента Эйнштейна для всех упомянутых спонтанных переходов; k^* и k^{**} подразумевают константы скоростей внутримолекулярных и межмолекулярных процессов переноса энергии соответственно. Кроме того, при расчете концентраций $N_2(C^3\Pi_u, v')$ учтем гашение данного состояния [Kirillov, 2019], поскольку на нижних высотах рассматриваемого диапазона столкновительные времена жизни состояния $C^3\Pi_u$ становятся порядка излучательных времен или меньше.

При расчете объемных интенсивностей полос Инфракрасной Атмосферной и Атмосферной систем молекулярного кислорода воспользуемся решением систем уравнений [Kirillov and Belakhovsky, 2021; Кириллов и др., 2021] для получения концентраций электронно-возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g, v')$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+, v')$:

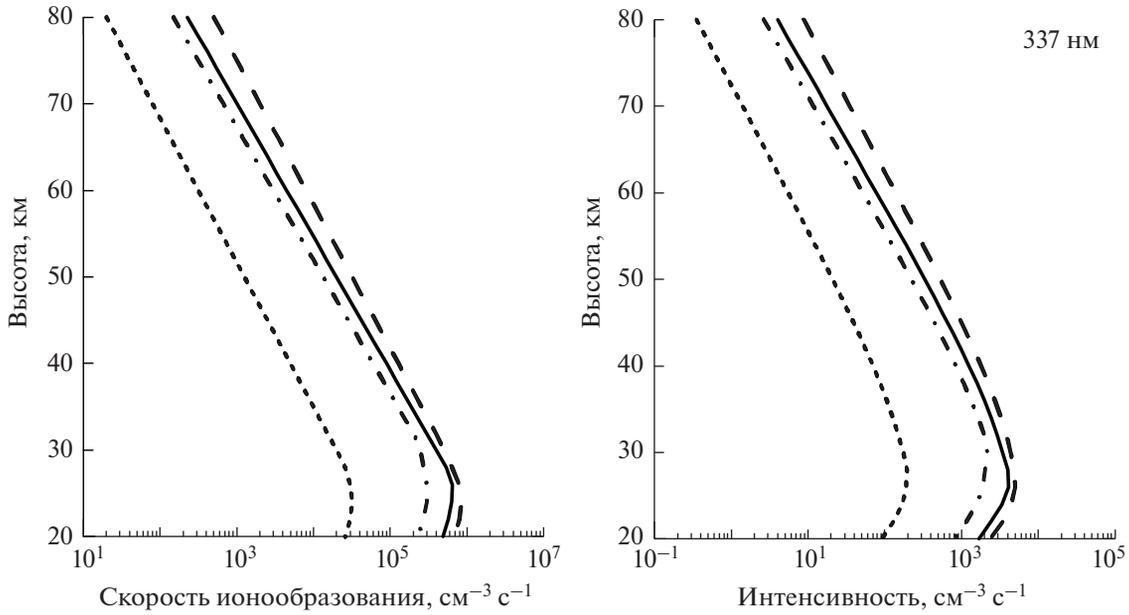


Рис. 2. Профили рассчитанных скоростей ионообразования и скоростей объемной интенсивности полосы 337 нм молекулярного азота: GLE65 (короткие штрихи), GLE67 (штрихпунктирные линии), GLE69 (длинные штрихи), GLE70 (сплошные линии).

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_{v'}^a}{\partial t} = & Q^a q_{0v'}^{Xa} + \sum_{Y=b,c,A';v''} A_{v''v'}^{Ya} N_{v''}^{A'} + \\
 & + \sum_{Y=b,c,A';A;v''} k^{*Ya} N_{v''}^Y ([N_2] + [O_2]) + \\
 & + \sum_{Y=a,b,c,A';A;v''} k^{**Ya} N_{v''}^Y [O_2] - \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{aX} + \right. \\
 & \left. + \sum_{v''} k^{*aX} ([N_2] + [O_2]) + \sum_{v''} k^{**aX} [O_2] \right\} N_{v'}^a, \\
 & Q^b q_{0v'}^{Xb} + \sum_{Y=c,A';A;v''} k^{*Yb} N_{v''}^Y ([N_2] + [O_2]) + \\
 & + \sum_{Y=b,c,A';A;v''} k^{**Yb} N_{v''}^Y [O_2] = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{bX} + \sum_{v''} A_{v''v'}^{ba} + \right. \\
 & \left. + \sum_{Y=X,a;v''} k^{*bY} ([N_2] + [O_2]) + \sum_{Y=a,b;v''} k^{**bY} [O_2] \right\} N_{v'}^b,
 \end{aligned} \tag{13}$$

где Q^a и Q^b скорости возбуждения $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ состояний соответственно; $q_{0v'}^{Xa}$ и $q_{0v'}^{Xb}$ – факторы Франка–Кондона для переходов $X^3\Sigma_g^-, v = 0 \rightarrow a^1\Delta_g, v'$ и $X^3\Sigma_g^-, v = 0 \rightarrow b^1\Sigma_g^+, v'$ [Krupenie, 1972]; A – коэффициенты Эйнштейна для Инфракрасной Атмосферной, Ноксона ($b^1\Sigma_g^+ \rightarrow a^1\Delta_g$) и Атмосферной систем полос [Шефов и др., 2006], для полос Чемберлена ($A^3\Delta_u \rightarrow a^1\Delta_g$) [Bates, 1989]; k^* и k^{**} подразумевают константы скоростей внутримолекулярных и межмолекулярных процессов переноса энергии с участием электронно-воз-

бужденной молекулы кислорода соответственно. При этом основной вклад в гашение $O_2(a^1\Delta_g, v' > 0)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' > 0)$ вносят межмолекулярные процессы переноса энергии [Кириллов, 2012]

$$\begin{aligned}
 O_2(a^1\Delta_g, v') + O_2(X^3\Sigma_g^-, v = 0) \rightarrow \\
 \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v^* \geq 0) + O_2(a^1\Delta_g, v'' = 0, 1),
 \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}
 O_2(b^1\Sigma_g^+, v') + O_2(X^3\Sigma_g^-, v = 0) \rightarrow \\
 \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v^* \geq 0) + O_2(a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+; v'' = 0, 1),
 \end{aligned} \tag{16}$$

а для $O_2(a^1\Delta_g, v' = 0)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 0)$ основными механизмами гашения являются

$$\begin{aligned}
 O_2(a^1\Delta_g, v' = 0) + O_2(X^3\Sigma_g^-, v = 0) \rightarrow \\
 \rightarrow \text{продукты взаимодействия}
 \end{aligned} \tag{17}$$

с $k_{17} = 1.7 \times 10^{-18} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ согласно [Burkholder et al., 2015],

$$\begin{aligned}
 O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 0) + N_2(X^1\Sigma_g^+, v = 0) \rightarrow \\
 \rightarrow O_2(a^1\Delta_g, v'' = 2) + N_2(X^1\Sigma_g^+, v = 1),
 \end{aligned} \tag{18}$$

с $k_{18} = 2 \times 10^{-15} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ согласно [Dunlea et al., 2005; Kirillov, 2013; Burkholder et al., 2015].

На рисунке 2 показаны профили рассчитанных скоростей ионообразования и скоростей объемной интенсивности полосы 337 нм второй положительной системы N_2 , связанной со спонтанными излучательными переходами (2) с $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$, для всех четырех рассмотренных случаев GLE. Как видно из рис. 2, профили объемной

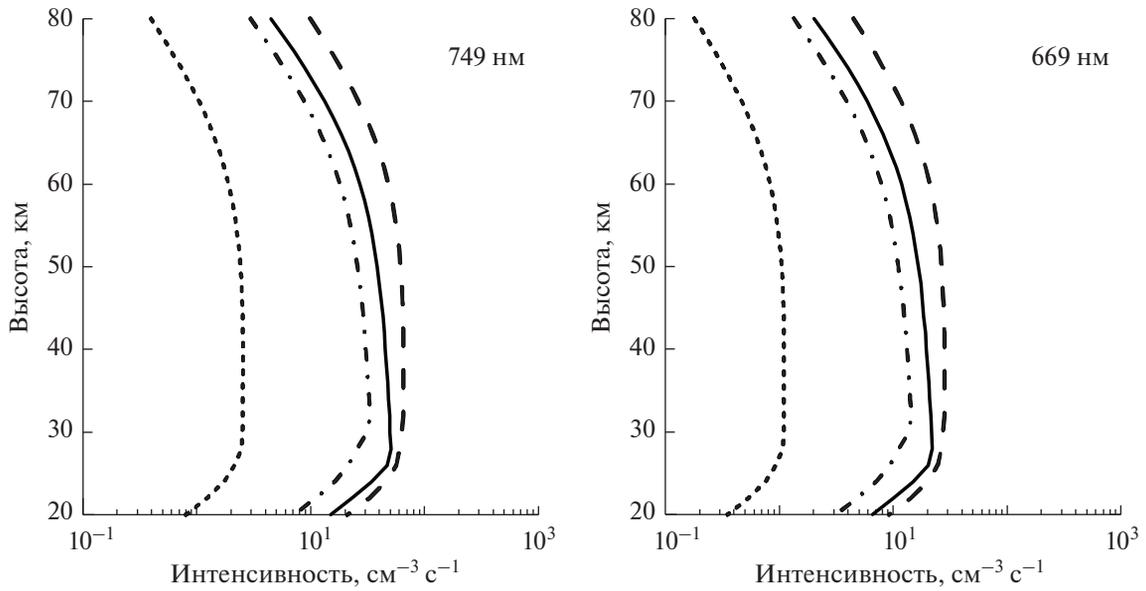


Рис. 3. Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности полос 749 и 669 нм молекулярного азота: обозначения как на рис. 2.

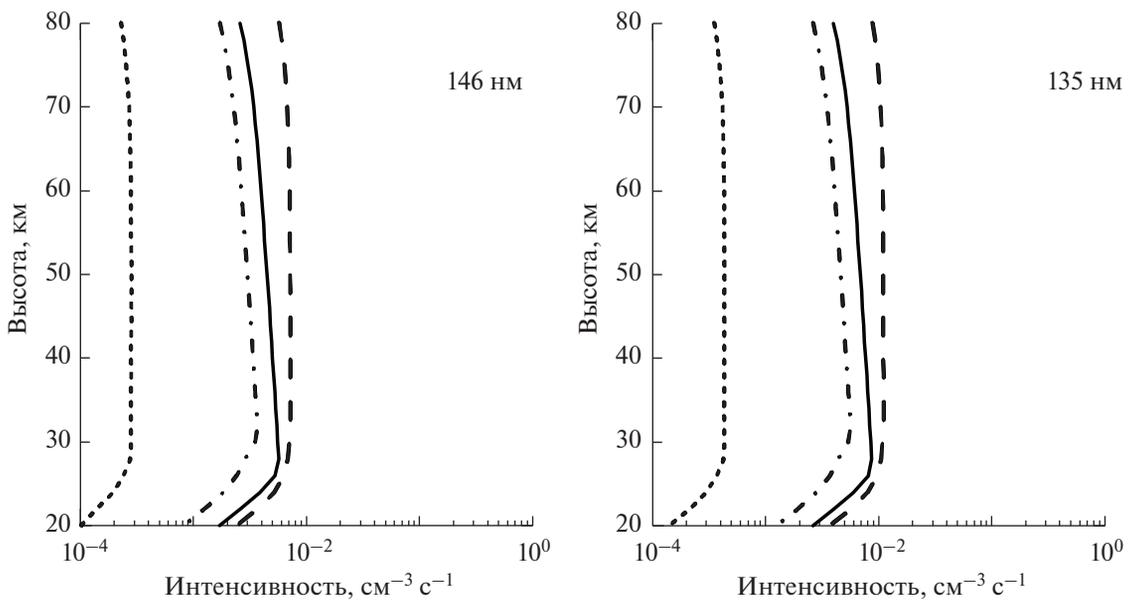


Рис. 4. Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности полос 146 и 135 нм молекулярного азота: обозначения как на рис. 2.

интенсивности полосы 337 нм во многом повторяют профили скорости ионообразования. Лишь на нижних высотах рассмотренного интервала высот начинается сказываться гашение состояния C^3P_u [Kirillov, 2019]. Рассчитанные интенсивности ультрафиолетовой полосы 337 нм варьируются от $I_{337} \sim 350$ Рл для GLE65 до $I_{337} \sim 8.9$ кРл для GLE69 (1 Рэлей = 10^6 фотон/см² с).

Аналогично, на рис. 3 показаны профили рассчитанных скоростей объемных интенсивностей полос 749 и 669 нм первой положительной системы, обусловленных спонтанными излучательными переходами (1) с $v' = 4 \rightarrow v'' = 2$ и $v' = 5 \rightarrow v'' = 2$ соответственно. Как видно из рис. 3, процессы гашения состояния B^3P_g достаточно эффективны на высотах средней атмосферы Зем-

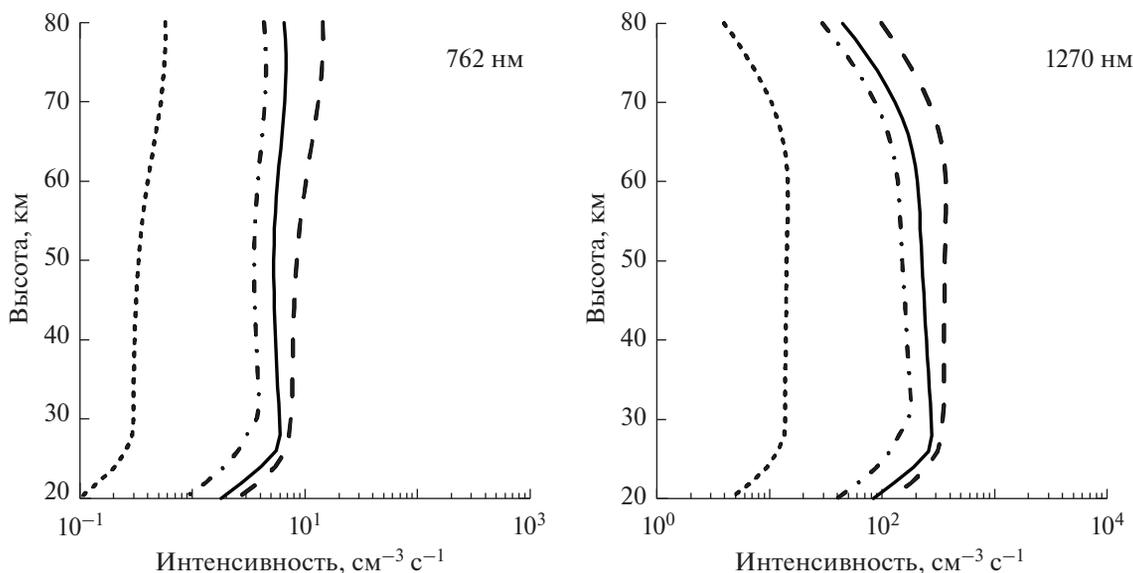


Рис. 5. Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности полос 762 и 1270 нм молекулярного кислорода: обозначения как на рис. 2.

ли. Поэтому рассчитанные интегральные интенсивности полос 749 и 669 нм варьируются $I_{749} \sim 11-290$ Рл и $I_{669} \sim 5-130$ Рл.

На рисунке 4 приведены профили рассчитанных скоростей объемных интенсивностей ультрафиолетовых полос 146 и 135 нм Лаймана–Бирджа–Хопфилда, обусловленных спонтанными излучательными переходами (7) с $v' = 1 \rightarrow v'' = 1$ и $v' = 3 \rightarrow v'' = 0$ соответственно. Как видно из рис. 4, для состояния $a^1\Pi_g$ очень эффективны процессы гашения на высотах средней атмосферы Земли. Поэтому рассчитанные интегральные интенсивности полос 146 и 135 нм варьируются $I_{146} \sim 1.6 \times 10^{-3}-4.1 \times 10^{-2}$ Рл и $I_{135} \sim 2.5 \times 10^{-3}-6.3 \times 10^{-2}$ Рл.

На рисунке 5 приведены профили рассчитанных скоростей объемных интенсивностей полос

762 и 1270 нм молекулярного кислорода, связанных со спонтанными излучательными переходами (5) и (4) с $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$ соответственно. При этом для полосы 1270 нм представлены результаты расчетов для времени $t = 30$ мин после начала высыпания высокоэнергичных протонов. В работе [Кириллов и др., 2021] было показано, что из-за большого излучательного времени жизни состояния $a^1\Delta_g$ (больше часа) и очень малых значений констант скоростей гашения при столкновениях для высот выше ~ 40 км наблюдается рост концентраций $O_2(a^1\Delta_g, v = 0)$ на протяжении десятков минут высыпания КЛ. Рассчитанная в работе [Кириллов и др., 2021] интегральная интенсивность полосы Инфракрасной Атмосферной системы I_{1270} варьируется от ~ 1 кРл при $t = 1$ мин до ~ 2 кРл при $t = 30$ мин. Что касается полосы 762 нм, то из профиля ее светимости видно, что на всем рассмотренном интервале высот эффективно гашение $O_2(b^1\Sigma_g^+, v = 0)$. Поэтому рассчитанная интегральная интенсивность данной полосы варьируется от $I_{762} \sim 2.3$ Рл для GLE65 до $I_{762} \sim 58$ Рл для GLE69.

В таблице 1 представлены рассчитанные интенсивности всех рассмотренных полос молекулярного азота и молекулярного кислорода во время событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании моделей электронной кинетики триплетных и синглетных состояний молекулярного азота и синглетных состояний молекулярно-

Таблица 1. Рассчитанные интегральные интенсивности полос молекулярного азота и молекулярного кислорода во время событий GLE65, GLE67, GLE69, GLE70

Эмиссии	GLE65	GLE67	GLE69	GLE70
337 нм	350*	3900	8900	6700
749 нм	11	120	290	190
669 нм	5.0	53	83	130
146 нм	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-2}	4.1×10^{-2}	2.6×10^{-2}
135 нм	2.5×10^{-3}	2.5×10^{-2}	6.3×10^{-2}	3.9×10^{-2}
762 нм	2.3	22	58	35
1270 нм	73	760	1900	1200

Примечание. * – в Рэлеях.

го кислорода для средней атмосферы Земли, представленных в публикациях [Кириллов и Белаховский, 2020а, б; Кириллов и др., 2021; Kirillov and Belakhovsky, 2019, 2021], проведен расчет профилей интенсивностей полос первой и второй положительных систем N_2 , полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда N_2 , Инфракрасной Атмосферной и Атмосферной систем O_2 в случае высыпания в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов во время событий GLE65 (28 октября 2003 г.), GLE67 (02 ноября 2003 г.), GLE69 (20 января 2005 г.), GLE70 (13 декабря 2006 г.) 23-го солнечного цикла (1997–2009 гг.). Для рассмотренных GLE 23-го солнечного цикла поток частиц достигает атмосферы в полярных и средних широтах, а в отдельных событиях – и на экваторе. При этом в связи с геомагнитным обрезанием медленная компонента КЛ может достигнуть атмосферы только в полярных и приполярных областях.

Расчеты показали, что практически на всем рассматриваемом интервале высот 20–80 км имеется значительный вклад процессов гашения состояний V^3P_g и a^1P_g (N_2) при молекулярных столкновениях. Кроме того, кинетика синглетных состояний O_2 на высотах средней атмосферы во время высыпания протонов рассмотрены как с учетом прямого возбуждения высокоэнергичными частицами, так и с учетом межмолекулярных процессов переноса электронного возбуждения. Показано, что процессы гашения состояния $b^1\Sigma_g^+$ во время неупругих молекулярных столкновений приводят к значительному понижению интенсивностей полос Атмосферной системы на высотах средней атмосферы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-77-10018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука. 462 с. 1975.
- Кириллов А.С. Расчет констант скоростей взаимодействия синглетного и триплетного колебательно-возбужденного молекулярного кислорода // Квантовая электроника. Т. 42. № 7. С. 653–658. 2012.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б. Свечение полос молекулярного азота в атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 60. № 1. С. 93–98. 2020а.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б. Свечение полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда N_2 в атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 60. № 6. С. 796–802. 2020б.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Свечение молекулярного азота и молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных протонов // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 61. № 6. С. 769–776. 2021.
- Кривоулицкий А.А., Реннев А.И. Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС. 382 с. 2009.
- Кривоулицкий А.А., Реннев А.И. Воздействие космических энергичных частиц на атмосферу Земли // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 52. № 6. С. 723–754. 2012.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Новая численная модель для исследования космических лучей в атмосфере Земли // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 79. № 5. С. 711–713. 2015.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. Модельный комплекс для исследования космических лучей RUSCOSMICS // Солнечно-земная физика. Т. 2. № 4. С. 3–8. 2016.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. / Программный комплекс RUSCOSMICS как инструмент для оценки скорости ионизации вещества атмосферы Земли протонами космических лучей // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 83. № 5. С. 712–716. 2019.
- Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 415 с, 1984.
- Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 740 с. 2006.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Уч. пос. М.: Наука. 729 с. 1980.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Geant4 – a simulation toolkit // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. V. 506. Sect. A. P. 250–303. 2003.
- Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // Planet. Space Sci. V. 37. № 7. P. 881–887. 1989.
- Burkholder J.B., Sander S.P., Abbatt J., Barker J.R., Huie R.E., Kolb C.E., Kurylo M.J., Orkin V.L., Wilmouth D.M., Wine P.H. Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies, Evaluation No.18, Jet Propulsion Laboratory Publication 15–10, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena. 1392 p. 2015.
- Casassa M.P., Golde M.P. Vacuum UV emission by electronically-excited N_2 : The radiative lifetime of the $N_2(a^3\Sigma_u^-)$ state // Chem. Phys. Lett. V. 60. № 2. P. 281–285. 1979.
- Dunlea E.J., Talukdar R.K., Ravishankara A.R. Kinetic studies of the reactions of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ with several atmospheric molecules // J. Phys. Chem. A. V.109. № 17. P. 3912–3920. 2005.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. V. 21. № 5. P. 1005–1107. 1992.
- Khachatryan A., Wouters E.R., Gudipati M.S., Ginter M.L., Copeland R.A. Temperature dependent collisional energy transfer of $N_2(a^1\Pi_g)$ and $a^1\Sigma_u^-, v = 0$ and 1) // EOS Trans. AGU. V. 48. № 46. P. F1149–F1150. 2003.
- Kirillov A.S. The study of intermolecular energy transfers in electronic energy quenching for molecular collisions

- N_2-N_2 , N_2-O_2 , O_2-O_2 // *Ann. Geophysicae*. V. 26. № 5. P. 1149–1157. 2008.
- *Kirillov A.S.* Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N_2 and O_2 molecules // *J. Quan. Spec. Rad. Tran.* V. 112. № 13. P. 2164–2174. 2011.
- *Kirillov A.S.* The calculations of quenching rate coefficients of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ in collisions with O_2 , N_2 , CO , CO_2 molecules // *Chem. Phys.* V. 410. P. 103–108. 2013.
- *Kirillov A.S.* Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of $N_2(C^3\Pi_u, v = 0-4)$ by collisions with N_2 molecules // *Chem. Phys. Lett.* V. 715. P. 263–267. 2019.
- *Kirillov A.S., Belakhovsky V.B.* The kinetics of N_2 triplet electronic states in the upper and middle atmosphere during relativistic electron precipitations // *Geophys. Res. Lett.* V. 46. № 13. P. 7734–7743. 2019.
- *Kirillov A.S., Belakhovsky V.B.* The kinetics of O_2 singlet electronic states in the upper and middle atmosphere during energetic electron precipitation // *J. Geophys. Res. – Atmosphere*. V. 126. № 5. e2020JD033177. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020JD033177>
- *Krupenie P.H.* The spectrum of molecular oxygen // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. V.1. № 2. P. 423–534. 1972.
- *Marinelli W.J., Kessler W.J., Green B.D., Blumberg W.A.M.* Quenching of $N_2(a^1\Pi_g, v' = 0)$ by N_2 , O_2 , CO , CO_2 , CH_4 , H_2 , and Ar // *J. Chem. Phys.* V. 90. № 4. P. 2167–2173. 1989.
- *Piper L.G.* Quenching rate coefficients for $N_2(a^1\Sigma_u^-)$ // *J. Chem. Phys.* V. 87. № 3. P. 1625–1629. 1987.
- *Piper L.G.* Energy transfer studies on $N_2(X^1\Sigma_g^+, v)$ and $N_2(B^3\Pi_g)$ // *J. Chem. Phys.* V. 97. № 1. P. 270–275. 1992.
- *Porter H.S., Jackman C.H., Green A.E.S.* Efficiencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air // *J. Chem. Phys.* V. 65. № 1. P. 154–167. 1976.
- *Simpson J.A.* Introduction to the galactic cosmic radiation / Composition and origin of cosmic rays. Ed. Shapiro M.M. NATO ASI Series (Series C: Mathematical and Physical Sciences). V. 107. P. 1–24. Dordrecht: Springer. 1983.
- *Turunen E., Verronen P.T., Seppälä A., Rodger C.J., Clilverd M.A., Tamminen J., Enell C.-F., Ulich T.* Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 71. № 10–11. P. 1176–1189. 2009.
- *Umemoto H.* Selective production and kinetic analysis of thermally equilibrated $N_2(B^3\Pi_g, v = 0)$ and $N_2(W^3\Delta_u, v = 0)$ // *Phys. Chem. Chem. Phys.* V. 5. № 24. P. 5392–5398. 2003.
- *Umemoto H., Oku M., Iwai T.* Collisional intersystem crossing of $N_2(a^1\Sigma_u^-)$ to produce triplet-state molecular nitrogen // *J. Chem. Phys.* V.118. № 22. P. 10006–10011. 2003.
- *Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B.* Features of relativistic solar proton spectra derived from ground level enhancement events (GLE) modeling // *Astrophys. Space Sci. Trans.* V. 7. № 4. P. 459–463. 2011.

УДК 523.9-335.7+520.86

НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 10.06.2021 г. НА РАДИОМЕТРЕ ВОДЯНОГО ПАРА ИПА РАН

© 2023 г. Г. Н. Ильин¹, *, В. Ю. Быков¹, Н. Г. Петерова², **, Н. А. Топчило³, ***

¹Институт прикладной астрономии РАН (ИПА РАН),
Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН (СПбФ САО РАН),
Санкт-Петербург, Россия

³Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ),
Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: igen@iaaras.ru

**e-mail: peterova@yandex.ru

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

Поступила в редакцию 11.06.2022 г.

После доработки 23.08.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Приведены результаты наблюдений солнечного затмения 10.06.2021 г., выполненных в обсерватории “Светлое” (60.53° N, 29.78° E, Ленинградская обл.) впервые совместно с помощью радиометра водяного пара и радиотелескопов РТ-13 и РТ-32. Затменные кривые, полученные на рабочих частотах радиометра 20.7 и 31.4 ГГц, сопоставлены с изменением площади открытой части Солнца и показали их хорошее согласие (совпадение с точностью до 2% в период отсутствия облаков). В предположении о равномерном распределении радиояркости по диску Солнца выполнена оценка его яркостной температуры, составившая на этих частотах 9060 ± 380 и 8050 ± 300 К соответственно. Сделан вывод, что и в эпоху глубокого минимума солнечной активности яркость солнечного диска в микроволновом диапазоне остается неизменной (не зависимой от номера цикла).

DOI: 10.31857/S0016794022600569, EDN: ACWPDD

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные затмения, несмотря на длительную историю наблюдений, продолжают оставаться одним из важных инструментов исследования физики Солнца. В радиодиапазоне они позволяют решать главную проблему – недостаток углового разрешения. Практически затмение представляет собой аналог обычных наблюдений на радиотелескопе, но с очень узкой ножевой диаграммой направленности. Кроме того, у затменных наблюдений есть очень существенное преимущество – более слабая зависимость разрешения от длины волны ($\sim \lambda^{-1/2}$), что важно при наблюдении на длинных волнах. Наиболее полно реализовать эти преимущества позволяют наблюдения затмений на крупных инструментах (с диаметром зеркала более 10 м), с помощью которых удается выделить на Солнце отдельный объект и таким образом ограничить вклад спокойного Солнца, который в данной задаче является помехой. Этот метод можно считать наилучшим вариантом “квазиулевого” способа регистрации сигнала для ис-

следования структуры слабых деталей источника излучения.

Впервые крупный полноповоротный радиотелескоп был применен для наблюдений солнечного затмения 1966 г. [Апушкинский и Нагнибеда, 1972; Гельфрейх и др., 1972], послуживших началом развития особого “затменного” метода исследований радиоизлучения Солнца. К подобным телескопам относится и сеть радиотелескопов “Квazar-КВО” ИПА РАН [Финкельштейн и др., 2005], в составе которой работают 4 географически удаленные радиоастрономические обсерватории (РАО) – “Светлое”, “Зеленчукская”, “Бадары” и “Уссурийская АО” (<https://iaaras.ru/quasar/>). Наблюдения Солнца на крупных телескопах РСДБ комплекса “Квazar-КВО” ведутся в режиме, когда входящие в ее состав инструменты РТ-32 и РТ-13 используются как одиночные зеркала и применяются в основном для наблюдений солнечных затмений. Исследования Солнца были начаты в 1999 г., и затмение 10.06.2021 г. – это восьмой случай. Именно с помощью радиотелескопа с диаметром зеркала 32 м (РТ-32) впервые

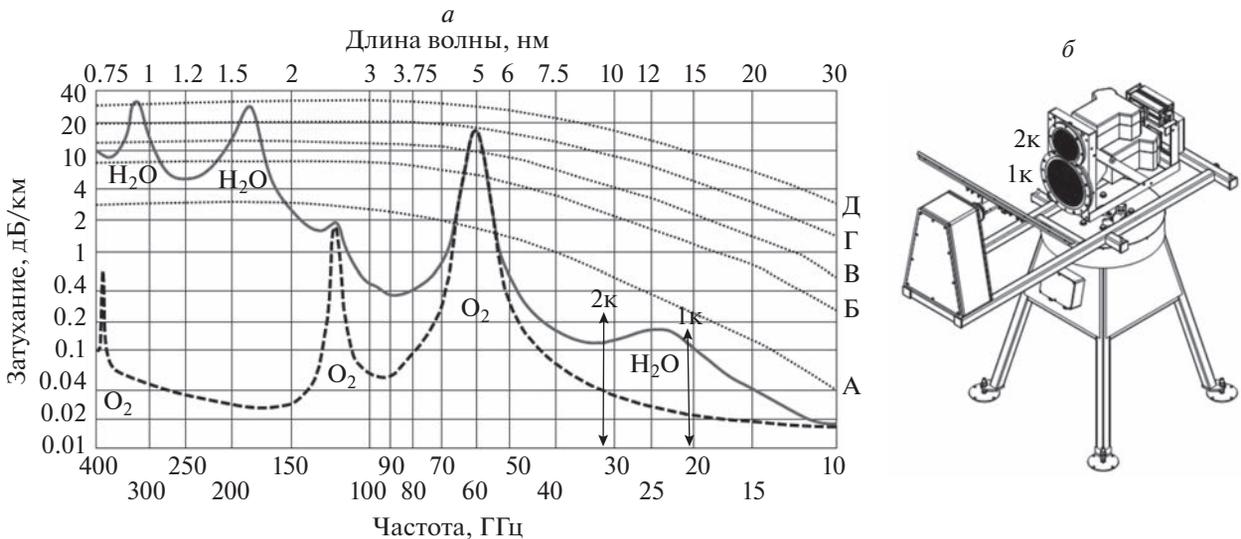


Рис. 1. (а) – величина поглощения сигнала в земной атмосфере в миллиметровом диапазоне волн. Сплошная кривая – затухание для стандартной модели атмосферы (учтены главные газовые составляющие – H₂O и O₂). Штриховая кривая – затухание в “сухой атмосфере” (без паров воды). Пунктирные кривые А–Д – поглощение в жидкой фазе воды (в дожде): А – 0.25 мм/ч (слабый дождь), Б – 12.5 мм/ч (умеренный дождь), В – 25 мм/ч (сильный дождь), Г – 50 мм/ч (ливень), Д – 100 мм/ч (тропический ливень). Двойными стрелками (1к, 2к) отмечены положения рабочих частот РВП. (б) – схема расположения блоков СВЧ-приемников РВП с коническими РЛА. 1к – канал А (20.7 ГГц), 2к – канал Б (31.4 ГГц).

было достигнуто максимальное эффективное угловое разрешение затменных наблюдений $\sim(1-3)''$ на микроволнах [Финкельштейн и др., 2012].

ИПА РАН имеет также два малых инструмента, принимавших участие в наблюдении затмений. Это 1.5-метровый радиотелескоп РТ-2 в “Уссурийская АО” и радиометр водяного пара (РВП) [Arsaev et al., 2017], впервые принявший участие в наблюдениях затмения 10.06.2021 г. Малые инструменты, для которых Солнце является почти точечным источником, обладают своими специфическими преимуществами: не требуется заранее выбирать конкретные источники и при обработке не нужен учет реальной формы диаграммы направленности антенны (ДН). В ИПА РАН главной задачей РВП является измерение параметров земной атмосферы для определения тропосферной задержки радиосигнала в интересах фундаментального координатно-временного обеспечения, а также позиционирования по сигналам ГНСС.

Основной целью нашей работы являлась демонстрация возможностей и перспектив нестандартного использования сверхмалых радиотелескопов типа РВП, а именно, для наблюдений Солнца. Как показано в нашей статье, использование РВП в наблюдениях Солнца на примере затмения 10.06.2021 г., в диапазоне линии водяного пара (1.35 см) на частотах 20.7 и 31.4 ГГц, наряду с получением обычной затменной кривой и измерением средней яркостной температуры Солнца, позволяет также поставить задачу исследования

влияния изменчивости поглощения в земной атмосфере на точность измерения как яркостной температуры Солнца, усредненной по всему диску, так и яркости отдельных деталей на нем.

2. ПРОЗРАЧНОСТЬ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ И РАДИОМЕТР ВОДЯНОГО ПАРА

Для основной части радиодиапазона, используемого в солнечных наблюдениях (сантиметровые – дециметровые волны), поглощение в атмосфере не велико. Но на коротковолновом краю (миллиметровые и субмиллиметровые волны) поглощение в атмосфере, а для малых антенн и ее излучение, оказывается решающим фактором (рис. 1а).

Основной вклад в поглощение вносят молекулы кислорода (O₂), паров воды (H₂O) и вода в жидкой фазе (дождь), концентрации которых в атмосфере Земли, как и вызываемое ими поглощение радиосигналов, переменны во времени, непредсказуемы и должны измеряться непосредственно во время наблюдения. Характерное время измерения для исследования Солнца во время затмения определяется полной длительностью затмения (до 3 ч).

Оценка параметров атмосферы в обсерваториях РСДБ комплекса “Квазар-КВО” проводится в режиме реального времени с помощью РВП – в настоящее время одним из высокоточных средств измерения радиояркостной температуры

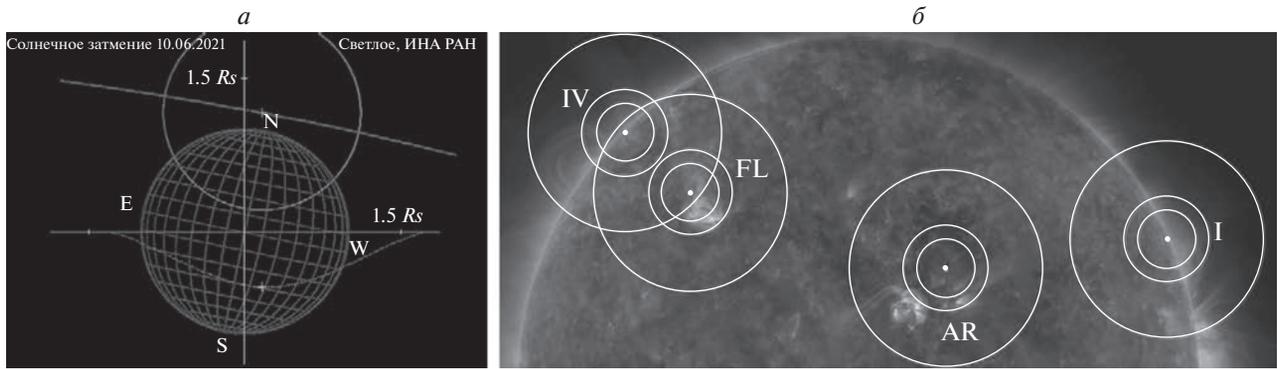


Рис. 2. (а) – расчетная траектория движения центра диска Луны (сплошная линия сверху) для наблюдения солнечного затмения в РАО “Светлое” и кривая покрытия площадей (пунктирная линия внизу). Крестиками отмечены положения центра Луны в момент максимальной фазы затмения. (б) – положение и размеры (ширина по уровню 0.5) диаграмм направленности радиотелескопов РТ-32 и РТ-13 при наблюдении затмения 10.06.2021 г. Фоновое изображение – снимок Солнца в линии 171 Å (SDO/AIA) на момент максимальной фазы затмения.

излучения земной атмосферы [Серов и др., 2015]: диапазон измерений антенной температуры – от 6 до 313 К, чувствительность при усреднении по 1 с – 0.1 К. Наблюдения ведутся на двух частотах – 20.7 ± 0.25 ГГц (канал А) и 31.4 ± 0.5 ГГц (канал Б), расположенных с разных сторон от линии водяного пара (рис. 1а). РВП имеет азимутальную монтировку опорно-поворотного устройства, прием сигналов ведется с помощью двух независимых конических рупорно-линзовых антенн (РЛА) (см. рис. 1б). Радиометры типа РВП имеют возможность наведения антенной системы в заданную точку небесной полусферы и автоматического сопровождения источника радиоизлучения.

По результатам измерений на РВП яркостной температуры излучения атмосферы рассчитываются текущие значения оптической толщины атмосферы и интегрального коэффициента поглощения радиосигнала. Последнее используется для коррекции измеренной антенной температуры излучения космических источников за поглощение в атмосфере Земли.

Чувствительность РВП позволяет уверенно регистрировать излучение Солнца. Антенная температура Солнца в каналах РВП, как показывают измерения, лежит в пределах 50–70 К, в зависимости от величины поглощения радиосигнала в атмосфере. В период затмения 10.06.2021 г. в РАО “Светлое” антенная температура спокойного Солнца, скорректированная за поглощение в земной атмосфере, на частотах 20.7 и 31.4 ГГц, находилась на уровне 58.7 ± 2.5 К и 67.1 ± 2.5 К.

3. ОБСТОЯТЕЛЬСТВА И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ЗАТМЕНИЯ 10.06.2021 г.

Астрономические обстоятельства затмения 10.06.2021 г. были следующими: центральная по-

лоса затмения проходила значительно севернее европейской территории России (покрывалось Северное полушарие Солнца), в результате чего РАО “Зеленчукская” и “Уссурийская АО” оказались вне полосы затмения. Но для РАО “Светлое” (60.53° N, 29.78° E, Ленинградская обл.) и “Бадары” обстоятельства были неплохими – частная фаза затмения составила – 27% (см. рис. 2а) и 43% соответственно. В обеих обсерваториях были использованы крупные радиотелескопы РТ-13 и РТ-32, штатная аппаратура которых была специально отрегулирована для наблюдений Солнца. Для затмения 10.06.2021 г., учитывая слабую активность Солнца, был выбран режим, позволяющий выделять излучение деталей, для которых величина спектральной плотности потока составляла ~0.1% от полного потока Солнца, на фоне которого они наблюдались.

Методика наблюдений состояла в слежении радиотелескопом за избранным местом на диске Солнца во время его покрытия/открытия диском Луны. В программу наблюдений были включены 4 объекта – участок слабой активной области (AR), слабого флоккульного поля (FL) и точек I и IV контактов (см. рис. 2б).

Антенная система РВП обс. “Светлое” была наведена на центр диска Солнца и осуществляла непрерывное слежение за ним. Поскольку в обс. “Бадары” РВП находился в штатном положении – антенна направлена в зенит, то наблюдения обс. “Бадары” здесь рассматриваться не будут. Параметры радиотелескопов, использованных в обс. “Светлое” для наблюдения затмения, приведены в табл. 1.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

В результате наблюдений были получены затменные кривые на радиотелескопах РТ-13, РТ-32 и

Таблица 1. Параметры приемной аппаратуры и антенн радиотелескопов в РАО “Светлое”

телескоп	РТ-13 и РТ-32			РВП-4		
	диапазон частот, ГГц	длина волны, см	ширина ДН, угл. мин	приемные каналы	диапазон частот, ГГц	ширина ДН РЛА, град.
РТ-32	S: 2.15–2.5	13	14.6	А	20.7 ± 0.25	по азимуту: 6.0 ± 0.10 по высоте: 6.3 ± 0.08
	X: 8.18–9.08	3.5	3.94			
РТ-13	S: 2.2–2.4	13	34			
	X: 8.0–8.5	3.6	9			
	Ка (Ка2): 28–28.5	1.06	2.7	Б	31.4 ± 0.5	по азимуту: 5.45 ± 0.13 по высоте: 5.43 ± 0.05
Ка (Ка3): 33.5–34.0	0.89	2.3				

РВП (см. рис. 3). Анализ спутниковых наблюдений GOES SXR показывает, что вспышечная активность Солнца в день затмения была небольшой (полный поток от Солнца в мягком рентгене в канале 1–8 Å не превышал 10^{-6} Вт м⁻²), и непосредственно в период затмения (9–12) UT полный поток еще уменьшился до $<2 \times 10^{-7}$ Вт м⁻². Поэтому при анализе кривой затмения активность Солнца можно не учитывать.

В целом, ход затменной кривой на РВП на частотах 20.7 и 31.4 ГГц хорошо аппроксимируется кривой покрытия площадей – величиной незакрытой площади Солнца в оптике (см. рис. 3, жирная черная кривая). Наличие на затменной кривой РВП значительных флуктуаций сигнала, составлявших в районе I и IV контактов величину ~30%, не позволяет исследовать неоднородности в распределении радиоизлучения по диску Солнца, в особенности на его краю, но не препятствует измерению средней яркостной температуры диска Солнца.

Происхождение наблюдаемых флуктуаций обусловлено влиянием атмосферы – в отдельные моменты времени на диск Солнца закрывали легкие облака. Приведенные на рис. 3 наблюдения на радиотелескопе РТ-13 на близких к РВП частотах показывают отсутствие сильных изменений в пределах их ДН, что подтверждает не солнечный характер регистрируемых РВП флуктуаций. При этом прослеживается определенная коррелированность РВП-флуктуаций с мелкими дефектами на записях РТ-13 (например, это наиболее заметно с 9:50 до 10:00, см. рис. 3), что позволяет интерпретировать их как результат влияния переменной облачности. Благодаря тому, что РВП позволяет измерять оптическую толщину атмосферы, его данные могут использоваться для анализа наблюдений на инструментах с более узкой диаграммой направленности (РТ-13 и РТ-32), где влияние облачности (амплитудные помехи) неот-

лично от физических изменений или неоднородности радиояркости Солнца. В зависимости от структурированности облачности, амплитуда помехи при наблюдении на крупных инструментах может быть на порядки меньше, чем на РВП (рис. 3), т.е. в задаче коррекции атмосферных помех большой точности от измерений на РВП не требуется.

5. ДИСКУССИЯ

Во время солнечного затмения 10.06.2021 г. в obs. “Светлое” на РВП на частотах 20.7 и 31.4 ГГц были зарегистрированы стандартные затменные кривые (изменение полного радиопотока от Солнца в ходе затмения). По своему характеру они хорошо совпадают с расчетной кривой покрытия площадей (площади открытой части Солнца, см. рис. 3), которую можно рассматривать как нижнюю, без учета влияния атмосферы, границу для кривых, полученных при наблюдении. Особенно хорошо расчетная кривая и наблюдаемые кривые совпадают в период времени (11:30–11:50) UT, когда их различие составляет менее 2%. Такое совпадение, несмотря на довольно высокий уровень помех, позволяет на частотах 20.7 и 31.4 ГГц моделировать Солнце равномерно светящимся диском и определить среднюю величину его яркостной температуры $T_B(f)$ (f – частота наблюдения) по известной формуле:

$$T_B = T_A \Omega_{\text{ант}} / \Omega_{\text{ист}}$$

где T_B и T_A – яркостная и антенная температура источника (Солнца); $\Omega_{\text{ант}}$ – телесный угол диаграммы направленности антенны (использовались характеристики РВП из таблицы); $\Omega_{\text{ист}}$ – телесный угол источника (диска Солнца). Расчеты показали: $T_B(20.7) = 9060 \pm 380$ К, $T_B(31.4) = 8050 \pm 300$ К.

Полученные значения согласуются с нижней оценкой яркостной температуры по литератур-

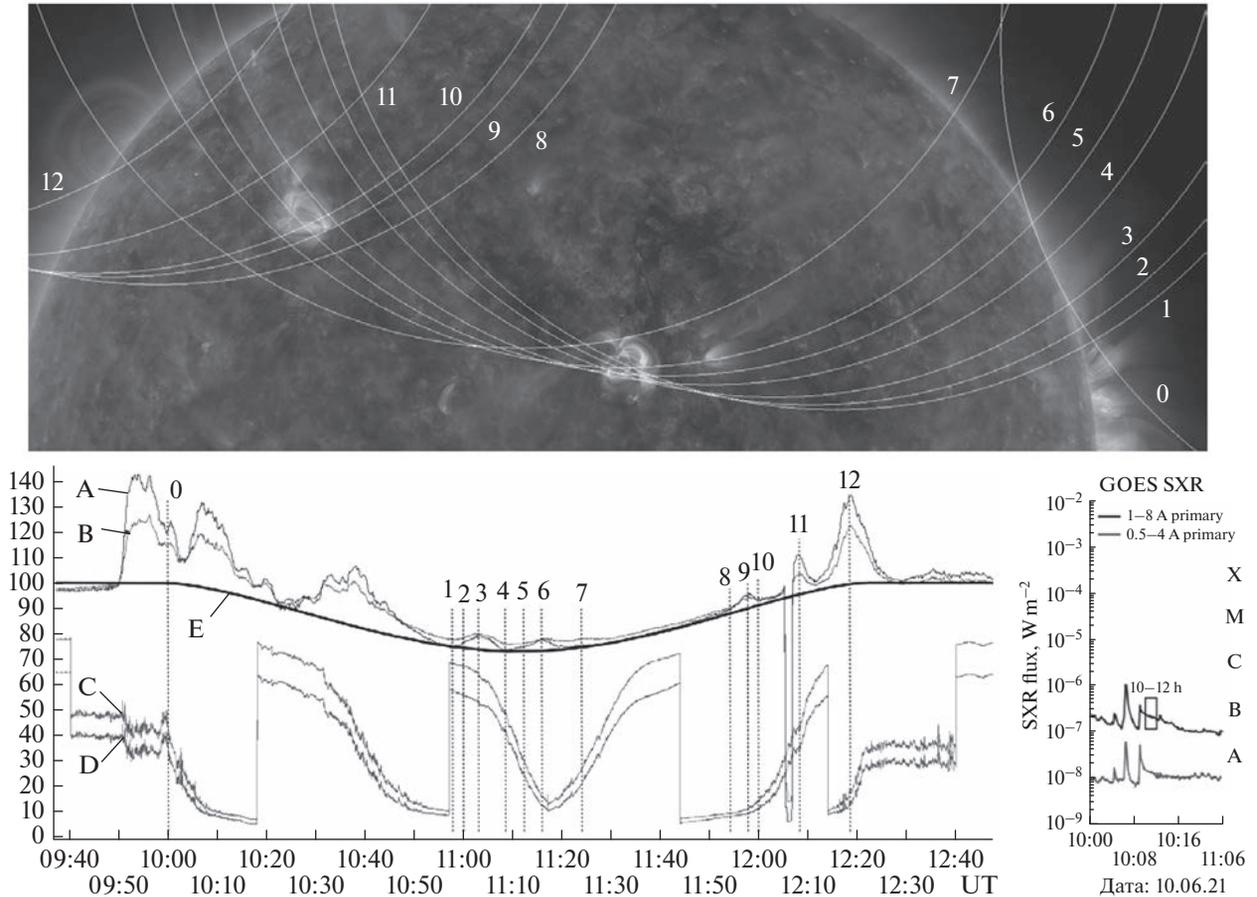


Рис. 3. Затменные кривые, полученные на РВП на частотах 20.7 ГГц (А) и 31.4 ГГц (В) и на радиотелескопе РТ-13 на частоте (28–28.5) ГГц (С и D – правая и левая поляризации). Кривые совмещены по времени и сопоставлены с данными GOES (правый график, данные сайта www.SolarMonitor.org). Е – кривая покрытия площадей представлена в одном масштабе с кривыми А и В. Числами (0–12) на затменных кривых отмечены характерные моменты времени. Для этих моментов на верхнем снимке (SDO/AIA, линия 171 Å) показаны положения лимбов Луны.

ным данным [Нагнибеда и Пиотрович, 1987; Лукичева, 2005] (см. рис. 4а).

Следует отметить, что, полученные нами оценки несколько завышены, поскольку при их вычислении в качестве размера диска Солнца использовался видимый радиус Солнца в оптическом диапазоне на день затмения ($R_{\text{rad}} = R_{\text{opt}} = 15.75$ угл. мин). В действительности по наблюдениям на крупных радиотелескопах распределение радиояркости по диску Солнца существенно неравномерное, с пространственными флуктуациями в рассматриваемом диапазоне длин волн до ± 500 К. При измерении в масштабе всего диска эти флуктуации усредняются, и в этом смысле можно употреблять термин **средняя яркостная температура**. Также на Солнце есть области, где яркостные температуры систематически существенно отличаются от средних значений – это прилиम्бовая зона (так называемое уярчение к краю) и залимбовая зона (хромосфера и корона). В целом, обе эти зоны имеют малые размеры и их вклад в инте-

гральный поток измеряется с большой неопределенностью, что вызывает ошибки при расчете средней T_B диска Солнца. Статистика наблюдений и модельные расчеты показывают [Nagnibeda et al., 2021, Fig. 6], что для волн РВП $R_{\text{rad}} > R_{\text{opt}}$ не более чем на $15''$ (а скорее заметно меньше), и учет этого уменьшает яркостные температуры менее чем на 3% (270 и 240 К на частотах 20.7 и 31.4 ГГц соответственно).

В отличие от наших оценок (на частотах 20.7 и 31.4 ГГц – $T_B(20.7) = 9060 \pm 380$ К, $T_B(31.4) = 8050 \pm 300$ К) в последнее время появляются наблюдения, показывающие существенно более высокие значения яркостной температуры: 9950 ± 334 К на 22.235 ГГц, 10351 ± 370 К на 26.235 ГГц и 9217 ± 375 К на 30.000 ГГц [Lei et al., 2021], близкие к верхней границе разброса данных на рис. 4а. Наблюдаемый разброс может быть частично связан с вспышечной активностью Солнца и фазой солнечного цикла. Как видно по наблюдениям на более длинных волнах, величина

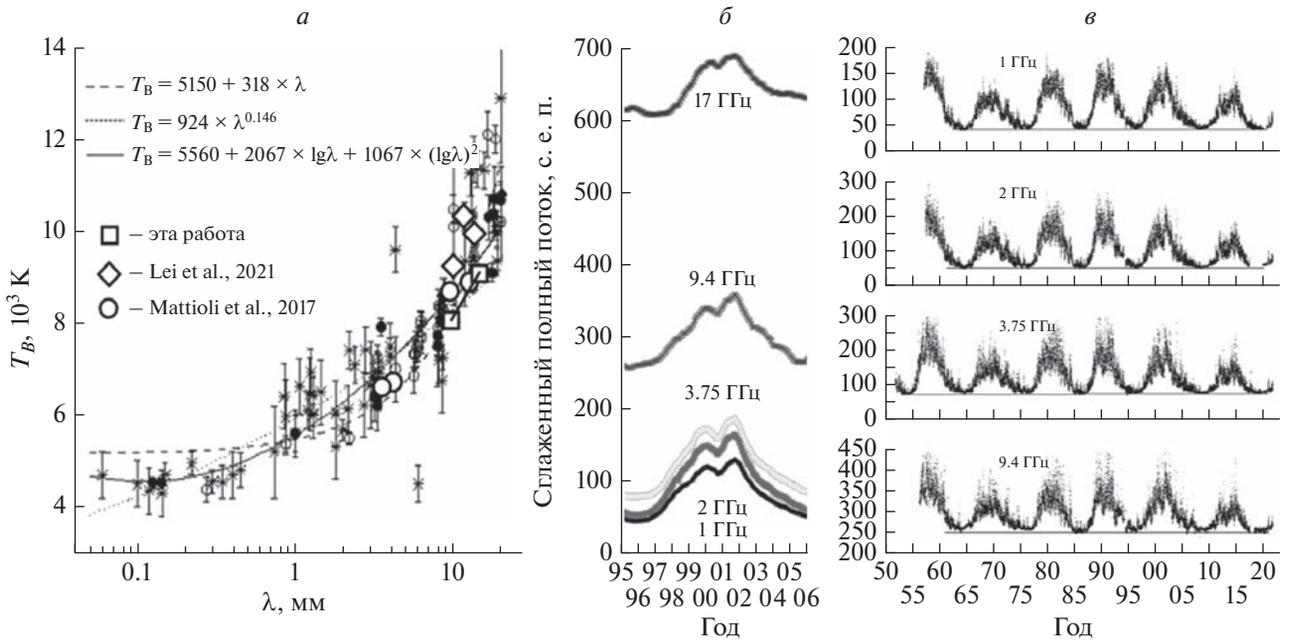


Рис. 4. (а) — измеренные значения яркостной температуры спокойного Солнца в миллиметровом диапазоне и их аппроксимации [Лукичева, 2005]. Соединенными квадратами на графике отмечены наши результаты, полученные на РВП в 2021 г., ромбиками и кружками — результаты, полученные на малых антеннах в последние годы [Lei et al., 2021; Mattioli et al., 2017]. (б) — результаты измерений полного потока Солнца на радиополяриметрах обс. Nobeyama (<https://solar.nro.nao.ac.jp/nopr/>) в 23-м солнечном цикле на 1–17 ГГц. (в) — результаты измерений полного потока Солнца в диапазоне 1–9.4 ГГц в обсерваториях Тоуокава и Nobeyama с 50-х гг. прошлого века по текущее время (6 солнечных циклов). На каждой частоте горизонтальной линией проведен минимальный фоновый уровень.

полного потока представляет собой чрезвычайно сильно флуктуирующий сигнал (см. рис. 4в, где представлены все данные непрерывных наблюдений на радиополяриметрах обсерваторий Тоуокава и Nobeyama в течение 6 солнечных циклов (с начала 50-х гг. по настоящее время) на 4 частотах в диапазоне 1.0–9.4 ГГц). Даже при месячном усреднении графики потоков [Shibasaki et al., 2011, Fig. 16] остаются сильно зашумленными. Величина отдельных выбросов в максимумах циклов доходит до ± 25 с.е.п. на всех частотах. При этом, что важно, **величина полного потока в минимумах** солнечных циклов для частот в диапазоне 1.0–9.4 ГГц **практически не зависит от номера цикла** (см. рис. 4в). Для более высоких частот регулярные данные аналогичного качества, к сожалению, отсутствуют.

Для оценки величины влияния активности Солнца на регистрируемый полный поток рассмотрим временную динамику его спектра на примере сглаженных за год данных для 23-го цикла (рис. 4б), выбранного как среднего по характеристикам представителя из имеющихся 6 циклов. Из рисунка видно, что приращение потока (F) от минимума к максимуму солнечного цикла ($F_{\max} - F_{\min}$) на всех волнах примерно одинаково, что соответствует модели переменного, оптически тонкого источника (корона и часть верхней хромосферы),

расположенного над источником постоянной интенсивности.

Тогда относительное приращение полного потока (и соответственно яркостной температуры) по формуле $Ampl = (F_{\max} - F_{\min}) / F_{\min}$ для 23-го цикла дает: $Ampl(1 \text{ ГГц}) = 225\%$, $Ampl(2 \text{ ГГц}) = 185\%$, $Ampl(3.75 \text{ ГГц}) = 135\%$, $Ampl(9.4 \text{ ГГц}) = 45\%$, $Ampl(17 \text{ ГГц}) = 10\%$. Экстраполяция этих значений на рабочие частоты РВП дает оценки $Ampl(20.7 \text{ ГГц}) = 5\%$, $Ampl(31.4 \text{ ГГц}) = 0.7\%$ или в яркостных температурах 450 и 60 К соответственно. Это значительно меньше разброса измерений на соответствующих частотах, приведенных на рис. 4а (~ 1000 К).

Более того, имеющиеся наблюдательные данные в миллиметровом диапазоне длин волн часто противоречивы и не показывают явного доминирующего влияния активности Солнца на измеренную среднюю яркостную температуру Солнца. Например, из последних наблюдений, результаты [Mattioli et al., 2017] (см. рис. 4а) близки к средним значениям, при том, что наблюдения были выполнены в мае–октябре 2015 г., когда Солнце находилось в середине спада активности (среднее количество солнечных пятен — 64–76). Тогда как наблюдения [Lei et al., 2021] дают большие значения яркостной температуры, хотя наблюдения проводились в минимуме солнечной

активности (в июне 2020 г., среднее число пятен — 5.8). Наши же наблюдения, выполненные в начале роста активности Солнца (июнь 2021 г., среднее число пятен — 25.0), дают минимальные значения. Причины этого пока не ясны, возможно, имеются дефекты в использованных методиках измерений. У использованного нами метода (затмение) имеется определенное преимущество, состоящее в том, что в процессе самого измерения излучение источника (Солнца) изменяется известным предсказуемым образом, что позволяет отделить эту часть излучения, от посторонних излучений, одновременно регистрируемых прибором.

То, что наши измерения яркостной температуры находятся у нижней границы наблюдательных данных (см. рис. 4а), также может служить косвенным свидетельством правильности наших результатов, поскольку, хотя измерения производились не строго в минимуме солнечного цикла, но растущий уровень активности по данным радиополяриметра Nobeyama был еще мал: минимальный поток на 17 ГГц был в июле 2019 г. $F_{\min} = 601$ с.е.п., а 9.06.2021 г. $F = 623$ с.е.п., т.е. превышение потока на день затмения составило ~4%, и экстраполяция его на 20.7 ГГц дает возможное превышение из-за активности Солнца ~2% или ~200 К. На 31.4 ГГц поправки на активность значительно меньше. Поэтому полученные в день затмения 10.06.2021 г. результаты могут рассматриваться как полученные в период минимума соответствующего солнечного цикла.

Опыт наблюдений солнечных затмений также свидетельствует, что влияние погодных условий на качество получаемых результатов изучено еще недостаточно. Так, при наблюдении затмения 1962 г. в Мали при совершенно безоблачном небе в момент полной фазы вокруг Солнца образовалось полупрозрачное облачко, из-за которого не удалось провести наблюдения в оптическом диапазоне, а на микроволнах они оказались среднего качества [Петерова и др., 1963]. Другой пример, затмение 1976 г., при наблюдении которого в Архызе в условиях густого тумана, была получена затменная кривая (волна 4.0 см) — одна из лучших (по соотношению сигнал/шум) в истории наблюдений затмений на микроволнах [Boldyrev et al., 1978]. Этот опыт диктует целесообразность продолжения исследований влияния поглощения в атмосфере на наблюдения Солнца, в том числе и с использованием наблюдений на РВП, который может служить одновременно и как прибор контроля за состоянием атмосферы (возможно с функцией независимого калибратора), и как самостоятельный наблюдательный инструмент. Ближайшая возможность таких наблюдений представится в октябре 2022 г.

6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. По результатам наблюдения солнечного затмения на РВП получены высокоточные значения яркостной температуры излучения диска Солнца на частотах 20.7 и 31.4 ГГц — $T_b(20.7) = 9060 \pm 380$ К, $T_b(31.4) = 8050 \pm 300$ К соответственно.

2. Сделан вывод, что в диапазоне частот (20.7–31.4) ГГц, как и в диапазоне 1–17 ГГц, величина яркостной температуры Солнца в период прошедшего глубокого минимума 11-летнего цикла солнечной активности осталась неизменной (не зависящей от номера солнечного цикла). Поэтому говорить о радикальных изменениях радиоизлучения Солнца на этапе 25-го цикла преждевременно.

3. Показана целесообразность использования наблюдений на РВП как отдельно, так и в сочетании с параллельными наблюдениями на крупных радиотелескопах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы статьи заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Апушкинский Г.П., Нагнибеда В.Г. Структура локальных источников группы пятен № 57 по результатам наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г. / Радиоастрономические наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г. Ред. Гельфрейх Г.Б., Лившиц М.А. М.: Наука. С. 33–38. 1972.
- Гельфрейх Г.Б., Дравских А.Ф., Старшинов А.А., Лившиц М.А. Структура источников радиоизлучения, связанных с биполярными группами солнечных пятен / Радиоастрономические наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г. Ред. Гельфрейх Г.Б., Лившиц М.А. М.: Наука. С. 38–41. 1972.
- Лукичева М.А. Структура и динамика солнечной хромосферы на основе наблюдений в миллиметровом диапазоне. Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук. СПб.: изд-во ЛГУ. 19 с. 2005.
- Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В. Радиоизлучение Солнца в миллиметровом диапазоне волн // Тр. Астр. Обс. ЛГУ. Т. 41. С. 5–80. 1987.
- Петерова Н.Г., Молчанов А.П., Нагнибеда В.Г. Наблюдение кольцеобразного солнечного затмения 31 июля 1962 г. на волне 4.5 см // Бюллетень Солнечные Данные. М.: Академия наук СССР. № 8. С. 68–71. 1963.
- Серов Е., Кошелев М., Вилков И., Одиноцова Т., Паршин В., Третьяков М. Исследование спектра поглощения микроволн атмосферным водяным паром для задач ди-

- станционного зондирования окружающей среды // ИКИ РАН. Шестая международная Школа-семинар: “Спутниковые методы и системы исследования Земли”. 02.03–06.03.2015, г. Таруса. http://d33.infospace.ru/d33_conf/tarusa2015/19.pdf
- Финкельштейн А.М., Ипатов А.В., Кайдановский М.Н., Кольцов Н.Е., Коркин Э.И., Малкин Э.М., Рахимов И.А., Сальников А.И., Смоленцев С.Г. Радиоинтерферометрическая сеть “Квазар-КВО” – базовая система фундаментального координатно-временного обеспечения // Тр. ИПА РАН. Вып. 13. С. 104–138. 2005.
- Финкельштейн А.М., Рахимов И.А., Дьяков А.А., Коржавин А.Н., Топчило Н.А., Свешиников М.Л., Петерова Н.Г. Наблюдения солнечного затмения 04.01.2011 г. на двух радиотелескопах РТ–32 (Светлое и Зеленчукская): первые результаты // Тр. ИПА РАН. СПб.: Наука. Вып. 25. С. 154–159. 2012.
- Arsaev I.E., Bykov V.Yu., Il'in G.N., Yurchuk E.F. Water Vapor Radiometer: Measuring instrument of atmospheric brightness temperature // Meas. Tech. V. 60. Iss. 5. P. 497–504. 2017. <https://link.springer.com/article/10.1007/s11018-017-1224-1>
- Boldyrev S.I., Ipatona I.A., Ipatov A.V., Peterova N.G. Fine structure of a local solar radio source // Sov. Astron. Lett. V. 4. P. 251–253. 1978.
- Lei L., Wang Z., Ma Y., Zhu L., Qin J., Chen R., Lu J. Measurement of Solar Absolute Brightness Temperature Using a Ground-Based Multichannel Microwave Radiometer // Remote Sens. V. 13. 2968. 2021. <https://doi.org/10.3390/rs13152968>
- Mattioli V., Milani L., Magde K.M., Brost G.A., Marzano F.S. Retrieval of Sun Brightness Temperature and Precipitating Cloud Extinction Using Ground-Based Sun-Tracking Microwave Radiometry // IEEE J. Sel. Top. Appl. V. 10. Iss. 7. P. 3134–3147. 2017. <https://doi.org/10.1109/JSTARS.2016.2633439>
- Nagnibeda V.G., Topchilo N.A., Loukitcheva M.A., Rakhimov I.A. Features of radio-brightness distribution over the Solar Disk at Millimeter Waves: Models and Observations // Geomagn. Aeronomy. V. 61. № 8. P. 1150–1158. 2021. <https://doi.org/10.1134/S001679322108017X>
- Shibasaki K., Alissandrakis C.E., Pohjolainen S. Radio emission of the quiet sun and active regions (invited review) // Solar Phys. V. 273. № 2. P. 309–337. 2011.

УДК 550.385.4

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ $Pc1$

© 2023 г. Б. И. Клайн¹, *, Н. А. Куражковская¹, **

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

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

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

Поступила в редакцию 24.06.2022 г.

После доработки 09.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Приведены результаты исследования пространственно-временных особенностей и межпланетных условий возбуждения структурированных геомагнитных пульсаций диапазона $Pc1$ (“жемчужины”). Для анализа использованы одновременные динамические спектры ультранизкочастотных колебаний в диапазоне частот 0.2–5.0 Гц, полученные по цифровым данным с высоким разрешением синхронных наблюдений на двух среднеширотных обсерваториях Борок ($\Phi = 53.6^\circ$; $\Lambda' = 114.4^\circ$; $L = 2.8$) и Монды (MND, $\Phi' = 47^\circ$; $\Lambda' = 174^\circ$; $L = 2.1$) за период с 1996 по 2001 г. За анализируемый период на двух обсерваториях отобрано 108 когерентных серий жемчужин. Обнаружено, что серии пульсаций $Pc1$ наблюдались в обсерватории Борок по отношению к обсерватории Монды одновременно (19% случаев), с запаздыванием (54% случаев) и с опережением (27% случаев). Показано, что временные интервалы эффектов запаздывания и опережения начала жемчужин в БОХ по отношению к MND преимущественно составляли 10 и 20 мин соответственно. Выявлены существенные различия в суточной вариации числа случаев $Pc1$ и геофизических условиях, при которых серии $Pc1$ возбуждаются одновременно, с запаздыванием или опережением в БОХ по отношению к MND. Обнаруженные эффекты западного и восточного дрейфа серий $Pc1$ могут быть обусловлены положением источника колебаний относительно плазмопаузы в зависимости от межпланетных условий.

DOI: 10.31857/S0016794022600429, EDN: ACUSRZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитные пульсации $Pc1$ в диапазоне частот 0.2–5.0 Гц представляют собой электромагнитные ионно-циклотронные (Electromagnetic Ion Cyclotron – EMIC) волны, наблюдаемые на Земле. Согласно современным представлениям пульсации $Pc1$ в виде волновых пакетов ионно-циклотронных волн самовозбуждаются в экваториальной области магнитосферы, распространяются вдоль геомагнитных силовых линий и через ионосферу проникают к земной поверхности [Гульельми и Троицкая, 1973; Mazur and Potarov, 1983].

Существует несколько разновидностей пульсаций $Pc1$, среди которых широко известны структурированные колебания, получившие название “жемчужины” (pearl necklace) [Sucksdorff, 1936]. Сразу необходимо отметить, что структурированные геомагнитные пульсации $Pc1$ по своим свойствам отличаются от неструктурированных. Причем различия структурированных и неструктурированных пульсаций $Pc1$ проявляются в широком спектре свойств пульсаций, например, в количестве наблюдаемых случаев, в среднем

диапазоне частот, в зависимости вероятности наблюдения $Pc1$ от локального времени, в различном влиянии магнитных бурь на суточную активность и частотный состав $Pc1$ [Kangas et al., 1998; Kerttula et al., 2001], в пространственном поведении пульсаций [Usanova et al., 2008; Пархомов и др., 2013]. Нас будут интересовать именно структурированные пульсации – жемчужины. Здесь и далее для краткости будем употреблять термин пульсации $Pc1$, имея в виду жемчужины.

Остановимся кратко на известных основных свойствах пульсаций $Pc1$. На магнитограммах жемчужины выглядят в виде последовательности волновых пакетов с характерной модуляцией амплитуды и напоминают жемчужное ожерелье [Гульельми и Троицкая, 1973]. Динамические спектры жемчужин разнообразны по форме и имеют специфическую структуру, состоящую из отдельных элементов [Feuquin et al., 2000; Фейгин и др., 2009]. Главной морфологической особенностью пульсаций $Pc1$ является их дискретность, период повторения всплесков в среднем составляет ~ 1 –4 мин. Следует отметить, что $Pc1$ наблю-

даются спорадически. Их продолжительность может составлять от 30 мин до нескольких часов. Жемчужины могут наблюдаться как глобально в широком диапазоне геомагнитных широт и долгот, так и локально [Пудовкин и др., 1976].

Экспериментальному и теоретическому исследованию морфологии пульсаций $Pc1$ и механизмов их возбуждения посвящены монографии и обзоры, например, [Гульельми и Троицкая, 1973; Пудовкин и др., 1976; Kangas et al., 1998; Demekhov, 2007; Гульельми и Потапов, 2021]. Основные закономерности $Pc1$ по наземным и спутниковым наблюдениям отражены в многочисленных отечественных и зарубежных публикациях. Назовем лишь некоторые из них. Так, например, в работах [Fraser, 1975; Feygin et al., 2000; Nomura et al., 2011; Фейгин и др., 2022] исследовались спектрально-временные и поляризационные характеристики пульсаций $Pc1$. Пространственно-временное распространение $Pc1$ анализировалось в работах [Campbell and Thornberry, 1972; Varansky et al., 1981; Usanova et al., 2008; Пархомов и др., 2013]. В ряде работ [Матвеева и др., 1972; Матвеева, 1987; Kerttula et al., 2001; Гульельми и др., 2005; Матвеева и Щепетнов, 2006] исследовано влияние геомагнитных бурь, солнечной активности и параметров солнечного ветра на возбуждение пульсаций $Pc1$ и их циклическую вариацию. Связь пульсаций $Pc1$ с другими волновыми процессами (например, с гигантскими пульсациями — Pg , с высокоширотными магнитными импульсами — $MIEs$, с длиннопериодными пульсациями — $Pc5$, с ионосферными альвеновскими резонансами) рассмотрена в публикациях [Kurazhkovskaya et al., 2004, 2007; Loto'aniu et al., 2009; Довбня и др., 2019].

Несмотря на то, что пульсации $Pc1$ исследуются достаточно интенсивно с середины прошлого века и интерес к ним не угасает до настоящего времени, некоторые аспекты изучения пульсаций $Pc1$ продолжают оставаться недостаточно исследованными. Это относится к проблеме пространственно-временного распространения жемчужин. Считается, что жемчужины распространяются горизонтально вдоль земной поверхности от источника на большие расстояния со скоростью ~ 700 – 900 км/с [Гульельми и Троицкая, 1973; Kangas et al., 1998]. Эта скорость совпадает с оценками скорости магнитозвуковых волн в ионосферном волноводе. Если исходить из концепции распространения жемчужин по ионосферному волноводу, то начало серий $Pc1$ на разных геомагнитных широтах и долготах должны практически совпадать. Однако спутниковые и наземные данные свидетельствуют о том, что не всегда пульсации $Pc1$ регистрируются одновременно на разнесенных по широте и долготе точках наблюдений. Например, в работе [Пархомов и др., 2013] по данным наземных обсерваторий, отстоящих одна от

другой по долготе на $\sim 40^\circ$ обнаружено, что начало возбуждения неструктурированных пульсаций $Pc1$ запаздывает к западу и востоку от срединной обсерватории. Однако эффект западного и восточного дрейфа источника пульсаций $Pc1$ в рамках работы [Пархомов и др., 2013] обсуждается на примере всего одного события наблюдения неструктурированных $Pc1$. Возникает вопрос, обладают ли таким свойством структурированные пульсации $Pc1$? Предварительные исследования [Довбня и др., 2021] жемчужин по данным двух среднеширотных обсерваторий Борок и Монды, разнесенных по геомагнитной долготе на $\sim 60^\circ$ и широте на $\sim 7^\circ$ показало, что имеет место эффект запаздывания или опережения начала когерентных серий структурированных пульсаций $Pc1$ в обс. Борок по отношению к обс. Монды. Представляется целесообразным на большем статистическом материале более подробно исследовать обнаруженные закономерности пространственно-временного поведения структурированных пульсаций $Pc1$, оценить временные интервалы запаздывания или опережения серий $Pc1$, провести анализ геофизической обстановки, на фоне которой наблюдаются данные эффекты.

Целью данной работы является детальное исследование пространственно-временных особенностей и межпланетных условий возбуждения среднеширотных структурированных геомагнитных пульсаций диапазона $Pc1$ (жемчужины) по данным синхронных наблюдений УНЧ-вариаций на разнесенных по долготе и широте геофизических обсерваториях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Анализ ультранизкочастотных геомагнитных пульсаций в диапазоне частот 0.2–5 Гц выполнялся по цифровым данным (с разрешением 0.1 с) регистрации магнитного поля на двух среднеширотных обсерваториях: Геофизической обсерватории Борок Института физики Земли РАН (ВОХ, исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = 53.6^\circ$; $\Lambda' = 114.4^\circ$; $L = 2.8$) и обс. Монды, расположенной на территории Саянской солнечной обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН (MND, исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = 47^\circ$; $\Lambda' = 174^\circ$; $L = 2.1$) за период с 1996 по 2001 гг. На данных обсерваториях регистрация магнитного поля осуществлялась идентичными высокочувствительными индукционными магнитометрами ИНТ-1. Амплитудно-частотная характеристика приборов позволяла анализировать колебания с частотой до 10 Гц. Привязка ко времени выполнялась с помощью службы GPS. По исходным данным выполнялся спектрально-временной анализ, в результате которого получали динамические спектры колеба-

ний $Pc1$ (спектрограммы) в координатах частота – время. Далее полученные динамические спектры анализировались визуально. За исследуемый период выбирались дни, в которые жемчужины наблюдались сразу на двух обсерваториях. Всего было отобрано 108 случаев синхронных наблюдений пульсаций $Pc1$ в BOX и MND.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Спектрально-временной анализ серий пульсаций $Pc1$, наблюдаемых в обсерваториях Монды и Борка

Детальное сопоставление одновременных динамических спектров серий пульсаций $Pc1$, наблюдаемых в обсерваториях Монды и Борка, показало, что их спектры были, в основном, идентичны по внешнему виду, имели примерно одинаковую центральную частоту и продолжительность, а также подобный наклон структурных элементов динамических спектров. Вместе с тем было обнаружено, что жемчужины на двух обсерваториях, разнесенных на $\sim 60^\circ$ по долготе и $\sim 7^\circ$ по широте, наблюдались не всегда одновременно. Имели место случаи запаздывания или опережения начала серий $Pc1$ в обс. Борка по отношению к обс. Монды. Все анализируемые случаи наблюдения $Pc1$ в BOX и MND были условно разделены на три группы в соответствии со временем начала колебаний: 1) серии $Pc1$, наблюдаемые одновременно в BOX и MND (20 случаев); 2) серии $Pc1$, наблюдаемые с запаздыванием в BOX по сравнению с MND (58 случаев); 3) серии $Pc1$, наблюдаемые с опережением в BOX по сравнению с MND (30 случаев). Поскольку пульсации $Pc1$ второй группы в MND возникают раньше, чем в BOX, мы будем их отождествлять с дрейфом к западу и этот эффект условно назовем западным дрейфом $Pc1$. По аналогии события $Pc1$, относящиеся к третьей группе, когда в BOX возбуждение серий начинается раньше, чем в MND, отождествим с дрейфом на восток, и соответственно назовем восточным дрейфом $Pc1$. В дальнейшем будем использовать данную терминологию.

На рис. 1 приведены типичные примеры случаев наблюдения жемчужин в BOX и MND, относящихся к каждой из выше перечисленных групп. При общем сходстве серий жемчужин, наблюдаемых на двух обсерваториях, четко виден эффект одновременности, запаздывания или опережения начала серий в BOX по сравнению с MND. Так, для события, зарегистрированного 01.12.1999 г., характерно наблюдение начала серий $Pc1$ одновременно на двух обсерваториях (рис. 1а). Колебания в BOX и MND наблюдались с близкой амплитудой и одинаковыми динамическими спектрами. В случае события, наблюдаемого 30.11.1997 г., серии $Pc1$ регистрируются на обеих обсерваториях, но в обс.

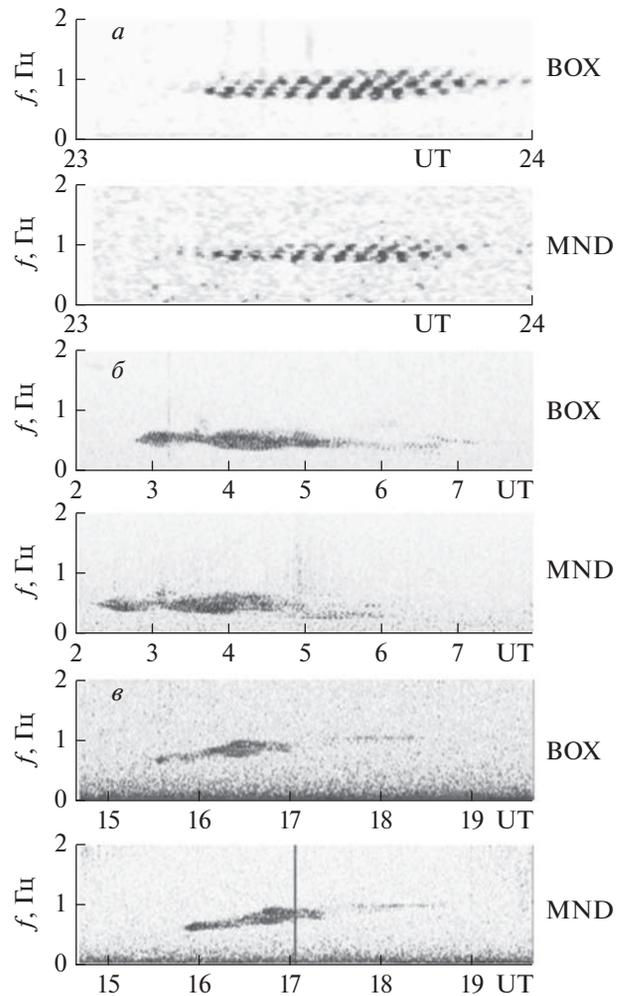


Рис. 1. Типичные примеры динамических спектров: (а) – одновременного появления серий $Pc1$ в BOX и MND 01.12.1999 г.; (б) – запаздывания начала серий $Pc1$ в BOX по отношению к MND 30.11.1997 г. (западный дрейф); (в) – опережения серий $Pc1$ в BOX по отношению к MND 03.01.2001 г. (восточный дрейф).

Борка, расположенной западнее обс. Монды, жемчужины появляются \sim на 23 мин позднее, чем в обс. Монды (рис. 1б). Следует отметить, что иногда жемчужины имеют незначительные различия в интенсивности и тонкой структуре динамического спектра, как это видно на рис. 1б. Судя по внешнему облику динамического спектра пульсаций, зарегистрированных 03.01.2001 г., мы также наблюдаем одну и ту же серию $Pc1$ на двух обсерваториях с примерно одинаковой интенсивностью и продолжительностью, но в BOX жемчужины появляются на ~ 20 мин раньше, чем в MND (рис. 1в).

В некоторых случаях в обсерваториях Борка и Монды синхронно наблюдалась не одна последовательность жемчужин, а 2–3, но с гораздо меньшей продолжительностью (не более получаса), чем в примерах, приведенных на рис. 1. Для не-

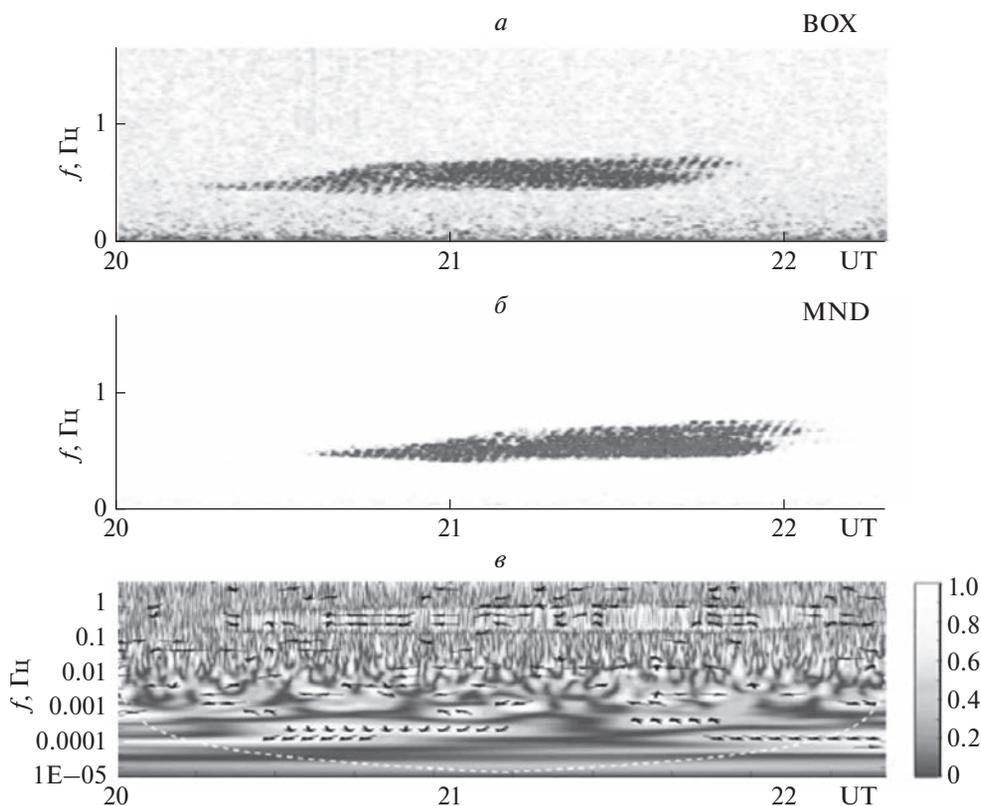


Рис. 2. Пример наблюдения жемчужин (а) – в BOX, (б) – в MND 15.12.2000 г., (в) – вейвлет-диаграмма когерентности серий Pc1.

скольких последовательностей серий Pc1 свойственны те же пространственно-временные закономерности (одновременность наблюдения, запаздывание и опережение в BOX по отношению к MND), что и для отдельных серий Pc1.

Для того, чтобы убедиться в том, что анализируемые на двух обсерваториях серии Pc1 имеют одинаковую природу, мы построили диаграммы когерентности, воспользовавшись программой, реализованной в системе MATLAB [MATLAB, 2018]. Оказалось, что независимо от того, к какой из трех групп относятся серии Pc1, они когерентны. В качестве примера на рис. 2а, 2б показано синхронное наблюдение серий Pc1 в BOX и MND 15.12.2000 г. В обеих обсерваториях колебания наблюдаются в одном и том же частотном диапазоне, имеют примерно одинаковую длительность и интенсивность. Однако четко видно опережение начала наблюдения серии Pc1 в BOX по отношению к MND с временным интервалом ~20 мин. Внизу (рис. 2в) представлена вейвлет-диаграмма их когерентности, построенная с учетом временного сдвига (20 мин) между началом жемчужин на двух обсерваториях. Видно, что максимальная когерентность двух сигналов достигается в интервале частот 0.1–1.0 Гц, т.е. в том же частотном диапазоне, в котором наблюдаются серии Pc1. Та-

ким образом, полученные диаграммы когерентности подтвердили визуально наблюдаемое подобие частот и неизменность с течением времени разности фаз серий Pc1 на двух обсерваториях. Следовательно, когерентность является характерной особенностью синхронно наблюдаемых жемчужин в BOX и MND.

3.2. Длительность временных интервалов между началом когерентных серий Pc1 в BOX и MND и суточная вариация числа событий Pc1, наблюдаемых одновременно, с западным и восточным дрейфом

Как видно из приведенных примеров (рис. 1, 2) между началом когерентных серий Pc1 в BOX и MND имеется некоторый временной интервал $\Delta t = t_{\text{BOX}} - t_{\text{MND}}$, величина которого $\Delta t = 0$ для событий первой группы, $\Delta t > 0$ для второй группы и $\Delta t < 0$ для третьей группы. Величина Δt оценивалась по началу наблюдаемых одинаковых структурных элементов одновременных спектрограмм для каждого случая наблюдения жемчужин в BOX и MND. Точность определения Δt составляла ± 1 мин. На рис. 3 представлено распределение длительности временных интервалов (Δt) между началом пульсаций Pc1 в BOX и MND для всех

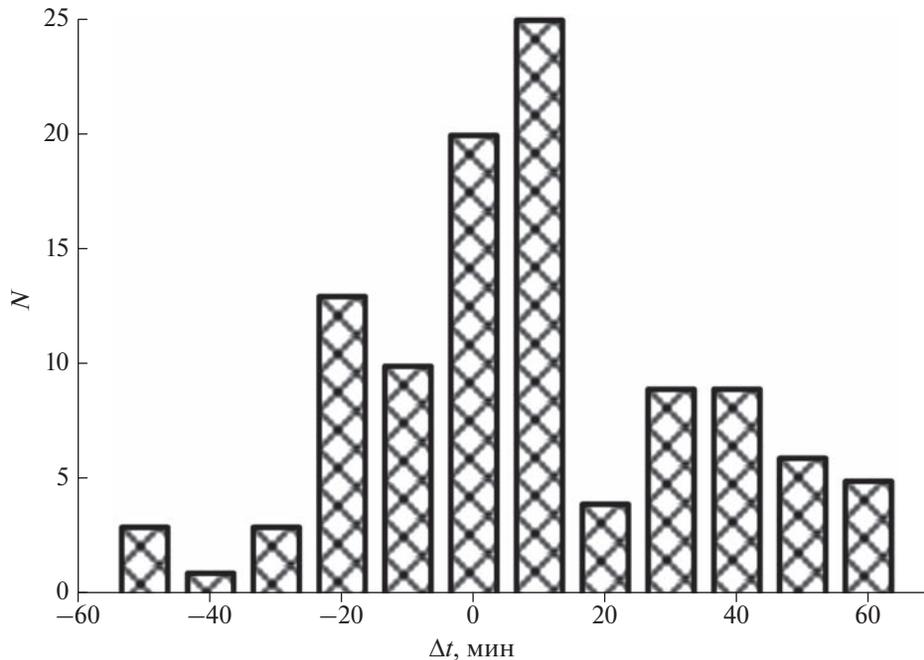


Рис. 3. Зависимость числа наблюдений серий $Pc1$ от временного интервала между началом пульсаций в VOX по отношению к MND.

анализируемых случаев. По вертикальной оси обозначено число случаев. По горизонтальной шкале размер одного деления составляет 10 мин. Величина $\Delta t = 0$ на оси абсцисс соответствует одновременным случаям наблюдений серий $Pc1$ в VOX и MND. Справа от нуля на горизонтальной оси – распределение временных интервалов, относящихся к западному дрейфу, слева от нуля – к восточному дрейфу. Величина запаздывания или опережения начала пульсаций в VOX относительно их наблюдения в MND лежит в интервале от двух до 60 мин. Наиболее вероятная продолжительность временных интервалов между началами серий $Pc1$ при западном дрейфе составляет ~ 10 мин, а при восточном дрейфе ~ 20 мин.

Необходимо отметить, что появление серий $Pc1$ каждой из трех групп отмечалось в различное местное время. На рис. 4 показана суточная вариация числа событий $Pc1$, наблюдаемых в VOX и MND, одновременно, с западным и восточным дрейфом. Для удобства сравнения число случаев $Pc1$ нормировано на их максимальное количество. Видно (рис. 4а, 4б), что серии $Pc1$ первой группы наблюдаются в VOX преимущественно в ранние утренние часы (02–05 MLT), а в MND в более позднее утреннее время (06–09 MLT). Наибольшая вероятность наблюдения жемчужин с западным и восточным дрейфом в VOX приходится на предполуденное время (22–23 MLT) и (23–24 MLT) соответственно, что не характерно для суточной вариации среднеширотных пульсаций $Pc1$. Как известно, возбуждение $Pc1$ на сред-

них широтах наблюдается, в основном, в ранние утренние часы. В MND серии $Pc1$ второй и третьей группы преимущественно регистрируются в утренние часы (04–05 MLT), что соответствует временному ходу частоты появления среднеширотных пульсаций $Pc1$. Таким образом, суточное распределение событий каждой группы существенно зависит от MLT.

3.3. Зависимость частоты появления серий $Pc1$, наблюдаемых в VOX и MND одновременно, с западным и восточным дрейфом от геомагнитной активности и межпланетных условий

Далее было выполнено исследование геофизических условий, при которых регистрировалось появление серий $Pc1$ каждой из выше перечисленных групп. Для анализа геомагнитной активности, на фоне которой наблюдались пульсации $Pc1$ в VOX и MND, использовался Kp -индекс, отражающий планетарную возмущенность. Величина Kp -индекса бралась, как принято в базе данных OMNI. На рис. 5 представлены гистограммы распределений числа случаев пульсаций $Pc1$ в зависимости от величины Kp -индекса для трех анализируемых групп. Для удобства сравнения число случаев $Pc1$ нормировано на их максимальное количество. Полученные распределения различаются как по диапазонам изменения Kp -индекса, так и по положению максимумов. Так, серии $Pc1$ в VOX и MND наблюдались одновременно при диапазоне Kp , изменяющемся от 0 до 30, а в доми-

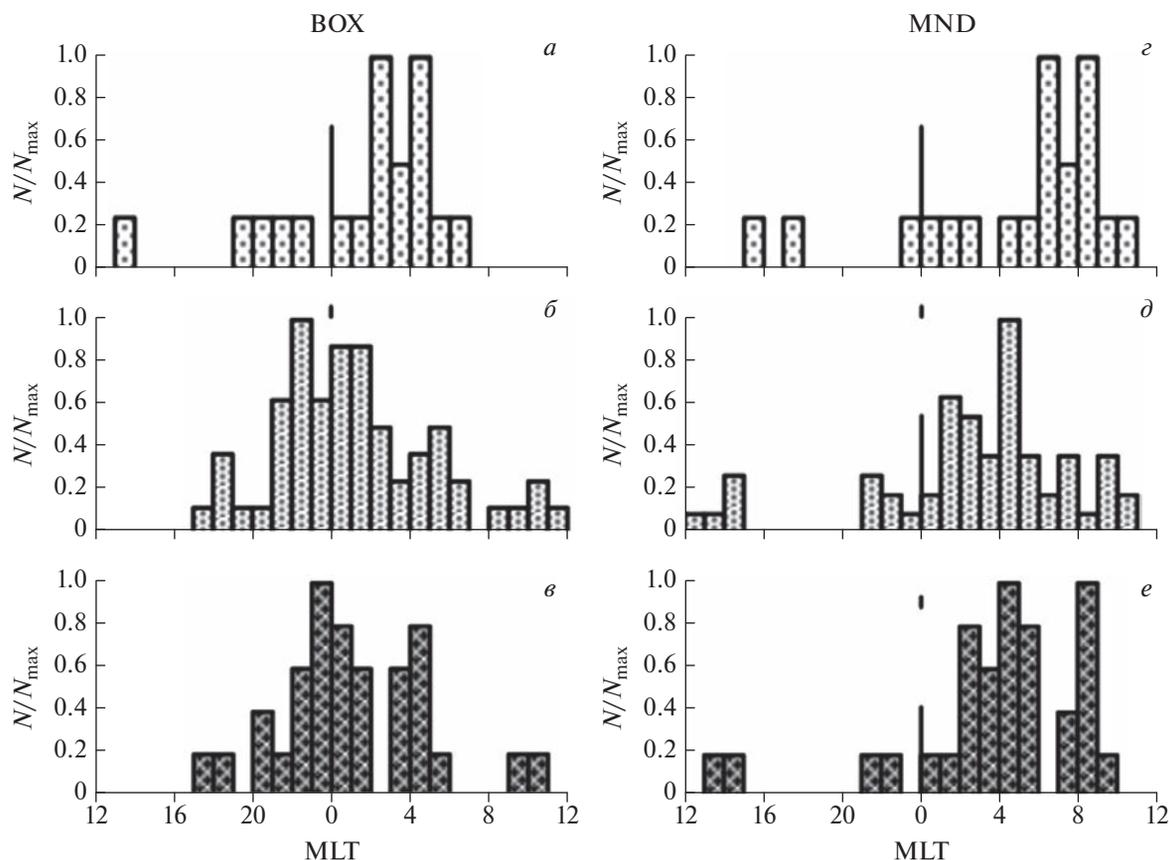


Рис. 4. Суточная вариация числа случаев *Pc1*, наблюдаемых в BOX и MND, (*a, z*) – одновременно; (*б, д*) – с западным дрейфом; (*в, е*) – с восточным дрейфом.

нирующем числе случаев при $Kp \sim 10-20$. Серии *Pc1*, начало которых запаздывало в BOX по сравнению с MND, наблюдались при более широком диапазоне изменения *Kp*-индекса (от 0 до 60), а максимум частоты наблюдения жемчужин приходился на $Kp \sim 20-30$. События третьей группы регистрировались при индексе *Kp*, изменяющемся от 0 до 40, а в большинстве случаев при $Kp \sim 0-10$. Таким образом, даже в условиях спокойной магнитосферы, которые являются типичными для наблюдения жемчужин, возбуждение серий *Pc1*, наблюдаемых в BOX и MND одновременно, с западным или восточным дрейфом, существенно различаются по уровню геомагнитной активности.

Чтобы исследовать состояние межпланетной среды, на фоне которой наблюдались когерентные серии *Pc1* в BOX и MND, рассматривались следующие параметры плазмы солнечного ветра и ММП: концентрация *N*, скорость *V*, динамическое давление солнечного ветра $P_{dyn} = \rho V^2$ (ρ – плотность плазмы), модуль напряженности *B*; B_x -, B_y -, B_z -компоненты ММП. Кроме того, анализировалась ориентация вектора ММП в плоскости эклиптики, для характеристики которой ис-

пользовался угол θ_{xB} (угол между вектором ММП *B* и его радиальным направлением). Величина угла θ_{xB} находилась из выражения: $\theta_{xB} = \arccos(B_x/B)$, где $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ [Bier et al., 2014]. Параметры солнечного ветра и ММП брались в солнечно-эклиптической системе координат. Одноминутные данные вышеперечисленных параметров исследовались методом наложения эпох на временном интервале за 2 ч до и 2 ч после начала серий *Pc1* отдельно для каждой группы жемчужин. За реперную точку принимался момент начала серий *Pc1*.

На рисунке 6 представлены полученные результаты для случаев *a* – одновременного наблюдения; *б* – запаздывания; *в* – опережения серий *Pc1* в BOX по отношению к MND. Из рисунка 6 видно, что параметры плазмы солнечного ветра (*N*, *V*, *Pdyn*) для трех групп не подвержены каким-либо флуктуациям вблизи реперной точки и оставались относительно стабильными как до начала серий *Pc1*, так и после. Аналогичная тенденция поведения характерна для модуля ММП *B*. Поведение *N*, *V*, *Pdyn*, *B* качественно одинаково для событий трех групп. В месте с тем обращает на себя

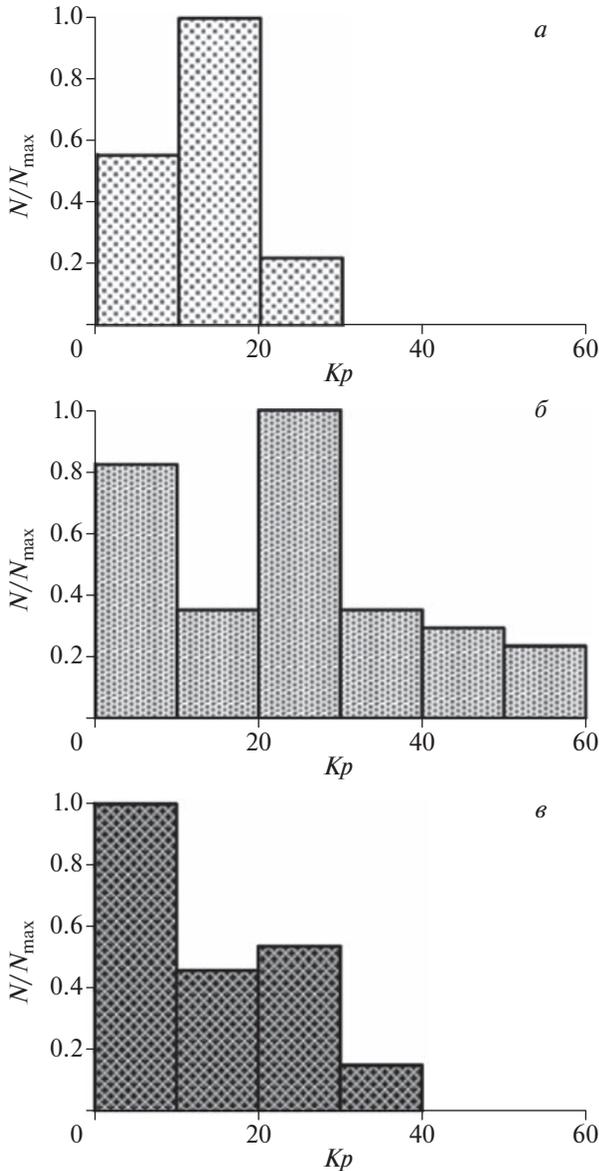


Рис. 5. Зависимость частоты наблюдения серий $Pc1$ от геомагнитной активности (Kp -индекса), регистрируемых в ВОХ и MND: (а) — одновременно; (б) — с западным дрейфом; (в) — с восточным дрейфом.

внимание тот факт, что серии $Pc1$ с западным дрейфом наблюдаются при более высоких значениях параметров N , V , P_{dyn} , B , чем серии, регистрируемые одновременно и с восточным дрейфом.

Динамика V_x -, V_y -, V_z -компонент значительно различается как по знаку, так и по величине. Например, события первой группы наблюдаются при $V_x < 0$, $V_y > 0$, $V_z < 0$, второй и третьей группы при $V_x > 0$, $V_y > 0$, $V_z > 0$. Еще одной отличительной особенностью поведения компонента ММП для событий трех групп является смена направления V_z -компоненты вблизи реперной точки с северного на южное и с южного на северное в слу-

чае одновременного наблюдения $Pc1$ и с восточным дрейфом соответственно. Для событий второй группы не характерно изменение направления V_z -компоненты вблизи начала серий. В данном случае V_z -компонента ММП сохраняла положительное направление как до начала серий $Pc1$, так и после.

Приведенные на рис. 6 вариации угла θ_{xB} ($\theta_{xB} = \arccos(V_x/B)$), отражающего поведение вектора напряженности B ММП в плоскости эклиптики, имеют характерные особенности для случаев наблюдения серий $Pc1$ трех групп. Так, когда жемчужины наблюдаются одновременно в ВОХ и MND, вектор B вблизи реперной точки начинает поворачиваться от 90° к $\sim 120^\circ$ – 150° , т.е. пульсации наблюдаются при радиальном направлении ММП (от Солнца). Если начало серий $Pc1$ в ВОХ по времени запаздывает по сравнению с MND, то такие события наблюдаются при $\theta_{xB} \sim 90^\circ$, и следовательно вектор B ММП перпендикулярен линии Солнце–Земля в плоскости эклиптики. События третьей группы, так же как и первой, после нулевой точки наблюдаются при радиальном направлении ММП ($\theta_{xB} \sim 0^\circ$ – 30°), но только при обратном направлении (от Солнца). Итак, и в магнитно-спокойное время условия в солнечном ветре оказывают сильное влияние на пространственно-временные свойства структурированных серий $Pc1$, которые проявляются в обнаруженных эффектах западного и восточного дрейфа.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Известно, что $Pc1$ возникают во внешнем радиационном поясе Земли вследствие развития ионно-циклотронной неустойчивости энергичных протонов и распространяются в магнитосфере вдоль геомагнитных силовых линий [Гульельми и Троицкая, 1973; Гульельми и Потапов, 2021]. Наиболее вероятной областью возбуждения геомагнитных пульсаций $Pc1$ является плазмопауза, вблизи которой может формироваться ионно-циклотронный резонатор для $Pc1$ [Dmitrienko and Mazur, 1985]. Действительно, некоторые наземные и спутниковые исследования, например, [Fraser et al., 1989; Erlandson and Anderson, 1996; Gou et al., 2020] показали тесную связь пульсаций $Pc1$ с положением плазмопаузы. В свою очередь, согласно спутниковым наблюдениям, положение плазмопаузы очень изменчиво и значительно зависит от условий в солнечном ветре, геомагнитной активности и MLT [Verbanac et al., 2015].

Наиболее типичным условием возбуждения серий $Pc1$, исследованных в данной работе, является слабая и умеренная возмущенность геомагнитного поля. Тем не менее, как следует из рис. 5, проанализированные три группы синхронных наблюдений структурированных пульсаций $Pc1$

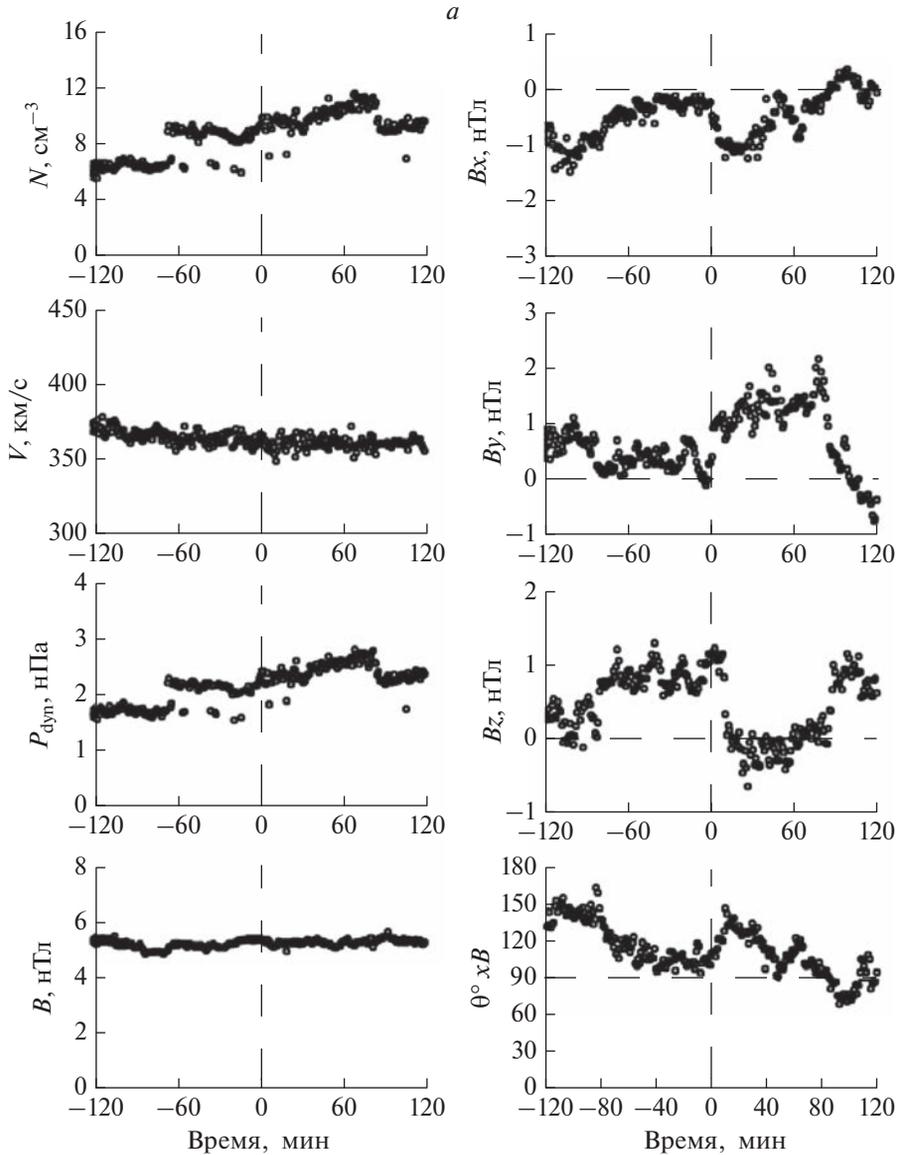


Рис. 6. Динамика параметров солнечного ветра и ММП, полученная методом наложения эпох для случаев начала (а) – одновременного наблюдения; (б) – запаздывания; (в) – опережения серий $Pc1$ в VOX по отношению к MND .

возбуждаются при разном уровне геомагнитной активности. Последнее указывает на тот факт, что обсерватории Борок и Монды оказываются в разном положении относительно источника колебаний. При умеренных возмущениях ($Kp = 20-30$), по-видимому, источник колебаний локализован вблизи $L = 2.1$ (начало пульсаций $Pc1$ в MND раньше, чем в VOX) и далее источник дрейфует на $L = 2.8$. В этом случае наблюдается западный дрейф пульсаций $Pc1$. В очень спокойных геомагнитных условиях ($Kp = 0-10$) плазмопауза находится на большем расстоянии от Земли и источник излучения $Pc1$ может находиться первоначально вблизи $L = 2.8$ (начало пульсаций $Pc1$ в VOX раньше, чем в MND) и затем сместиться на

$L = 2.1$. Такой сценарий характерен для восточного дрейфа $Pc1$. Иными словами, движение волнового источника к высоким или низким широтам, вероятно, связано с переходом плазмопаузы на верхние или нижние L -оболочки. Причем согласно Moldwin et al. [2002] изменчивость местоположения плазмопаузы в два раза больше при низкой величине Kp -индекса ($\sim 2-3$), чем при более высокой Kp ($\sim 4-5$). По-видимому, подобная сильная изменчивость положения плазмопаузы при слабой геомагнитной активности может оказаться существенным фактором, влияющим на наблюдаемые эффекты западного и восточного дрейфа $Pc1$.

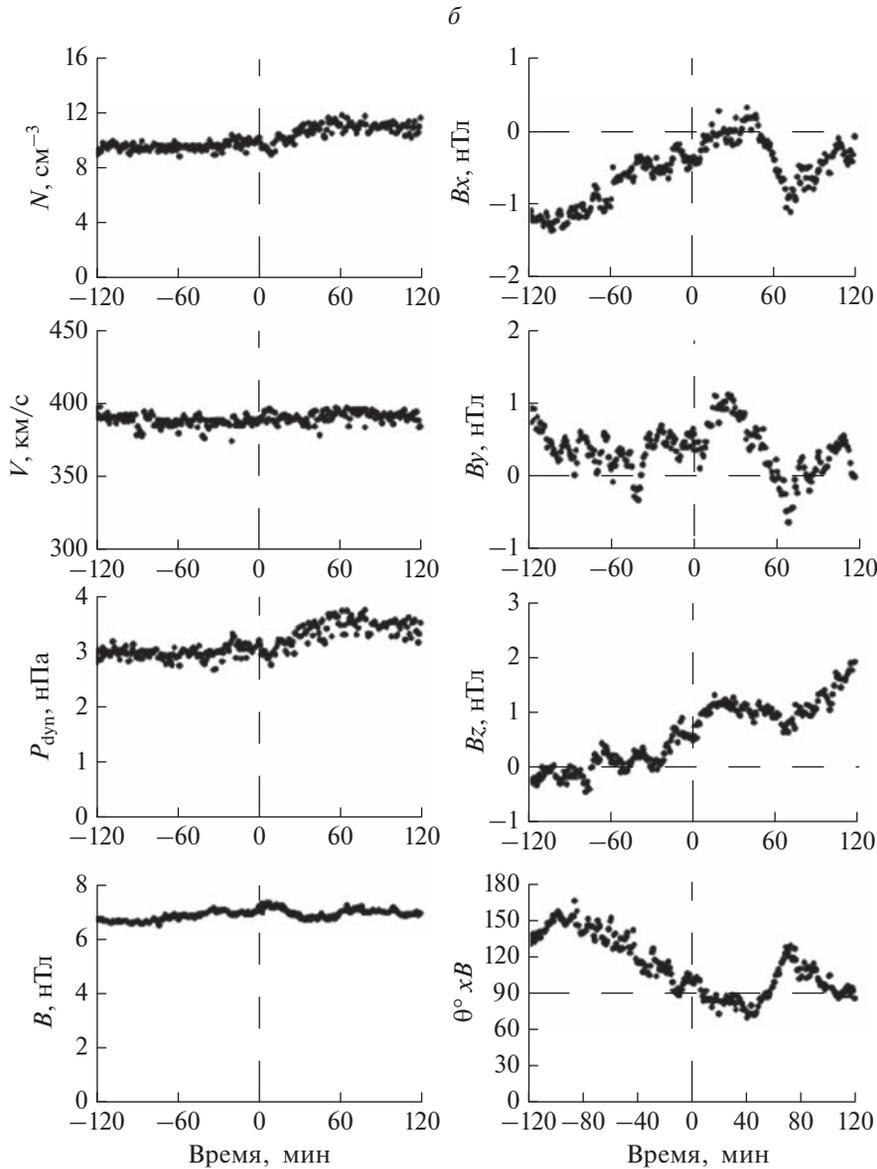


Рис. 6. Продолжение.

На наш взгляд временные сдвиги между началом серий $Pc1$ в VOX и MND (которые наиболее вероятны для западного и восточного дрейфа – 10 и 20 мин соответственно) могут быть обусловлены характерными временами реакции магнитосферы на изменения в ММП [Нишида, 1980] и, в частности, изменения положения плазмопаузы.

При величинах Kp -индекса, равных среднему значению для западного и восточного дрейфа ($Kp = 10-20$), пульсации $Pc1$ наблюдаются в двух обсерваториях одновременно, т.е. волновой источник занимает промежуточное положение между $L = 2.8$ и $L = 2.1$ (равноудален от VOX и MND). Можно предположить, что взаимное расположение плазмопаузы и ионно-циклотронного

резонатора, изменяющееся в соответствии с условиями в солнечном ветре, обеспечивает различные эффекты (одновременность, запаздывание или опережение) начала серий $Pc1$ в VOX по отношению в MND .

Другим фактором, влияющим на пространственно-временные закономерности пульсаций $Pc1$ может быть ориентация вектора напряженности ММП в плоскости эклиптики (рис. 6). Одновременные начала серий $Pc1$ контролируются преимущественным радиальным направлением вектора B ММП в плоскости эклиптики от Солнца ($\theta_{xB} \rightarrow 180^\circ$). Эффект запаздывания жемчужин в VOX по отношению к MND в доминирующем числе случаев наблюдается при направлении век-

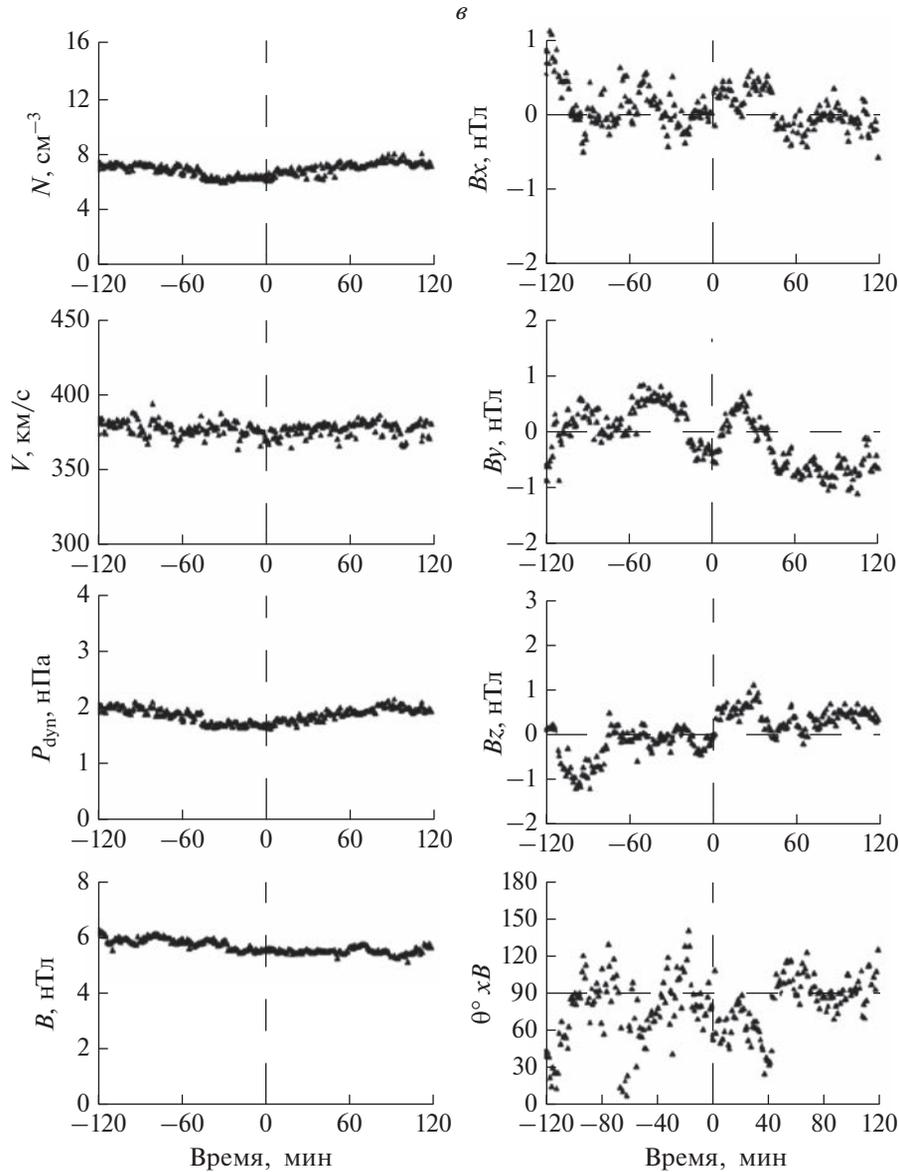


Рис. 6. Окончание.

тора B ММП, перпендикулярном линии Солнце–Земля ($\theta_{xB} \rightarrow 90^\circ$). Эффект опережения жемчужин в ВОХ по отношению к MND, главным образом, наблюдается при направлении B ММП к Солнцу ($\theta_{xB} \rightarrow 0^\circ$).

Кроме того, даже в спокойных условиях переориентация вертикальной компоненты ММП, приводящая к развитию процессов пересоединения межпланетного и геомагнитного полей, способствует поступлению протонов в радиационный пояс в экваториальной плоскости магнитосферы. Как видно из рис. 6, динамика B_z -компоненты ММП вблизи начала серий $Pc1$ существенно различается для событий трех групп, что также

может оказывать влияние на обнаруженные эффекты западного и восточного дрейфа $Pc1$.

Эффект одновременного начала наблюдений серий $Pc1$ на двух обсерваториях мог быть понят в рамках представления об ионосферном волноводе. Принято считать, что левополяризованные альвеновские волны (EMIC-волны), возбуждаясь в вершине магнитных силовых линий, достигают ионосферы и захватываются в горизонтальный ионосферный волновод. Распространяясь со скоростью $\sim 700\text{--}900$ км/с по ионосферному волноводу, эти волны преобразуются в правополяризованные магнитозвуковые волны, которые проникают от источника генерации практически мгновенно на большие расстояния. Это предпо-

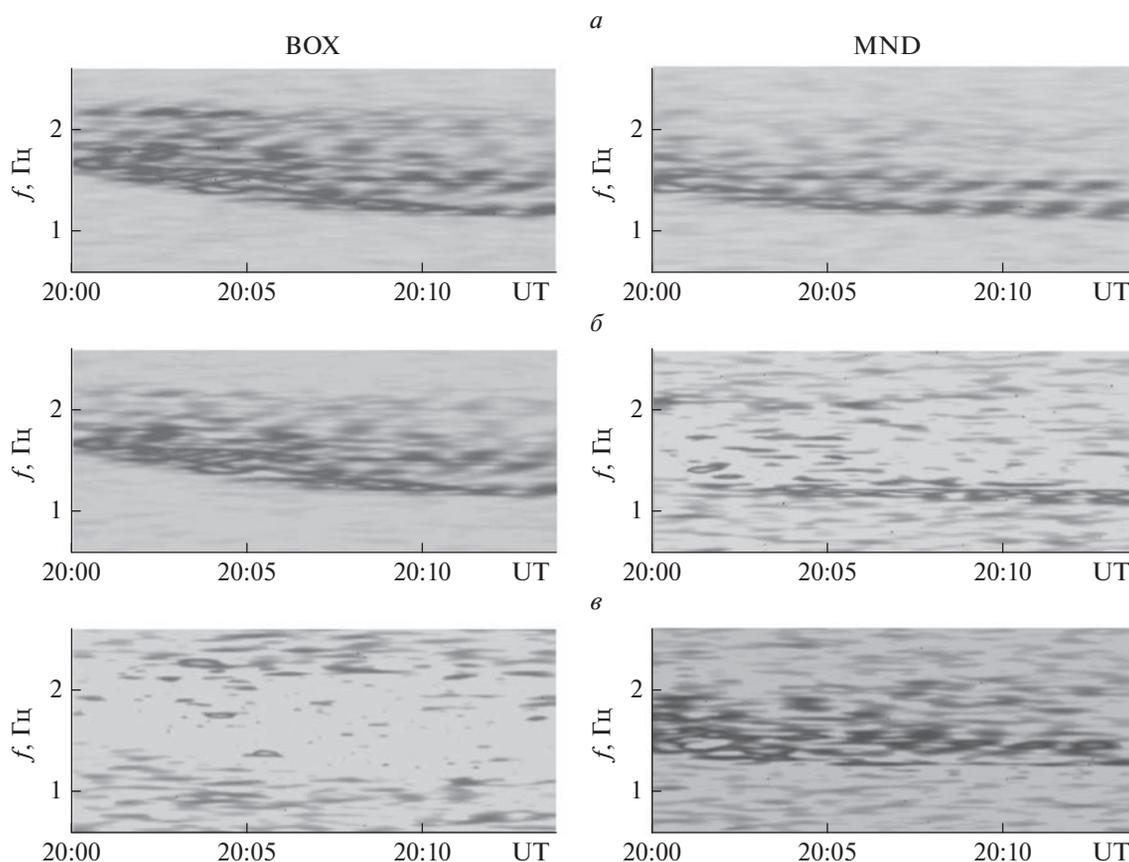


Рис. 7. Пример определения типа поляризации пульсаций $Pc1$, наблюдаемых одновременно в BOX и MND 24.02.1999 г.: (а) – полная спектральная плотность, (б) – спектральная плотность левополяризованной и (в) – правополяризованной моды исходного сигнала.

лагают одновременное начало наблюдения пульсаций $Pc1$ на земной поверхности в широком диапазоне геомагнитных широт и долгот. Причем вблизи источника генерации волны $Pc1$ должны быть левополяризованы, а на удалении от него – правополяризованы. Заметим, что когерентность сигналов (рис. 2), а также подобие динамических спектров пульсаций $Pc1$, наблюдаемых на двух обсерваториях, явно указывает на их происхождение из одного источника. Исходя из вышесказанного, в обсерваториях Борок и Монды должны были наблюдаться либо правополяризованные колебания $Pc1$ (если волновой источник расположен вне данных L -оболочек), либо хотя бы на одной из них – левополяризованные или правополяризованные (если источник генерации расположен вблизи $L = 2.8$ или $L = 2.1$).

Исходя из вышесказанного, мы выполнили анализ типа поляризации пульсаций $Pc1$, наблюдаемых в двух обсерваториях. Тип поляризации $Pc1$ определялся с помощью спектрально-временного анализа, основанного на методе быстрого преобразования Фурье [Kodera et al., 1977]. Для этого в плоскости $H-D$ компонент для каждого

случая наблюдений $Pc1$ в BOX и в MND строилась полная спектральная плотность, а также спектральная плотность правополяризованной и левополяризованной моды исходного сигнала. Колебания $Pc1$ считались правополяризованными, если доминировала спектральная плотность правополяризованной моды и левополяризованными, если доминировала спектральная плотность левополяризованной моды. Анализ поляризации пульсаций $Pc1$ показал, что в большинстве случаев как в BOX (58%), так и в MND (73%) наблюдалась смешанная поляризация. Колебания были левополяризованы в 32% случаев в BOX и в 8% случаев в MND и правополяризованы в 10% и 19% случаев соответственно в BOX и в MND.

На рисунке 7 в качестве примера дано определение типа поляризации для случая одновременного наблюдения пульсаций $Pc1$ в BOX и в MND 24.02.1999 г., на котором представлена полная спектральная плотность, спектральная плотность левополяризованной и правополяризованной моды соответственно. Из рис. 7 видно, что в BOX доминирует спектральная плотность левополяризованной моды и, следовательно, серия pulsa-

ций $Pc1$ левополяризована. В MND спектральная плотность левополяризованной и правополяризованной моды равнозначны, что соответствует смешанной поляризации пульсаций $Pc1$. Тот факт, что на двух обсерваториях, разнесенных по широте и долготе, одновременно наблюдается левая и смешанная поляризация пульсаций $Pc1$, противоречит существующему представлению о волноводном распространении ЕМЭС-волн. Более того, концепция волноводного распространения не позволяет объяснить не только одновременность наблюдения начала серий пульсаций, но и эффекты их западного и восточного дрейфа.

Исходя из полученных экспериментальных данных, скорее всего, обнаруженные особенности пространственно-временного распространения структурированных пульсаций $Pc1$ определяются взаимным перемещением источника колебаний и плазмопаузы при изменении условий в ММП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате сопоставления динамических спектров синхронных наблюдений УНЧ-колебаний в диапазоне частот 0.2–5.0 Гц на двух разнесенных по геомагнитной долготе (~ на 60°) и широте (~ на 7°) обсерваторий обнаружен эффект запаздывания или опережения начала структурированных серий $Pc1$ в обс. Борок по отношению к обс. Монды. Выявлено, что динамические спектры серий $Pc1$ в ВОХ и MND были идентичны по внешнему виду, имели примерно одинаковую центральную частоту и продолжительность, а также подобный наклон структурных элементов. Показано, что временные сдвиги эффектов запаздывания или опережения начала жемчужин в ВОХ по отношению к MND преимущественно составляли 10 и 20 мин соответственно. В 19% случаев время начала жемчужин на двух обсерваториях совпадало.

Установлено, что случаи одновременного начала жемчужин в ВОХ и MND наблюдаются при $Kp \sim 10-20$ и контролируются преимущественным радиальным направлением вектора B ММП в плоскости эклиптики (характеризуемым величиной угла $\theta_{xB} = \arccos(Bx/B)$) от Солнца ($\theta_{xB} \rightarrow 180^\circ$). Эффект запаздывания жемчужин в ВОХ по отношению к MND в доминирующем числе случаев наблюдается при $Kp \sim 20-30$ и направлении вектора B ММП, перпендикулярном линии Солнце–Земля ($\theta_{xB} \rightarrow 90^\circ$). Эффект опережения жемчужин в ВОХ по отношению к MND, главным образом, наблюдается при $Kp \sim 0-10$ и направлении B ММП к Солнцу ($\theta_{xB} \rightarrow 0^\circ$).

Обнаруженные эффекты западного и восточного дрейфа серий $Pc1$ могут быть обусловлены положением источника колебаний относительно плазмопаузы в зависимости от межпланетных условий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим сотрудников Института солнечно-земной физики СО РАН (Иркутск) за предоставление цифровых данных синхронной регистрации магнитного поля с высоким разрешением в обсерваториях Монды и Борок. Выражаем искреннюю благодарность А.С. Потапову за интерес к работе и полезные обсуждения полученных результатов, Б.В. Довбне – за помощь в обработке экспериментального материала. Авторы благодарны создателям базы данных OMNI (Goddard Space Flight Center, NASA, USA) за возможность использования параметров солнечного ветра, ММП и геомагнитных индексов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гутьельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 208 с. 1973.
- Гутьельми А., Кангас Й., Кюльтима Й., Лундин Р., Матвеева Э., Полюшкина Т.Н., Потапов А.С., Турунен Т., Цэгмед Б. Воздействие солнечного ветра на волновую активность магнитосферы в диапазоне $Pc1$ // Солнечно-земная физика. Вып. 8. С. 122–125. 2005.
- Гутьельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве // УФН. Т. 21. № 5. С. 475–491. 2021.
<https://doi.org/10.3367/UFN.2020.06.038777>
- Довбня Б.В., Клайн Б.И., Куражковская Н.А. Динамика ионосферных альвеновских резонансов (ИАР) в конце 21 – 24 циклах солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 1. С. 39–49. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019010061>
- Довбня Б.В., Клайн Б.И., Куражковская Н.А. Долготные эффекты геомагнитных пульсаций $Pc1$. Шестнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”. Сборник тезисов. ИКИ РАН, Москва, 8–12 февраля 2021 г. С. 151. 2021.
- Матвеева Э.Т., Калишер А.Л., Довбня Б.В. Физические условия в магнитосфере и в межпланетном пространстве при возбуждении геомагнитных пульсаций типа $Pc1$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 12. № 6. С. 1125–1127. 1972.
- Матвеева Э.Т. Циклическая вариация активности геомагнитных пульсаций $Pc1$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 27. № 3. С. 455–458. 1987.
- Матвеева Э.Т., Щепетнов Р.В. Связь активности ионно-циклотронных волн в магнитосфере Земли с параметрами солнечного ветра // Космич. исслед. Т. 44. С. 569–572. 2006.
- Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 299 с. 1980.
- Пархомов В.А., Цэгмед Б., Дмитриев А.В. О природе источников всплеска неструктурированных пульсаций $Pc1$ по одновременным наблюдениям на Земле и

- на геостационарной орбите // Солнечно-земная физика. Вып. 23. С. 75–83. 2013.
- Пудовкин М.И., Распов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть II. Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л.: Изд-во ЛГУ, 271 с. 1976.
- Фейгин Ф.З., Клейменова Н.Г., Хабазин Ю.Г., Прикнер К. Нелинейный характер ионно-циклотронных волн ($Pc1$ пульсаций) с расширяющимся динамическим спектром // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 3. С. 335–341. 2009.
- Фейгин Ф.З., Клейменова Н.Г., Малышева Л.М., Хабазин Ю.Г., Громова Л.И., Райта Т. Поляризация геомагнитных пульсаций $Pc1$ как косвенный индикатор положения их источника // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 1. С. 88–96. 2022.
<https://doi.org/1031857/S0016794021060055>
- Baransky L., Golikov Yu., Feygin F., Harchenko I., Kangas J., Pikkarainen T. Role of the plasmopause and ionosphere in the generation and propagation of pearl pulsations // J. Atmos. Terr. Phys. V. 43. № 9. P. 875–881. 1981.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(81\)90079-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(81)90079-9)
- Bier E.A., Owusu N., Engebretson M.J., Posch J.L., Lesard M.R., Pilipenko V.A. Investigating the IMF cone angle control of $Pc3-4$ pulsations observed on the ground // J. Geophys. Res.–Space. V. 119. P. 1797–1813. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019637>
- Campbell W.H., Thornberry T.C. Propagation of $Pc1$ Hydromagnetic Waves across North America // J. Geophys. Res. V. 77. № 10. P. 1941–1950. 1972.
<https://doi.org/10.1029/JA077i10p01941>
- Demekhov A.G. Recent progress in understanding $Pc1$ pearl formation // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 69. P. 1609–1622. 2007.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.01.014>
- Dmitrienko I.S., Mazur V.A. On waveguide propagation of Alfvén waves at the plasmopause // Planet. Space Sci. V. 33. P. 471–477. 1985.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(85\)90092-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(85)90092-3)
- Erlandson R.E., Anderson B.J. $Pc1$ waves in the ionosphere: a statistical study // J. Geophys. Res. V. 101. P. 7843–7857. 1996.
<https://doi.org/10.1029/96JA00082>
- Feygin F.Z., Kleimenova N.G., Pokhotelov O.A., Parrot M., Priкner K., Mursula K., Kangas J., Pikkarainen T. Nonstationary pearl pulsations as a signature of magnetospheric disturbances // Ann. Geophysicae. V. 18. № 5. P. 517–522. 2000.
<https://doi.org/10.1007/s00585-000-0517-9>
- Fraser B.J. Polarization of $Pc1$ pulsations at high and middle latitudes // J. Geophys. Res. V. 80. № 19. P. 2797–2807. 1975.
<https://doi.org/10.1029/JA080i019p02797>
- Fraser B.J., Kemp W.J., Webster D.J. Ground-satellite study of a $Pc1$ ion cyclotron wave event // J. Geophys. Res. V. 94. P. 11855–11863. 1989.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11855>
- Gou X., Li L., Zhang Y., Zhou B., Feng Y., Cheng B., Raita T., Liu J., Zhima Z., Shen X. Ionospheric $Pc1$ waves during a storm recovery phase observed by the China Seismo-Electromagnetic Satellite // Ann. Geophysicae. V. 38. № 3. P. 775–787. 2020.
<https://doi.org/10.5194/angeo-38-775-2020>
- Kangas J., Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A. Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (a review) // Space Sci. Rev. V. 83. P. 435–512. 1998.
<https://doi.org/10.1023/A:1005063911643>
- Kerttula R., Mursula K., Pikkarainen T. Storm-time $Pc1$ activity at high and middle latitudes // J. Geophys. Res. V. 106. № A4. P. 6213–6227. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000JA900125>
- Kodera K., Gendrin R., Villedary C. Complex representation of a polarized signal and its application to the analysis of ULF waves // J. Geophys. Res. V. 82. № 7. P. 1245–1255. 1977.
<https://doi.org/10.1029/JA082I007P01245>
- Kurazhkovskaya N.A., Klain B.I., Dovbnya B.V., Zotov O.D. On the relation of giant pulsations (Pg) to pulsations in the $Pc1$ band (the “pearls” series) // Int. J. Geomagnetism and Aeronomy. Publ. AGU. V. 5. № 2. G12001. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003GI000062>
- Kurazhkovskaya N.A., Klain B.I., Dovbnya B.V. Patterns of simultaneous observations of high-latitude magnetic impulses ($MIEs$) and impulsive bursts in the $Pc1-2$ band // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 69. P. 1680–1689. 2007.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.12.003>
- Loto'aniu T.M., Fraser B.J., Waters C.L. The modulation of electromagnetic ion cyclotron waves by $Pc5$ ULF waves // Ann. Geophysicae. V. 27. № 1. P. 121–130. 2009.
<https://doi.org/10.5194/ANGE0-27-121-2009>
- MATLAB, Wavelet Toolbox Documentation. https://www.mathworks.com/help/wavelet/index.html?s_tid=CRUX_lftnav. Accessed December 17, 2018.
- Mazur V.A., Potapov A.S. The evolution of pearls in the Earth's magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 31. № 8. P. 859–863. 1983.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(83\)90139-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(83)90139-3)
- Moldwin M.B., Downward L., Rassoul H.K., Amin R., Anderson R.R. A new model of the location of the plasmopause: CRRES results // J. Geophys. Res. V. 107. № A11. 1339. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2001JA009211>
- Nomura R., Shiokawa K., Pilipenko V., Shevtsov B. Frequency-dependent polarization characteristics of $Pc1$ geomagnetic pulsations observed by multipoint ground stations at low latitudes // J. Geophys. Res. V. 116. A01204. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015684>
- Sucksdorff E. Occurrences of rapid micropulsations at Sodankylä during 1932 to 1935 // Terrest. Magn. Atmosp. Electr. V. 41. P. 337–344. 1936.
<https://doi.org/10.1029/TE041i004p00337>
- Usanova M. E., Mann I.R., Rae I.J., Kale Z.C., Angelopoulos V., Bonnell J.W., Glassmeier K.-H., Auster H.U., Singer H.J. Multipoint observations of magnetospheric compression-related EMIC $Pc1$ waves by THEMIS and CARISMA // Geophys. Res. Lett. V. 35. L17S25. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2008GL034458>
- Verbanac G., Pierrard V., Bandić M., Darrouzet F., Rauch J.-L., Décréau P. The relationship between plasmopause, solar wind and geomagnetic activity between 2007 and 2011 // Ann. Geophysicae. V. 33. № 10. P. 1271–1283. 2015.
<https://doi.org/10.5194/angeo-33-1271-2015>

УДК 550.383+550.389

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЮЖНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЮСА ПО ДАННЫМ РОССИЙСКИХ КРУГОСВЕТНЫХ ЭКСПЕДИЦИЙ: 1820 г. (БЕЛЛИНСГАУЗЕН), 2020 г. (“АДМИРАЛ ВЛАДИМИРСКИЙ”) ЧАСТЬ 2. ЭКСПЕДИЦИЯ ОИС “АДМИРАЛ ВЛАДИМИРСКИЙ”

© 2023 г. С. А. Меркурьев^{1, 2, *}, В. Г. Боярских¹, И. М. Демина¹,
С. А. Иванов¹, В. А. Солдатов¹

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

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

*e-mail: sam_hg@hotmail.com

Поступила в редакцию 11.02.2022 г.

После доработки 23.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

В 2019–2020 гг. Российским географическим обществом была организована кругосветная экспедиция на океанографическом исследовательском судне “Адмирал Владимирский”. Одной из целей этой экспедиции было определение по экспериментальным данным положения Южного магнитного полюса. В первой части этой работы поставленная задача решалась нами на основе данных о склонении, полученных в ходе экспедиций Беллинсгаузена и Кука. Во второй части положение Южного магнитного полюса определяется по данным компонентных и модульных измерений, полученным на океанографическом исследовательском судне “Адмирал Владимирский”.

DOI: 10.31857/S0016794022100091, EDN: KRQLYO

1. ВВЕДЕНИЕ И ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

В двадцатом веке было предпринято несколько экспедиций с целью изучения Антарктиды и определения положения Южного магнитного полюса Земли (ЮМП) [Knapp, 1969]. Данные об этих экспедициях приведены в табл. 1. Поскольку до начала 60-х гг. ЮМП находился на континенте, определение его положения было связано с продвижением вглубь континента. Позднее, в процессе дрейфа ЮМП переместился на акваторию моря Дюрвиля. Американская экспедиция 1961–1962 гг. на ледоколах максимально приблизилась к предполагаемому положению ЮМП в районе залива Содружества. Берроуз и Хэнли на вертолете добрались до ст. Кейп-Денисон и, перемещаясь на вертолете, выполнили ряд измерений склонения и наклона. По полученным данным была построена карта наклона и определено положение ЮМП [Burrows, 1963].

В 1982–1983 гг. Российским географическим обществом (РГО) и Главным управлением навигации и океанографии МО РФ была организована кругосветная антарктическая экспедиция, одной из задач которой было определение положения ЮМП, находившегося к этому времени на

свободной от льда акватории. Фактически, это была первая морская экспедиция, перед которой стояла такая задача. В экспедиции принимали участие два океанографических судна: “Адмирал Владимирский” и “Фаддей Беллинсгаузен”. Участниками экспедиции были проведены магнитометрические исследования в море Дюрвиля в районе планируемого положения ЮМП. В результате экспресс-обработки полученных данных было установлено, что ОИС “Фаддей Беллинсгаузен” 3 февраля 1983 г. прошел в непосредственной близости от полюса, где и был спущен морской буй. Данные, полученные в ходе этой экспедиции, и научно-технический отчет находятся в Центральном картографическом производстве (ЦКП ВМФ). По сделанным оценкам ЮМП находился в точке с координатами 65°10' S и 138°40' E. Подробно результаты экспедиции и описание примененного метода можно найти в работах [Золотайкин, 2007; Черноусов, 2020].

В 1986 году австралийскими учеными для определения положения ЮМП измерялась горизонтальная составляющая геомагнитного поля. Для этой цели был использован набортный трехосный феррозондовый магнитометр, установленный на подвесе. Датчик был окружен системой

Таблица 1. Положение ЮМП по данным экспедиций разных лет

Год	Широта (°N)	Долгота (°E)	Экспедиция
1903.2	-72.9	156.4	Scott British Antarctic Exp.
1909	-71.6	152.0	Shackelton British Antarctic Exp.
1912	-71.17	150.8	Bage et al. Australasian Antarctic Exp.
1931	-70.3	149.04	Kennedy, Brit/Aus/NZ exp.
1952	-68.1	143.0	Mayaud, French South Polar Exp.
1962.1	-67.5	140.0	Burrows and Hanley Exp.
1983	65.1	138.4	“Фаддей Беллинсгаузен”
1986	-65.3	139.167	Aust. Bureau of Min Resources MV Icebird
2000	-64.67	138.33	Barton

катушек Гельмгольца для частичного гашения магнитного поля корабля [Barton et al., 1987]. В результате положение ЮМП на эпоху 1986.0 было оценено как 65°10' S, 139°10' E. Сами авторы полагали точность разработанного ими метода недостаточной и после модификации как приборной базы (датчик был вынесен на кронштейнах за пределы корабля), так и методики проведения измерений и обработки их результатов повторили эксперимент в 2000 году [Barton, 2002]. Для координат положения ЮМП на эпоху 2000 г. были получены значения 64.67° S, 138.12° E.

2. ПРИБОРНАЯ БАЗА МАГНИТОМЕТРИЧЕСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ

Поскольку магнитное поле Земли является векторной величиной, для его полного описания необходимо иметь данные о пространственно-временном распределении всех компонент вектора. Однако выполнение компонентных измерений на борту подвижного ферромагнитного носителя сопряжено с целым рядом технических и методических трудностей и, в первую очередь, с трудноразрешимой задачей разделения вкладов измеряемого геомагнитного поля и поля самого носителя. Поэтому в настоящее время большинство магнитометрических измерений на акватории Мирового океана выполняется забортными магнитометрами, а измеряемой величиной является модуль полного вектора магнитного поля. В ходе выполненной на “Адмирале Владимирском” съемки были использованы приборы двух типов: забортные компонентные магнитометры и забортный буксируемый протонный магнитометр.

2.1. Компонентные магнитометры

Компонентные измерения осуществлялись магнитовариационным комплексом MVC-2, разработанным в ИЗМИРАН и состоящим из трех датчиков торсионного типа [Корутенко et al., 1994]. Эти датчики были ориентированы вдоль

продольной X , поперечной Y и вертикальной Z (вниз) осей носителя, образующих “мобильную” систем координат. Параллельно с этим комплексом использовался компонентный магнитометр с датчиками, принцип действия которых основан на магниторезистивном эффекте. Устройство и принцип действия тонкопленочных пермаллоевых магниторезистивных сенсоров описаны в статье А. Маргелова [2005]. Датчик выполнен в сверхминиатюрном 14-выводном корпусе LCC размером 3.5×3.5 мм.

Оцифровка измеренных значений поля осуществлялась 24-разрядным АЦП, что соответствует пороговой чувствительности компонентных магнитометров на уровне 0.001 нТл. Частота оцифровки 1, 10 и 50 Гц позволяла регистрировать с высоким амплитудным и временным разрешением изменения магнитного поля во времени и пространстве: локальные магнитные аномалии связанные с особенностями строения земной коры, изменения намагниченности судна (жесткие, мягкие), аномалии, связанные с колебаниями корабля во внешней системе отсчета (измерения на подвижном носителе).

Питание магнитометров осуществлялось от источника постоянного напряжения (батарея аккумуляторов) 12 В. Кроме того подключался аккумулятор (в буфер) через зарядное устройство к сети переменного тока 220 В. В автономном режиме аккумулятор емкостью 90 А/ч обеспечивал до 30 сут бесперебойной работы системы сбора данных с парой трехкомпонентных магнитометров.

Сбор данных (через систему сбора) в автономном режиме производился на CF-память 133x. Емкость 4–32 Гб обеспечивала автономность сохранения информации в течение 30–60 сут при 9-ти задействованных каналах ввода данных. Кроме того, к системе сбора данных через последовательный порт дополнительно был подключен ПК, что обеспечивало сохранность данных при смене CF-накопителей и позволяло осуществлять визуальный контроль за работой аппаратуры.



Рис. 1. Магнитометрическая лаборатория на ОИС “Адмирал Владимирский”. (а) – положение лаборатории и датчика GPS на судне; (б) – вид лаборатории с двумя компонентными магнитометрами и системой регистрации данных.

Синхронность записи данных по информационным каналам, не превышавшая 1 мс в течение длительных (100 и более сут) интервалов проведения измерений, обеспечивалась GPS-датчиком, закрепленным на фальшборте и соединенным с магнитометрическим комплексом через кабель-каналы (рис. 1а).

Перед выходом в море была проведена поверка магнитометров в магнитно-ионосферной обс. Воейково, обеспечивающей отсутствие магнитных и промышленных помех. В режиме калибровки в поле колец Гельмгольца были определены калибровочные коэффициенты, а также амплитудно- и фазо-частотная характеристики магнитометров в диапазоне периодов 0.1–500 с.

Вся магнитометрическая аппаратура находилась в магнитометрической лаборатории, расположенной в кормовой части судна (рис. 1а). В средней части лаборатории была установлена деревянная доска, которая была жестко закреплена между двух столов таким образом, чтобы обеспечить максимальное расстояние от стенок лаборатории и тем самым уменьшить их влияние на показания датчиков (рис. 1б).

В ходе экспедиции проводились компонентные измерения датчиками обоого типа. Систематический анализ и сопоставление этих измерений позволили контролировать работу аппаратуры.

2.2. Модульный магнитометр

Измерения модуля полного вектора МПЗ осуществлялось буксируемым магнитометром Sea-Spy (Marine magnetics, Canada). Этот прибор был предоставлен компанией Росгеология АО “Южморгеология”, а измерения проводились опытным квалифицированным оператором, участвовавшим в экспедиции. Магнитометр буксировался на расстояние 300–400 м за судном. Это позволило избежать влияния магнитного поля корабля на результаты измерений, но повысило зависимость от погодных условий: при сильном волнении магнитометр за борт не спускали. Во время выполнения съемки в районе ЮМП погода благоприятствовала проведению измерений и магнитометр отработал полигон полностью.

2.3. Проверка согласованности результатов измерений компонентных магнитометров и их сопоставление с данными шхуны “Заря”

Сравнительный анализ результатов измерений, выполненных компонентными магнитометрами с торсионными и магниторезистивными датчиками, показал высокую степень их согласованности. О достаточной надежности приборов свидетельствует тот факт, что, как показала поверка в обс. Воейково, их параметры после полу-

годового плавания мало изменились. В качестве независимых данных для сравнения нами были использованы результаты измерений, выполненных на немагнитной шхуне “Заря”. Экспедиционные исследования геомагнитного поля на акватории морей и океанов проводились во время рейсов шхуны “Заря” в течение более чем 30 лет. На шхуне был установлен уникальный для своего времени комплекс приборов, позволявших измерять компоненты геомагнитного поля в движении [Морские ..., 1986]. После перевода всех данных “Зари” в цифровой вид они стали легко доступны для сравнения [Баткова и др., 2007; db.izmiran]. В частности, во время пробного выхода “Адмирала Владимирского” проводились компонентные измерения в Финском заливе.

Маршрут пробного выхода определялся внешними условиями, но в архиве “Зари” были найдены три галса, близкие по координатам к профилю “Адмирала Владимирского”. На рисунке 2а показаны профиль пробного выхода ОИС “Адмирал Владимирский” и схема галсов шхуны “Заря”. Сравнение проводилось для Z -компоненты аномального магнитного поля. На рис. 2б в более крупном масштабе показана схема галсов и соответствующие им графики этой компоненты. Поскольку во время пробного выхода измерения велись в условиях штиля, измеренные значения Z -компоненты не содержали характерных для океана, связанных с качкой, короткопериодических возмущений, и фильтрация данных в этом случае не проводилась. Из рисунка 2б хорошо видно качественное совпадение формы, положения и структуры сложного аномального магнитного поля в Финском заливе. Расчеты показывают, что коэффициент корреляции варьируется от 0.65 до 0.85 несмотря на то, что точного совпадения маршрутов по координатам не было.

Аналогичное сравнительное исследование было проведено для района Бискайского залива, который ОИС “Адмирал Владимирский” пересек в конце рейса. Нам удалось подобрать два галса, выполненных в том же районе шхуной “Заря”. На рисунке 3а показана схема расположения галсов “Зари” и ОИС “Адмирал Владимирский”. На рисунке 3б дано сопоставление Z -компоненты аномального магнитного поля, полученного на шхуне “Заря” и ОИС “Адмирал Владимирский”. Как видно из этого рисунка, имеется качественное совпадение вертикальной компоненты аномального магнитного поля на профилях: идентифицируются все аномалии, для самых близких отрезков сохраняется соотношение магнитуд. Таким образом, качественное совпадение результатов измерения Z -компоненты на галсах, выполненных ОИС “Адмирал Владимирский” в начале и конце маршрута с данными шхуны “Заря”, говорит в пользу работоспособности магнитометров в течение всего маршрута.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЮМП ПО ДАННЫМ ЭКСПЕДИЦИИ ОИС “АДМИРАЛ ВЛАДИМИРСКИЙ”

3.1. Планирование полигона

Как уже отмечалось выше, одной из задач, стоявших перед экспедицией на ОИС “Адмирал Владимирский”, было экспериментальное определение положения ЮМП. При планировании морской магнитометрической съемки следовало иметь в виду, что в районе Антарктиды предполагалось проведение обширных геофизических исследований, и задача локализации ЮМП была только одной из них. Это обуславливало ограниченность временного интервала, выделенного на решение поставленной задачи, а значит и размера полигона. Поэтому столь важным было определить как можно точнее предполагаемое положение ЮМП, имея при этом в виду влияние аномального поля и флуктуаций полюса в зависимости от геомагнитных вариаций. Перед началом экспедиции на основе коэффициентов прогноза глобальной модели геомагнитного поля IGRF-12 [IAGA, 2015] нами была получена оценка положения ЮМП. Уже после начала экспедиции в конце декабря 2019 г. IAGA были выпущены коэффициенты следующей генерации IGRF-13 [Alken et al., 2021]. Новое прогнозное положение ЮМП незначительно отличалось от первоначального. На рисунке 4 черной звездой показано положение первоначального прогноза и белой – уточненного. На основе этих данных были определены местоположение полигона, объем магнитометрических исследований и необходимая для этого аппаратура, а также методика проведения измерений.

На рисунке 4 также показана карта горизонтальной H -компоненты, рассчитанной по модели IGRF-13 в районе предполагаемого положения ЮМП. В соответствии со структурой изолиний H -компоненты галсы были заложены в направлении максимального градиента (SW–NE) и перпендикулярно к этому направлению (NW–SE). На этом полигоне размером 35 км × 30 км была выполнена непрерывная 500 км съемка в течение 27 ч, начиная с 03:00:00 UT 06.04.2020 г. и до 06:00:00 UT 07.04.2022 г. Погода благоприятствовала, забортный магнитометр отработал весь полигон. По данным ближайших магнитных обсерваторий магнитных возмущений во время проведения съемки не наблюдалось.

3.2. Определение положения ЮМП по данным модульных измерений

Обработка модульных данных осуществлялась по обычной схеме: удаление сбоев и фильтрация. Учет вариаций проводился методом увязки профилей за счет минимизации невязок в точках их пересечения. Задача получения оценки положе-

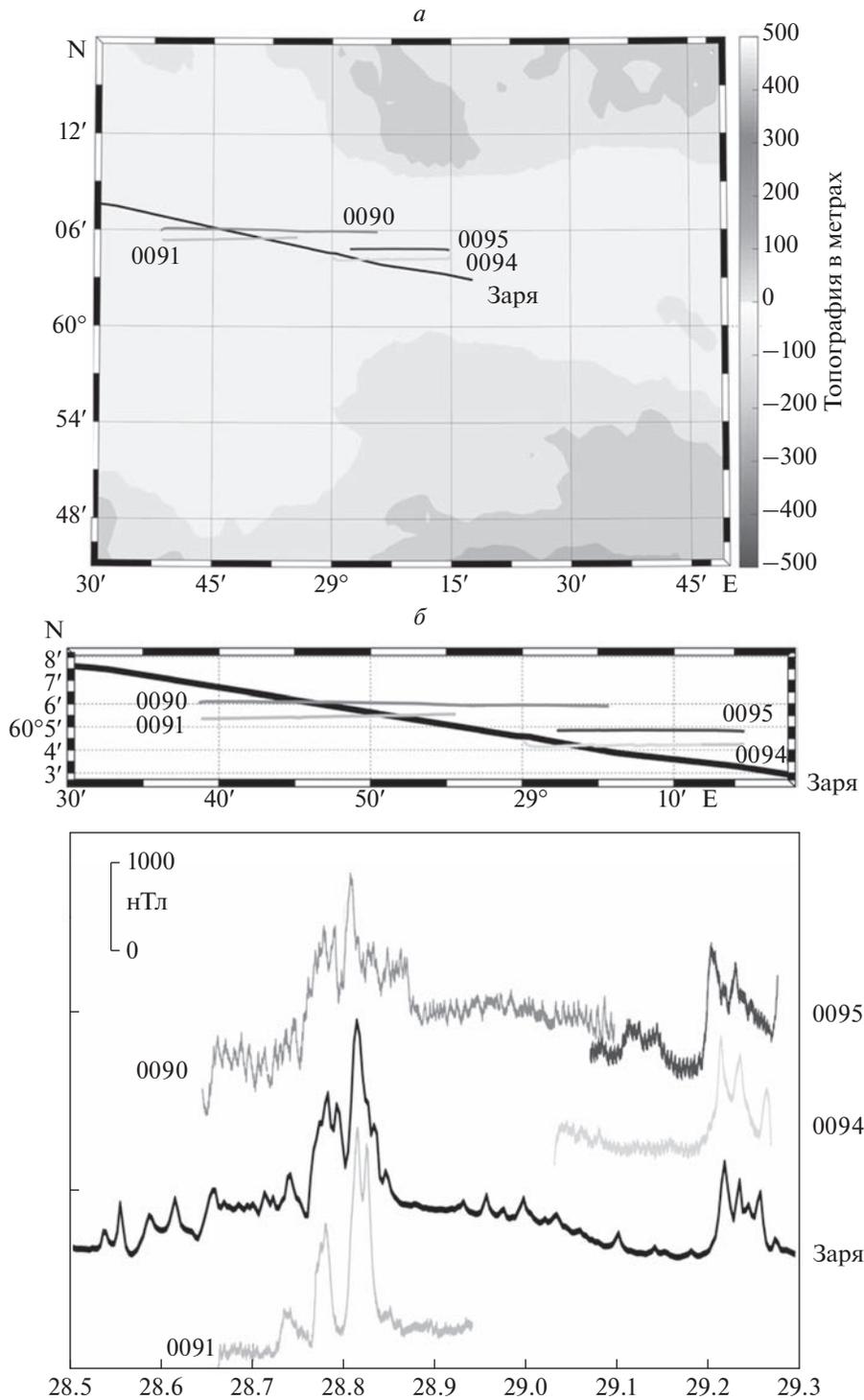


Рис. 2. Сравнение Z-компоненты аномального магнитного поля по данным “Зари” и ОИС “Адмирал Владимирский”. (а) – схема галсов: черным цветом показан галс “Зари”, оттенками серого показано положение галсов ОИС “Адмирал Владимирский”; (б) – увеличенная схема галсов и Z-аномальное, цвет соответствует блоку (а); цифрами показан идентификационный номер галса.

ния ЮМП по модульным данным сводится к линейной за счет перехода к дифференциалу δT [Barraclough, 1974]. В основе лежит формула для бесконечно малых приращений.

$$\delta T = (\delta X X + \delta Y Y + \delta Z Z) / T.$$

Задав некоторые начальные значения компонент X_0, Y_0, Z_0 , вычисляем T_0 и находим разности

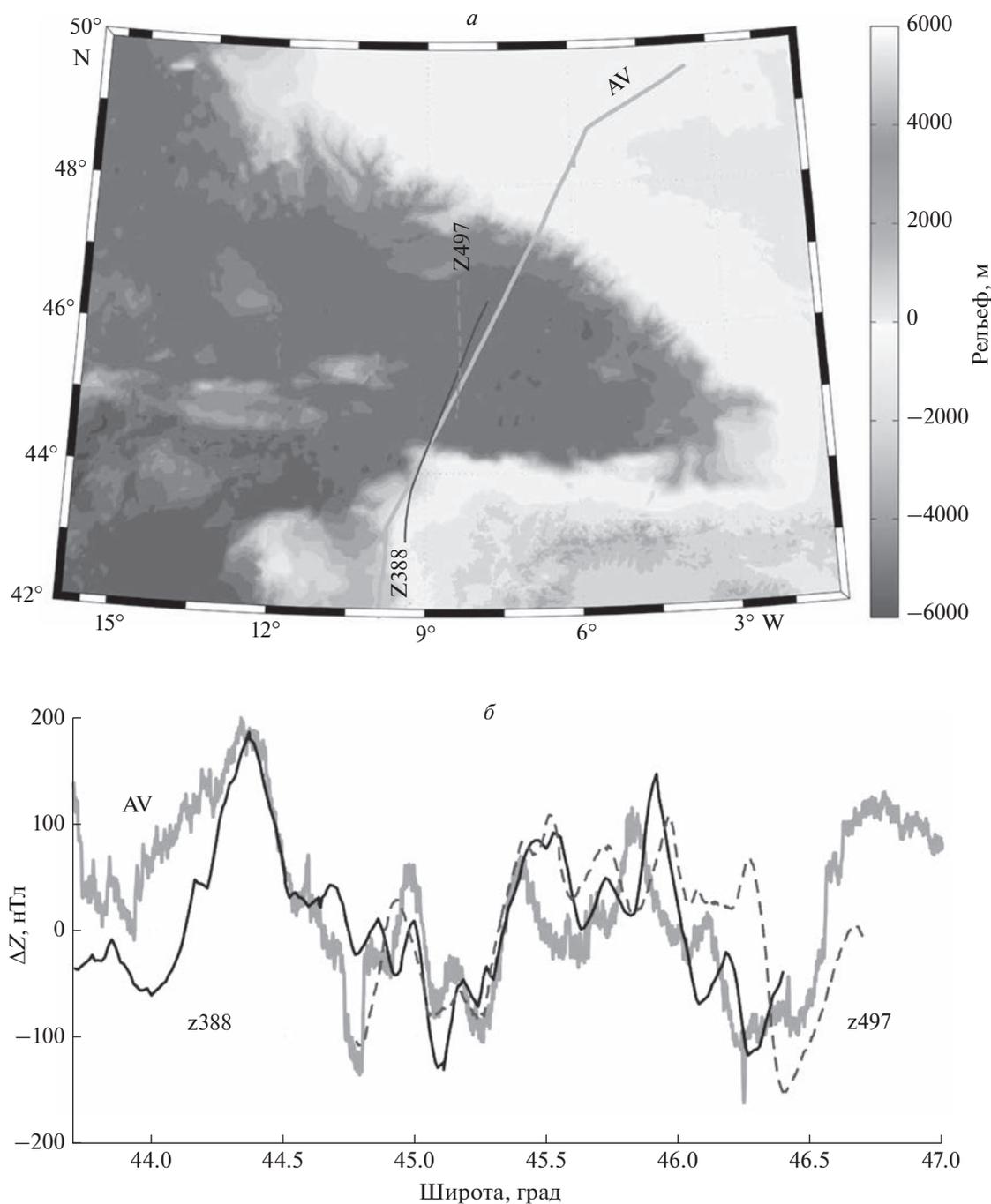


Рис. 3. Сравнение Z -компоненты аномального поля на профилях, выполненных шхуной “Заря” и ОИС “Адмирал Владимирский” в Бискайском заливе. (а) – схема галсов: серым цветом показан галс ОИС “Адмирал Владимирский”, черной сплошной и серой пунктирной линиями показаны галсы “Зари”; цифры – идентификационные номера галсов; (б) – Z аномальное, цвет и идентификационные цифры соответствуют блоку (а).

с измеренными значениями. После чего представляем поправки δX , δY , и δZ в виде суммы сферических гармоник, и методом наименьших квадратов решаем получаемую систему линейных уравнений относительно коэффициентов ряда. По найденным коэффициентам вычисляем по-

правки δX , δY , δZ , и получаем результат первой итерации X_1 , Y_1 , Z_1 . Далее вычисляем T_1 и δT , и процедура повторяется до достижения минимальных отличий величины T для двух последовательных шагов. По конечным значениям компонент вычисляется горизонтальная составляю-

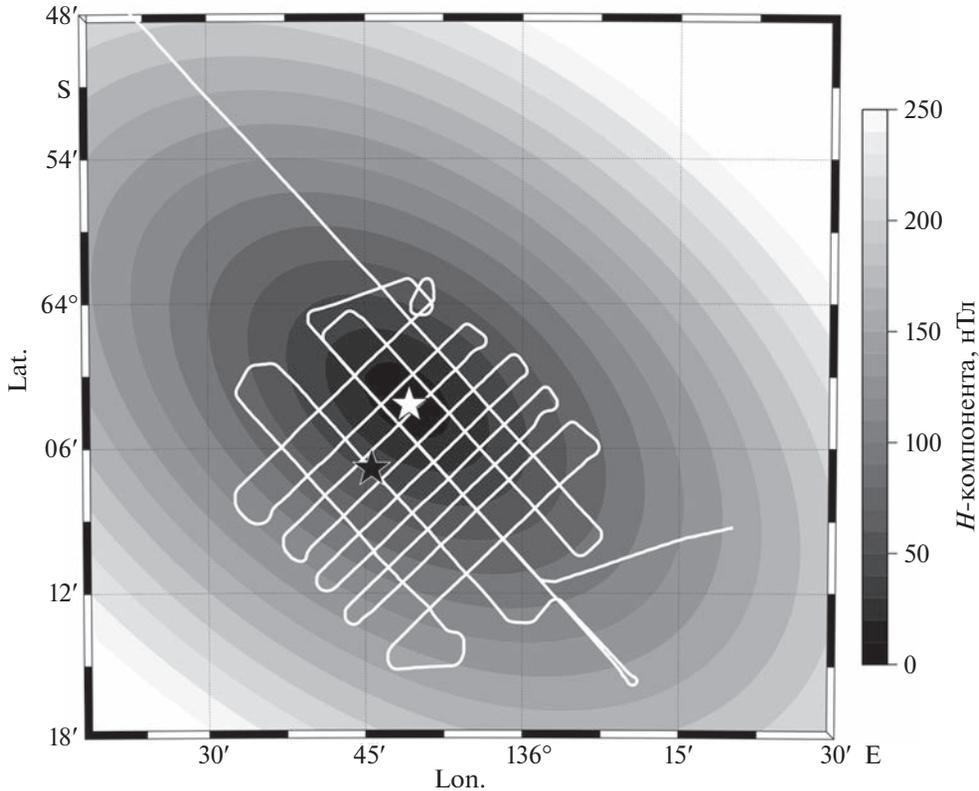


Рис. 4. Ориентация полигона относительно горизонтальной компоненты геомагнитного поля. В градациях серого показана горизонтальная компонента, рассчитанная по модели IGRF-13, белым цветом показана схема полигона, черной звездочкой показано положение ЮМП по прогнозу IGRF-12, белой звездочкой – то же по модели IGR-F13.

шая, положение минимума которой дает оценку ЮМП. Методически требуется переход в локальную систему координат с центром в середине полигона и нормировка полиномов Лежандра по размеру области. В том случае, когда точка полюса лежит внутри области, краевыми эффектами можно пренебречь.

За счет повышения степени полинома можно достичь наилучшего представления в точках с измеренными значениями, но при этом могут возникать дополнительные экстремумы, связанные с локальными особенностями в данных. Пространственное распределение синтезированной H -компоненты при порядке сферического полинома $n = 4$ показано на рис. 5. Положение минимума отмечено серым кругом, там же для сравнения звездочкой показано положение ЮМП, вычисленного по модели IGRF-13. На рис. 5 хорошо видно наличие дополнительного локального минимума. Появление этого минимума может быть связано, например, с влиянием аномального магнитного поля на структуру горизонтальной компоненты. Однако более вероятно, что так проявляется интегральный результат суточного “блуждания” полюса, т.е. влияния остаточного вклада вариационной составляющей.

3.3. Определение положения ЮМП по данным измерения горизонтальной компоненты

В отличие от модульных измерений, выполняемых буксируемым датчиком магнитометра, компонентные датчики устанавливаются на борту носителя. В случае, когда съемка осуществляется на ферромагнитном судне, использование набортных магнитометров связано с большими трудностями [Nogi, 1999], поскольку требует учета влияния собственного магнитного поля корабля, которое имеет сложную конфигурацию [Нечаев и Григорьев, 1986]. Принято рассматривать измеряемое в корабельной системе координат магнитное поле \mathbf{T} состоящим из трех составляющих

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{\text{МПЗ}} + \mathbf{T}_s + \mathbf{T}_h,$$

где $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}$ вектор внешнего магнитного поля Земли, \mathbf{T}_h – часть магнитного поля судна, отвечающая остаточной намагниченности (твердое железо), \mathbf{T}_s – часть поля, определяемая индуцированной намагниченностью судового железа (магнитомягкое железо), зависящая от курса. При этом \mathbf{T}_s , \mathbf{T}_h , и $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}$ связаны линейным уравнением Пуассона [Яновский Б.М., 1953]

$$\mathbf{T}_s = A\mathbf{T}_{\text{МПЗ}} + \mathbf{T}_h,$$

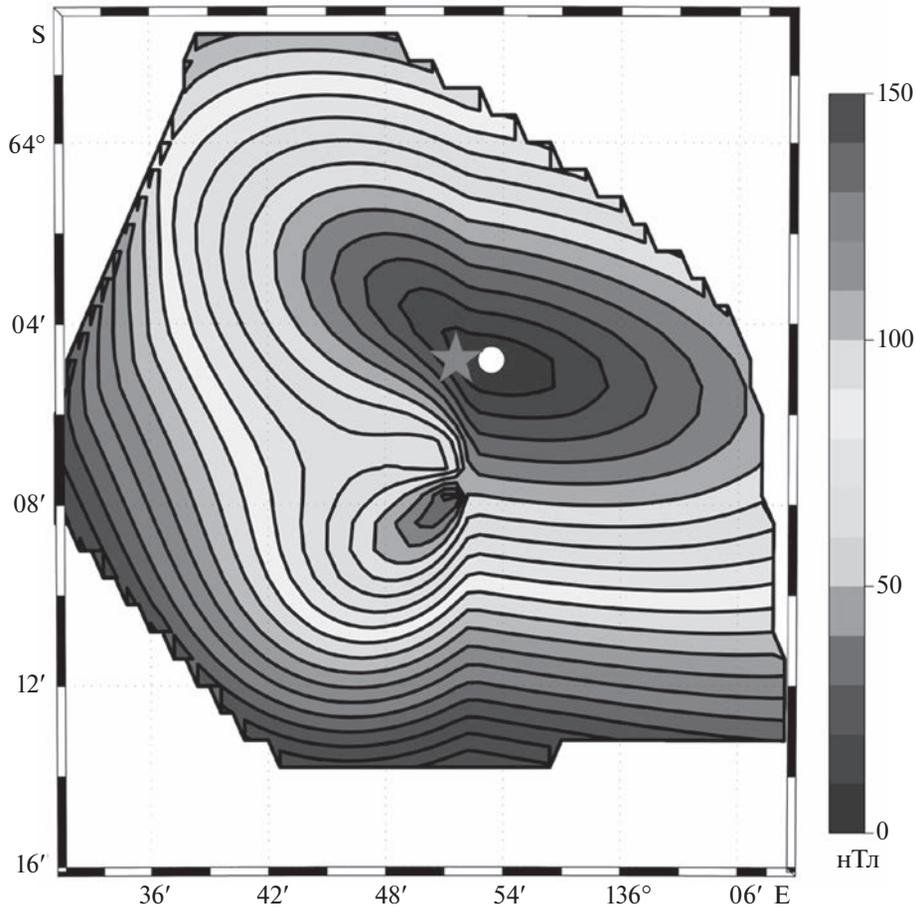


Рис. 5. Пространственная структура синтезированной горизонтальной компоненты. Серым кружком показано положение глобального минимума, звездочкой – положение ЮМП по модели IGRF-13.

где A – матрица (3×3) коэффициентов Пуассона. Элементы матрицы A и вектора T_h называются параметрами Пуассона. Они постоянны для данной точки измерений при неизменности распределения ферромагнитных масс судна.

Для получения данных о горизонтальной компоненте МПЗ необходимо выполнить специальные работы при соблюдении следующих условий: геомагнитная обстановка должна быть спокойной, градиент МПЗ в районе проведения работ мал. В результате мы получаем годограф – множество значений (X, Y) горизонтальных компонент, задающих точки на плоскости. При отсутствии шума и в случае справедливости линейной модели эти точки лежат на эллипсе общего вида. Рассчитать его параметры (координаты центра и полуоси a и b), максимально приближающие эллипс к реальным данным, можно с помощью метода наименьших квадратов. Такая аппроксимация может быть применена в случае, когда корабль проходит многоугольник, совершает циркуляцию или выполняет “звезду”, т.е. проходит через данную точку несколькими галсами с разными

азимутами (теоретически для построения годографа достаточно знать горизонтальные компоненты на пяти курсах). Полученный эллипс, площадь которого равна πab , сдвигается в начало координат, поворачивается и масштабированием осей превращается в круг. Пример аппроксимации данных одной из циркуляций эллипсом приведен на рис. 6. Измеренные за время выполнения циркуляции значения компонент показаны на рисунке серым цветом, а аппроксимирующий эллипс – черным.

В результате такого преобразования наблюдаемых величин мы получим величину H горизонтальной компоненты МПЗ с некоторым коэффициентом, определяемым матрицей Пуассона. Естественно предположить малость недиагональных членов матрицы, косвенным подтверждением чего является малое отклонение осей эллипсов, полученных при циркуляции, от координатных осей. Во всех проведенных работах это отклонение не превышало 4° . В этом случае определяются и сами горизонтальные компоненты с точностью до общего множителя, значение кото-

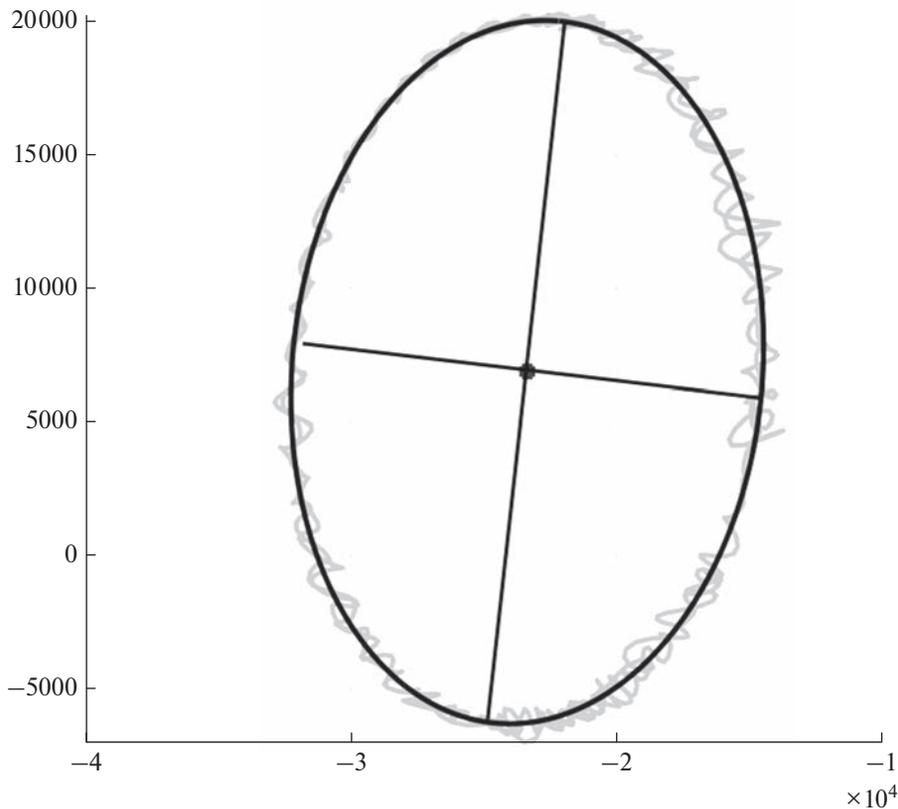


Рис. 6. Годограф, построенный по результатам измерения X - и Y -компонент во время девиационных работ в Атлантическом океане. Серым цветом показан годограф, черным цветом показан аппроксимирующий эллипс и его оси.

рого не меняется без существенного изменения магнитной обстановки, например, изменения МПЗ и/или магнитного поля судна. Детальное описание свойств годографа предполагается провести в отдельной работе.

За рейс было выполнено несколько работ такого рода на разных широтах. Географическое положение соответствующих точек показано на рис. 7а. Для каждой из этих точек был определен “радиус” годографа, т.е. радиус круга той же площади, что и соответствующий эллипс. Для выявления зависимости радиуса годографа от горизонтальной составляющей внешнего поля были использованы значения H -компоненты, вычисленные в точках циркуляций по модели IGRF-13. Эта зависимость приведена на рис. 7б. Цифрами устанавливается соответствие между точками рис. 7б и их географическим положением. Хорошо видно, что радиус годографа практически линейно зависит от H и стремится к 1000 нТл при приближении к полюсу. Такие значения радиуса около полюса говорят о существенной ошибке, причины которой авторам до конца не ясны. По-видимому, это связано с индуктивным влиянием вертикальной компоненты Z на очень маленькую горизонтальную составляющую. В частности, и

при малых недиагональных элементах матрицы Пуассона наведенная горизонтальная компонента поля T_x велика относительно собственной горизонтальной компоненты МПЗ.

Данные компонентных измерений на полигоне позволяют предложить следующий алгоритм определения положения ЮМП. Для построения годографа в качестве циркуляции были использованы отрезки галсов на участках разворотов. По значениям компонент в точках на этих дуговых отрезках строился годограф, который обрабатывался описанным выше способом. В результате были получены коэффициенты для масштабирования компонент X и Y , и далее рассчитывалась величина горизонтальной компоненты на галсах полигона. Положение ее локальных минимумов принималось за координаты виртуальных магнитных полюсов (ВМП). Оценку положения ЮМП получали осреднением ВМП. Положение ВМП и результат осреднения показаны на рис. 8. Стандартным методом получен 50%-й эллипс доверия. На этот же рисунок добавлено положение ЮМП, определенное по данным модульных измерений и по модели IGRF-13. Для сравнения туда же вынесено положение ЮМП, вычисленное по модели WMM2020 [Chulliat et al., 2015], учиты-

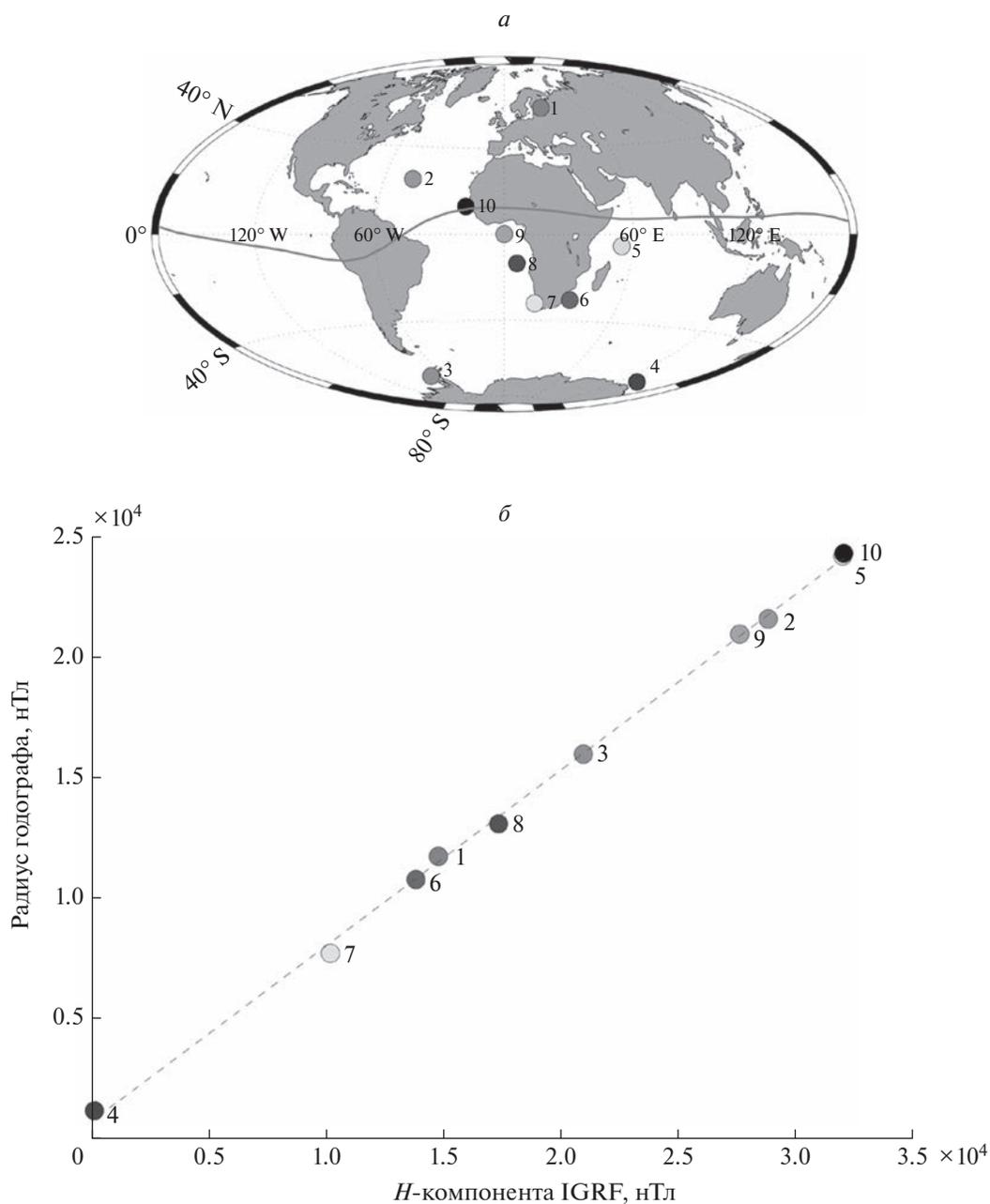


Рис. 7. Изменение радиуса годографа в зависимости от значения горизонтальной компонент H в районах выполнения циркуляции. (а) – географическое положение точек выполнения девиационных работ, (б) – зависимость радиуса годографа от значения H , цифрами показаны номера точек.

Таблица 2. Положение ЮМП по данным “Адмирала Владимирского” и по модели IGRF-13

Данные	Широта ($^{\circ}$ N)	Долгота ($^{\circ}$ E)
Модульные	-64.0830	135.9016
Компонентные	-64.0839	135.7962
IGRF-13	-64.081	135.866
WMM2020	-64.0830	135.9016

вающей влияние аномальной части геомагнитного поля. Хорошо видно, что все четыре оценки положения ЮМП практически совпадают. Положение полюса, полученного по модульным данным, наиболее близко к полюсу WMM2020, что, по-видимому, связано с учетом в модульных измерениях аномального поля. Соответствующие значения координат приведены в табл. 2. Для дипольного приближения и полигона, охватывающего полюс, этот метод дает хорошие результаты.

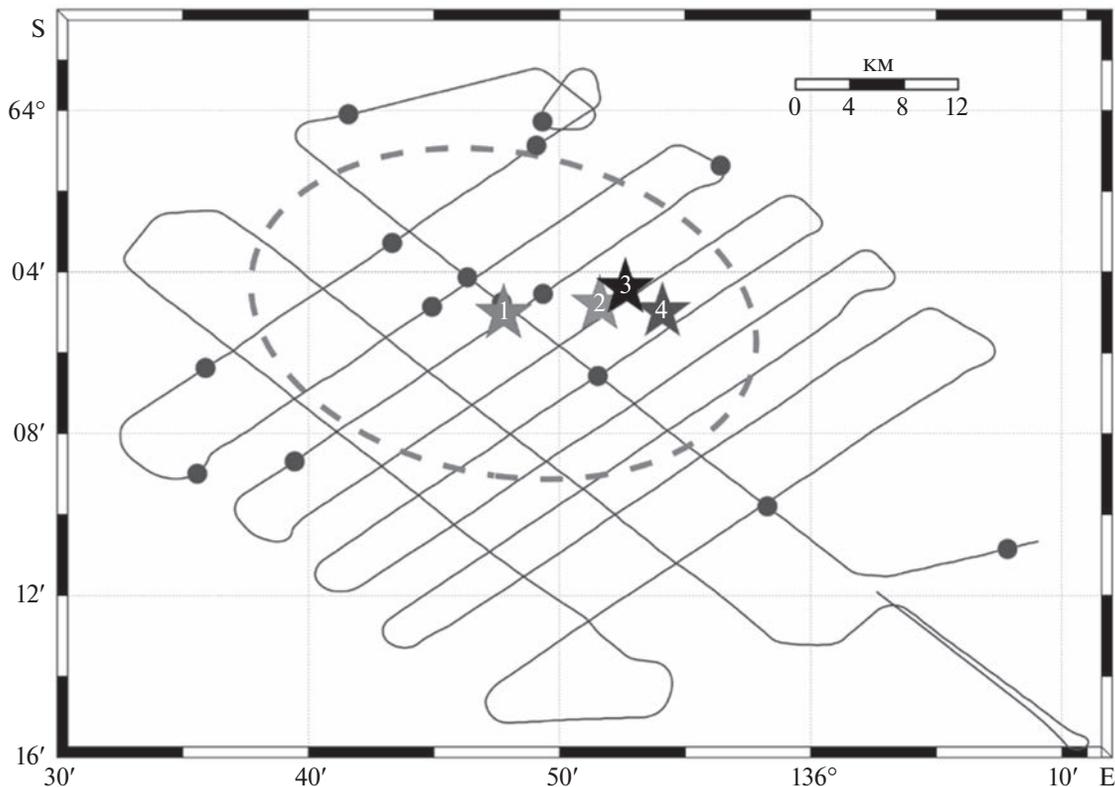


Рис. 8. Полученные оценки положения ЮМП. Черной линией показана схема полигона, кружками показаны ВМП, символами “звезда” показано положение ЮМП, полученное разными методами: 1 – результат осреднения ВМП, 2 – вычислено по IGRF-13, 3 – вычислено по модели WMM, 4 – получено по модульным данным; пунктирной линией показан эллипс 50% достоверности для полюса 1.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены результаты магнитных измерений, выполненных в ходе юбилейной кругосветной экспедиции ОИС “Адмирал Владимирский” 2020 г. Магнитометрическая лаборатория была оснащена двумя трехкомпонентными магнитометрами с датчиками, работающими по разным физическим принципам, GPS-датчиком и буксируемым модульным магнитометром. Параллельное использование магнитометров обеспечивало контроль за стабильностью их работы. По результатам выполненных в разных широтах специальных работ (циркуляция, многоугольник, звезда) был разработан метод определения коэффициентов масштабирования компонент X , Y и получения горизонтальной компоненты. Этот метод был использован для обработки компонентных данных, полученных на специально заложенном полигоне в районе предполагаемого положения ЮМП. В результате получены оценки координат ЮМП по модульным и компонентным данным, которые оказались близки к положению полюса, вычисленного на основе модели IGRF-13.

Результаты этой работы показали работоспособность и надежность компонентных магнитометров, разработанных в СПбФ ИЗМИРАН. Хотя использование компонентных данных, полученных на ферромагнитном судне, сопряжено с большим количеством дополнительных трудностей и проблем, выяснилось, что при применении соответствующей обработки эти данные могут быть использованы для решения ряда геофизических задач. В частности, в работе предложен и успешно использован метод годографа для определения положения полюса. Предполагается возможным расширить круг геофизических задач, решаемых с помощью такого рода магнитометров. Для этого требуется как продолжение экспериментальных работ, так и совершенствование методики получения и обработки данных.

Полученные нами оценки координат ЮМП по данным экспедиций Кука и Беллинсгаузена (часть 1) и по данным экспедиции ОИС “Адмирал Владимирский” могут быть использованы для расширенного сравнительного анализа скоростей дрейфа ЮМП, вычисленных по сферическим моделям и определенных экспериментально.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает благодарность всем, кто принимал участие в доставке оборудования для экспедиции, оперативно организовывал передачу информации, обеспечивал связь и координацию по маршруту следования ОИС “Адмирал Владимирский”.

Персонально мы благодарим:

- профессора, доктора физ. мат наук, заведующего отдела Наземных геомагнитных исследований, Ю.А. Копытенко;
- руководителя экспедиции ОИС “Адмирал Владимирский”, заместителя начальника Управления навигации и океанографии МО РФ О.Д. Осипова;
- научных сотрудников отдела Наземных геомагнитных исследований (СПбФ ИЗМИРАН) к. т. н. П.А. Сергушина, Д.Б. Зайцева, В.А. Леваненко, А.В. Петленко;
- управляющего директора АО “Южморгеология” Е.М. Красинского (Российский геологический холдинг “Росгеология”);
- начальника отдела Гравиметрических и магнитометрических морских исследований Е.К. Григорьева;
- зам. директора по науке Института прикладной геофизики В.Т. Минлигареева;
- сотрудника 6-ой Атлантической экспедиции к. т. н. С.В. Процаенко.

Рисунки были подготовлены с использованием пакета программ GMT [Wessel et al., 2019].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баткова Л.А., Боярских В.Г., Демина И.М. Комплексная база данных геомагнитного поля по результатам по результатам съемок на немагнитной шхуне “Заря” // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 4. С. 571–576. 2007.
- Золотайкин Б.М. На всю оставшуюся жизнь // Навигация и гидрография. № 25. С. 120–128. 2007.
- Маргелов А. Магниторезистивные датчики положения компании Honeywell. // CHIP News – инженерная микроэлектроника. № 3. С. 30–34. 2005.
- Морские геомагнитные исследования на НИС “Заря” / Под ред. Почтарева В.И. М.: Наука. 184 с. 1986.
- Нечаев П.А., Григорьев В.В. Магнитно-компасное дело. М.: Транспорт. 238 с. 1986.
- Черноусов А.А. Результаты кругосветной антарктической экспедиции гидрографической службы Черного морского флота 1982–1983 гг. как подтверждение итогов Первой русской антарктической экспедиции Беллинсгаузена–Лазарева / Сб. докл. научной сессии ГУАП, Санкт-Петербург, 14–22 апреля 2020 года, Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения. С. 177–180. 2020.
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд. ЛГУ. 592 с. 1978.
- Alken P., Thébault E., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73:49. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Barraclough D.R. Spherical harmonic analyses of the geomagnetic field for eight epochs between 1600 and 1910. // Geophys. J. R. Astr. Soc. V. 36. P. 497–513. 1974.
- Barton C.E., Hutchinson R., Quilty P., Seers K., Stone T. Quest for the magnetic poles: Relocation of the South Magnetic Pole at sea. /1986. BMR Record 1987/3. Australian Geological Survey Organisation. Camberra. 23 p. 1987.
- Barton C. Survey tracks current position of South Magnetic Pole // EOS. Transactions of the American Geophysical Union. V. 83(27). P. 291. 2002.
- Burrows A.L. Location of the south magnetic pole // N. Z. J. Geol. Geophys. V. 6. P. 454–464. 1963.
- Chulliat A., Macmillan S., Alken P., Beggan C., Nair M., Hamilton B., Woods A., Ridley V., Maus S., Thomson A. The US/UK World Magnetic Model for 2015–2020: Technical Report. / National Geophysical Data Center. NOAA. 2015. <https://doi.org/10.7289/v5tb14V7>
- db.izmiran. <http://db.izmiran.nw.ru/downloads>
- IAGA 2015. <https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>
- Knapp G.D. Historical notes on determining the position of the south magnetic dip pole. / U.S.C.G.S. ESSA. Rockville. Maryland. 25 p. 1969.
- Kopytenko Yu.A., Kopytenko E.A., Zaitsev D.B., Voronov P.M., Amosov L.G. Magnetovariation complex MVC-2 / Proc. of the VI-th Workshop on Geomagnetic Observatory Instr., Data Acquisit. and Processing. Sept. 18–24. 1994. Dourbes. Belgium. P. 10. 1994.
- Nogi Y., Kaminuma K. Measurements of vector magnetic anomalies on board the icebreaker Shirase and the magnetization of the ship // Annali di Geofisica. V. 42. Is. 2. P. 161–170. 1999.
- Wessel P., Luis J.F., Uieda L., Scharroo R., Wobbe F., Smith W.H.F., Tian D. The Generic MappingTools version 6. // Geochem. Geophys. Geosyst. V. 20. P. 5556–5564. <https://doi.org/10.1029/2019GC008515>. 2019.